

Имеются, однако, два случая, когда вероятности обоих процессов сравнимы, и  $\alpha$ -распад наблюдается как из основного, так и из возбужденного состояния ядра. Это происходит при больших энергиях распада, т. е. у наиболее короткоживущих элементов:  $\text{RaC}' (T_{\text{RaC}'} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ сек})$  и  $\text{ThC}' (T_{\text{ThC}'} \approx 3 \cdot 10^{-7} \text{ сек})$ .

Из сказанного следует, что разности энергий длиннопробежных групп непосредственно определяют схему расположения уровней уже не ядра-продукта, а исходного ядра (рис. 39).

Радиоактивные изотопы, дающие длиннопробежные  $\alpha$ -частицы, также создают  $\gamma$ -излучение, которое в отличие от случая, приводящего к образованию тонкой структуры, принадлежит не конечному ядру, а исходному. При этом

$$\hbar\omega = T_{\alpha_i} - T_{\alpha_0},$$

$T_{\alpha_i}$  — энергия  $\alpha$ -частицы, вылетающей с  $i$ -того уровня,  $\omega$  — частота  $\gamma$ -кванта.

Итак, при распаде возбужденных ядер, вообще говоря, конкурируют два процесса:  $\alpha$ -распад и испускание  $\gamma$ -лучей. Но только одно ядро из 10 000 переходит в основное состояние ядра-продукта с испусканием  $\alpha$ -частицы, прежде чем успеет отдать избыточную энергию в виде  $\gamma$ -квантов. Изучая спектры длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, можно получить сведения об энергетических уровнях исходного ядра.

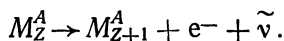
## § 19. БЕТА-РАСПАД

Бета-распадом называется процесс превращения нестабильного ядра в изобару-ядро с зарядом, отличным от исходного на  $\Delta Z = \pm 1$ , сопровождаемый испусканием электрона (позитрона) или захватом электрона с оболочки атома. Одновременно ядро испускает нейтрино или антинейтрино.

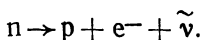
Периоды полураспада  $\beta$ -активных ядер лежат в пределах от  $10^{-2}$  сек до  $10^{18}$  лет. Если  $\alpha$ -распад наблюдается почти исключительно у тяжелых ядер, то  $\beta$ -распад свойствен ядрам как с малыми, так и с большими значениями массового числа  $A$ .

Известны три вида  $\beta$ -распада.

**A.**  $\beta^-$ -распад, при котором из ядра вылетает электрон и антинейтрино ( $\tilde{\nu}$ ) и образуется ядро с тем же массовым числом, но с увеличенным на единицу атомным номером ( $\Delta Z = +1$ ):

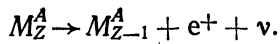


Простейшим примером  $\beta$ -распада является распад свободного нейтрона по схеме

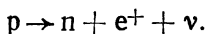


За счет этого процесса и рождается электрон внутри ядра.

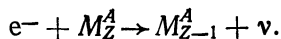
**Б.**  $\beta^+$ -распад, при котором из ядра вылетают позитрон и нейтрино, а новое ядро имеет атомный номер на единицу меньше ( $\Delta Z = -1$ ):



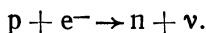
Распад свободного протона невозможен энергетически, так как его масса меньше массы нейтрона. Внутри же ядра такой процесс может идти за счет энергии ядра:



**В.** К  $\beta$ -распадным явлениям относится также электронный захват, при котором ядро захватывает электроны с атомной оболочки и испускает нейтрино:



Чаще всего захват происходит с К-оболочки и потому процесс называется К-захватом, но он возможен и для других оболочек. При этом внутри ядра один протон превращается в нейтрон:



Явление К-захвата сопровождается характеристическим рентгеновским излучением, возникающим, когда освободившееся место (K, L) заполняется электронами, находящимися на более высоких уровнях.

