

Глава 32

Элементы физики атомного ядра

§251. Размер, состав и заряд атомного ядра. Массовое и зарядовое числа

Э. Резерфорд, исследуя прохождение α -частиц с энергией в несколько мегаэлектрон-вольт через тонкие пленки золота (см. §208), пришел к выводу о том, что атом состоит из положительно заряженного ядра и окружающих его электронов. Проанализировав эти опыты, Резерфорд также показал, что атомные ядра имеют размеры примерно 10^{-14} — 10^{-15} м (линейные размеры атома примерно 10^{-10} м).

Атомное ядро состоит из элементарных частиц — **протонов и нейтронов** (протонно-нейтронная модель ядра была предложена советским физиком Д. Д. Иваненко (р. 1904), а впоследствии развита В. Гейзенбергом).

Протон (p) имеет положительный заряд, равный заряду электрона, и массу покоя $m_p=1,6726\cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1836m_e$, где m_e — масса электрона. Нейтрон (n) — нейтральная частица с массой покоя $m_n=1,6749\cdot 10^{-27}$ кг $\approx 1839m_e$. Протоны и нейтроны называются **нуклонами** (от лат. nucleus — ядро). Общее число нуклонов в атомном ядре называется **массовым числом A** .

Атомное ядро характеризуется **зарядом Ze** , где e — заряд протона, Z — **зарядовое число** ядра, равное числу протонов в ядре и совпадающее с порядковым номером химического элемента в Периодической системе элементов Менделеева. Известные в настоящее время 107 элементов таблицы Менделеева имеют зарядовые числа ядер от $Z=1$ до $Z=107$.

Ядро обозначается тем же символом, что и нейтральный атом: ${}_Z^AX$, где X — символ химического элемента, Z — атомный номер (число протонов в ядре), A — массовое число (число нуклонов в ядре). Сейчас протонно-нейтронная модель ядра не вызывает сомнений. Рассматривалась также гипотеза о протонно-электронном строении ядра, но она не выдержала экспериментальной проверки. Так, если придерживаться этой гипотезы, то массовое число A должно представлять собой число протонов в ядре, а разность между массовым