При  $\beta^\pm$ -распаде освобождается энергия, равная разности масс начального ядра и ядра-продукта вместе с массой электрона

$$\Delta E_\beta = (M_Z^A - M_{Z\pm 1}^A - m_e) c^2.$$

Поскольку электроны не входят в состав ядра, они рождаются в процессе самого распада. Если  $\alpha$ -распад представляет собой проявление чисто ядерных сил, то процессы  $\beta$ -распада обусловлены особыми силами, называемыми слабыми взаимодействиями.

**Энергетические спектры электронов при  $\beta$ -распаде и роль нейтрино.** Исследования энергетического распределения электронов, рождающихся при  $\beta$ -распаде, показало, что в процессе  $\beta$ -распада испускаются электроны всех энергий от 0 до  $T_{\max}$ , где  $T_{\max}$  приблизительно равно разности масс ядер

$$T_{\max} = \Delta E_\beta$$

и называется верхней границей  $\beta$ -спектра.

Типичная форма энергетического  $\beta$ -спектра для разрешенных переходов представлена на рис. 40. При определенной энергии имеется максимум интенсивности, а затем с увеличением энергии число электронов монотонно убывает. Средняя энергия испускаемых электронов обычно близка к  $1/3$  максимальной энергии и для естественных радиоактивных элементов заключена в пределах (0,25÷0,45)  $M_{\text{эв}}$ .

Объяснение непрерывного характера энергетического спектра электронов в свое время было связано с очень большими трудностями. Казалось естественным ожидать, что, подобно  $\alpha$ -распаду,  $\beta$ -распад также должен приводить к испусканию моноэнергетических электронов, энергия которых должна определяться разностью масс исходного и конечного ядер.

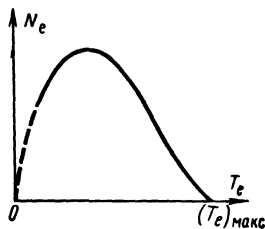
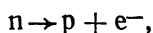


Рис. 40. Энергетический спектр электронов при  $\beta$ -распаде

Если не предполагать, что наряду с электроном вылетает еще одна частица, уносящая часть энергии, пришлось бы признать, что при  $\beta$ -распаде не выполняется закон сохранения энергии. Идея о том, что при  $\beta$ -распаде всегда образуется ядро в возбужденном состоянии и поэтому практически наблюдается непрерывный спектр, также не помогала, так как тогда  $\gamma$ -спектр, сопровождающий  $\beta$ -распад тоже должен был иметь непрерывный характер, чего в

действительности нет. Спектр  $\gamma$ -лучей дискретен. Кроме того, иногда  $\beta$ -распад не сопровождается вообще  $\gamma$ -излучением, т. е. распад идет из основного состояния исходного ядра в основное состояние ядра-продукта.

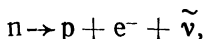
Не удавалось также согласовать  $\beta$ -распад с законом сохранения момента количества движения без предположения о вылете второй частицы. Если бы, например, нейтрон распадался только на протон и электрон:



то, поскольку спины всех частиц равны  $1/2$ , сумма спинов справа равна целому числу, а слева половине, т. е. такой тип распада противоречил бы закону сохранения момента количества движения.

Это несоответствие с законами сохранения энергии и спина снимается гипотезой Паули, который в 1931 г. предположил, что при  $\beta$ -распаде вылетает еще одна частица — нейтральная — с массой, близкой к нулю, и со спином, равным половине. Ферми назвал ее нейтрино (нейтрино — по-итальянски значит «нейтрончик»). Эта частица обозначается символом  $\nu$ . (Впоследствии частицу, вылетающую при  $\beta$ -распаде нейтрона, стали рассматривать, как антинейтрино —  $\bar{\nu}$ .) Согласно этой гипотезе энергия ( $\Delta E$ ), освобождающаяся в каждом акте распада, по-разному распределяется между электроном и нейтрино.

Таким образом, если реакция распада нейтрона идет в виде



то выполняются и закон сохранения энергии, и закон сохранения момента количества движения.

Благодаря отсутствию электрического заряда и слабости взаимодействия с веществом нейтрино долгое время были совершенно неуловимыми, и первые сведения, подтверждающие их существование, носили косвенный характер. Только в 1955—1956 гг. удалось доказать существование этих частиц в свободном состоянии.

**Энергетические соотношения при  $\beta$ -распаде.** Запишем условия распада и законы сохранения для всех видов  $\beta$ -распада, не учитывая массу нейтрино, поскольку она равна или близка к нулю.

1. **Электронный распад.**  $\beta$ -распад энергетически возможен лишь при соблюдении неравенства

$$M_Z^A > M_{Z+1}^A + m_e, \quad (56)$$

где  $M_Z^A$  — масса начального, а  $M_{Z+1}^A$  — масса конечного ядра, лишенных электронных оболочек.

Удобнее записать это условие для полных масс атомов вместе с электронными оболочками, так как обычно опытным путем определяются и приводятся в таблицах именно их значения.

Массы ядер  $M_Z^A$  связаны с массами атомов  $(M_{\text{ат}})_Z$  соотношениями<sup>1</sup>

$$M_Z = (M_{\text{ат}})_Z - Zm_e; \quad (57)$$

$$M_{Z+1} = (M_{\text{ат}})_{Z+1} - (Z+1)m_e.$$

Подставив (57) в неравенство (56), получим условие осуществимости  $\beta^-$ -распада в виде

$$(M_{\text{ат}})_Z > (M_{\text{ат}})_{Z+1}.$$

Иными словами,  $\beta^-$ -распад возможен, если предыдущий изобар тяжелее своего соседа (по таблице Менделеева) справа. Разница масс исходного и конечного атомов должна переходить в кинетическую энергию электрона и нейтрино

$$\Delta E = (M_{\text{ат}})_Z c^2 - (M_{\text{ат}})_{Z+1} c^2.$$

Законы сохранения энергии и импульса для  $\beta^-$ -распада будут

$$\Delta E = T_e + T_\nu + T_{\text{я.о.}} \quad (58)$$

$$\vec{p}_e + \vec{p}_\nu + \vec{p}_{\text{я.о.}} = 0.$$

2. **Позитронный, или  $\beta^+$ -распад.** Энергетическое условие для спонтанного  $\beta^+$ -распада запишется через массы ядер

$$M_Z^A > M_{Z-1}^A + m_e.$$

**или в единицах масс атомов**

<sup>1</sup> При этих расчетах пренебрегаем энергией связи электронной оболочки с ядром, заметную поправку она может дать только для тяжелых атомов.

$$(M_{\text{ат}})_Z > (M_{\text{ат}})_{Z-1} + 2m_e. \quad (59)$$

Выделяемая энергия в этом случае равна

$$\Delta E = (M_{\text{ат}})_Z c^2 - (M_{\text{ат}})_{Z-1} c^2 - 2m_e c^2.$$

Законы сохранения энергии и импульса будут иметь ту же форму, что и для  $\beta^-$ -распада.

3. Электронный захват. Из ядра в этом случае вылетает только одна частица — нейтрино. Электронный захват энергетически возможен, если для масс ядер выполняется соотношение,

$$M_Z^A + m_e > M_{Z-1}^A$$

или в единицах масс атомов

$$(M_{\text{ат}})_Z^A > (M_{\text{ат}})_{Z-1}^A. \quad (60)$$

Выделяемая при  $K$ -захвате энергия равна

$$\Delta E = (M_{\text{ат}})_Z c^2 - (M_{\text{ат}})_{Z-1} c^2.$$

Законы сохранения энергии и импульса для электронного захвата, поскольку средний импульс электрона в оболочке равен нулю, запишутся в виде

$$\Delta E = T_\nu + T_{\text{я.о}}, \quad (61)$$

$$\vec{p}_\nu + \vec{p}_{\text{я.о}} = 0.$$

$\beta^+$ -распад и электронный захват приводят к образованию одного и того же ядра с числом протонов на единицу меньше исходного, поэтому они часто встречаются у одного и того же изобара. Из уравнений (59) и (60) следует, что электронный захват может идти при меньшей разности масс, чем позитронный распад. С другой стороны,  $K$ -захват сильно затруднен тем, что захватываемый электрон находится далеко от ядра ( $10^{-8}$  см). Поэтому он наиболее вероятен у тяжелых ядер, где оболочки расположены ближе к ядру (можно считать, что часть времени электроны находятся внутри ядра).

В естественных условиях один из двух атомов ( $M_Z^A$ ,  $M_{Z-1}^A$ ), обладающий большим атомным весом, неустойчив по отношению к  $\beta^-$ -распаду и превращается в другой, более легкий. Если  $(M_{\text{ат}})_Z^A > (M_{\text{ат}})_{Z-1}^A$ , то идет  $K$ -захват или  $\beta^+$ -распад. Если  $(M_{\text{ат}})_{Z-1}^A > (M_{\text{ат}})_Z^A$ , то может идти только  $\beta^-$ -распад. Это обстоятельство делает маловероятным существование в природе изобар с  $Z$ , отличающимися на единицу. В природе существует много изобарных пар, у которых  $A$  и  $Z$  четно; промежуточное ядро с нечетным  $Z$ , как правило, неустойчиво, распадается и переходит в одно из соседних ядер (иногда в любое из них). Возможны исключения, когда соответствующие переходы запрещены из-за большого различия в моментах количества движения обоих ядер.

Как и при  $\alpha$ -распаде, вылет электрона может привести к образованию нового ядра в возбужденном состоянии; тогда наблюдается  $\gamma$ -излучение, которое испускают возбужденные ядра при переходе в основное состояние.

Иногда  $\beta$ -спектры имеют форму, изображенную на рис. 44. Наблюдаемый линейчатый спектр, который накладывается на основной  $\beta$ -спектр, не характеризует  $\beta$ -распад, а обусловлен внутренней конверсией  $\gamma$ -лучей, т. е. связан с совершенно другим явлением (см. § 20).

Количественная теория  $\beta$ -распада, разработанная Ферми [14], позволяет рассчитать ожидаемый спектр электронов. Если обозначить  $T_{\text{макс}}$  максимальную энергию, выделяемую при  $\beta$ -распаде, а через  $T$  — энергию электрона, то распределение вылетающих электронов по энергиям для разрешенных переходов в двух крайних случаях имеет следующий вид:

1) нерелятивистский случай  $T \ll m_e c^2$ :

$$dN \approx \sqrt{T} (T_{\text{макс}} - T)^2 dT,$$

где  $dN$  — число электронов, вылетающих с энергией от  $T$  до  $T+dT$ ;

2) ультрарелятивистский случай  $T \gg m_e c^2$ :

$$dN \sim T^2 (T_{\text{макс}} - T)^2 dT.$$

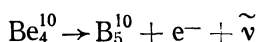
При малых энергиях сказывается кулоновское взаимодействие вылетающих частиц с ядром-продуктом; последнее замедляет электроны и дополнительно ускоряет позитроны. Поэтому число электронов с малыми энергиями увеличивается, а число позитронов уменьшается.

Для  $\beta$ -переходов, как и для  $\alpha$ -распадов, существует довольно резкая зависимость между выделяемой ядром энергией  $T_{\text{макс}}$  и постоянной распада  $\lambda$

$$\lambda = \frac{1}{\tau} \sim \int_0^{T_{\text{макс}}} dN = \int_0^{T_{\text{макс}}} T^2 (T_{\text{макс}} - T)^2 dT = \frac{2}{15} T_{\text{макс}}^5.$$

Распады,  $\beta$ -спектры которых имеют форму, изображенную на рис. 40, соответствуют разрешенным переходам; подобные спектры наблюдаются у большинства радиоактивных ядер. Запрещенные переходы обусловлены дополнительной зависимостью между моментами количества движения исходного ядра и ядра-продукта. Когда энергия вылетающей частицы мала ( $\lambda \ll R$ ), вылет частицы с большим орбитальным моментом будет маловероятным (см. гл. 2).

Например,  $\beta$ -переход для ядра  $\text{Be}_4^{10}$ :

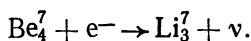


относится к числу запрещенных благодаря тому, что момент количества движения ядра  $\text{Be}_4^{10}$  равен нулю, а момент количества движения ядра  $\text{Be}_5^{10}$  равен 3, т. е. переход должен сопровождаться значительным изменением  $l$ . Период полураспада  $\text{Be}_4^{10}$  велик ( $2,7 \cdot 10^6$  лет) еще и потому, что  $T_{\text{макс}}$  мала ( $0,55 \text{ Мэв}$ ). Вид спектра для запрещенных переходов отличается от спектра для разрешенных переходов.

Исходные положения теории  $\beta$ -распада Ферми аналогичны представлениям, положенным в основу квантовой электродинамики, где процесс испускания и поглощения фотонов заряженной частицей рассматривается как результат взаимодействия заряда с окружающим его электромагнитным полем.

Согласно представлению Ферми,  $\beta$ -распад тоже является результатом взаимодействия ядра, но уже не с электромагнитным, а с электронно-нейтринным полем. Источниками легких частиц  $e$  и  $\nu$  в данном случае служат нуклоны.

Опыты Аллена, подтверждающие существование нейтрино. Поскольку при электронном захвате из ядра вылетает только нейтрино, т. е. энергия распределяется между двумя частицами: нейтрино и ядром отдачи, возникающие нейтрино моноэнергетичны. Это обстоятельство и положено в основу опыта Аллена, выполненного в 1942 г. Был использован электронный захват ядра  $\text{Be}_4^7$ :



В этом случае

$$\Delta E = (M_{\text{Be}} - M_{\text{Li}}) c^2 = (7,01916 - 7,01824) \cdot 931 = 0,864 \text{ Мэв}.$$

Поскольку  $p_\nu = p_{\text{я.о}}$  энергия, которую уносит ядро отдачи  $\text{Li}_3^7$

$$E_{\text{я.о}} = \frac{p_{\text{я.о}}^2}{2M_{\text{я.о}}} = \frac{p_\nu^2}{2M_{\text{я.о}}} = \frac{E_\nu^2}{2M_{\text{я.о}}c^2} \ll E_\nu$$

и можно приближенно считать, что  $E_\nu \approx \Delta E$ . Заменяв  $E_\nu$  на  $\Delta E$ , получим

$$E_{\text{я.о}} = \frac{(\Delta E)^2}{2M_{\text{я.о}}c^2} = \frac{(0,864)^2}{2 \cdot 7 \cdot 931} \approx 57,3 \text{ эв}.$$

Измерение энергии ядра отдачи и было проведено Алленом.  $\text{Be}_4^7$  наносился методом испарения в виде тончайшего слоя на платиновую пластинку  $S$  (рис. 41). В результате  $K$ -захвата атомы  $\text{Be}_4^7$  превращаются в атомы  $\text{Li}_3^7$ , которые, получив импульс отдачи,

вылетают уже в виде ионов с поверхности платиновой пластинки, и ускоряясь полем в 100—200 в между пластиной  $S$  и сеткой  $B$  попадают в пространство между двумя сетками  $B$  и  $C$ . К сетке  $C$

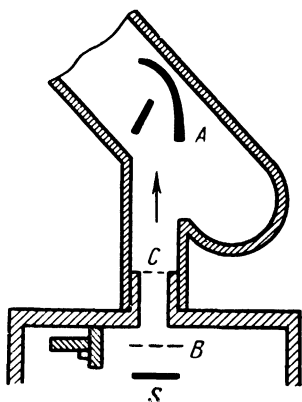


Рис. 41. Опыт Аллена

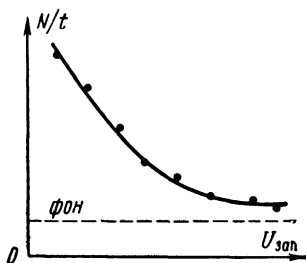


Рис. 42. Зависимость числа зарегистрированных ионов от запирающего напряжения

прикладывался переменный тормозящий потенциал, с помощью которого находилось распределение ионов по энергиям. (Меня задерживающий потенциал, можно было пропускать сквозь сетку положительные ионы отдачи, которые способны преодолеть тормозящее поле). Подсчет ионов производился с помощью счетчика, включенного на выходе электронного умножителя  $A$ , который усиливал ток в 18000 раз. Снималась зависимость числа ионов от значений тормозящего потенциала. Результаты измерений приведены на рис. 42. По оси ординат отложено число ионов, зарегистрированных в одну минуту, а по оси абсцисс — их энергия. Максимальная энергия атомов отдачи составила около 48 эв. Непрерывный характер распределения энергии атомов отдачи может быть объяснен различием в направлениях их импульсов относительно направления задерживающего электрического поля и торможением в поверхностном слое пластинки  $S$ . В дальнейшем опыты дали для энергии ядер отдачи значение  $(56,6 \pm 1,0)$ , что согласуется с расчетом.

Таким образом, опыты Аллена показали, что в элементарном акте  $K$ -захвата ядро-продукт распада получает энергию отдачи. Это может происходить только в том случае, если одновременно с захватом электрона с  $K$ -оболочки ядро испускает какую-то нейтральную частицу.

Хотя трудно подыскать другую причину возникновения у ядра столь большого импульса, строго говоря, описанные опыты не



могут считаться экспериментом, доказывающим существование нейтрино, так как в них не наблюдалось непосредственное взаимодействие нейтрино с веществом. Наблюдение таких реакций, вызванных непосредственно свободными нейтрино, удалось осуществить только в 1956 г. (см. § 41).

## § 20. ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ЯДЕР

Выше уже говорилось, что  $\gamma$ -излучение ядер возникает при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. Как известно,  $\gamma$ -лучи представляют собой электромагнитное излучение с длиной волны, меньшей, чем у рентгеновских лучей. Энергия  $\gamma$ -квантов

$$E_\gamma = h\nu = 2\pi\hbar\nu = \hbar\omega,$$

импульс

$$\vec{p}_\gamma = \hbar\vec{k},$$

где  $\vec{k}$  — волновой вектор

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}, \text{ а } \lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma}.$$

Откуда

$$|\vec{p}_\gamma| = \frac{h\nu}{c}.$$

При энергии кванта  $E_\gamma = 1 \text{ Мэв}$  длина волны  $\lambda \approx 10^{-10} \text{ см}$ . Для сравнения укажем, что энергия кванта видимого света  $\approx 1 \text{ эв}$ .

Возбужденные ядра могут быть получены разными путями. В результате бомбардировки их заряженными или нейтральными частицами, в результате поглощения ядром фотона, либо, наконец, в результате  $\alpha$ - или  $\beta$ -переходов, когда новое ядро образуется в возбужденном состоянии.

Наблюдаемый спектр  $\gamma$ -лучей всегда дискретный, что позволяет говорить о дискретности ядерных уровней. Обычно энергия возбуждения ядра недостаточна для испускания нуклона, поэтому возбуждение снимается испусканием  $\gamma$ -квантов. Но и тогда, когда энергия возбуждения достаточна для вылета нуклона, часто происходит  $\gamma$ -переход, так как запреты по четности или моменту количества движения приводят к малой вероятности вылета из ядра нуклона или других частиц.

После  $\alpha$ -распада обычно испускаются  $\gamma$ -лучи с энергией не выше 0,5 Мэв. Энергия же  $\gamma$ -лучей, испускаемым возбужденным ядром после  $\beta$ -распада может быть больше и достигает (2—2,5) Мэв.

Рассмотрим в качестве примера возникновения  $\gamma$ -излучения схему распада  $\text{Na}^{24}$  (рис. 43). Основной уровень  $\text{Na}^{24}$  характери-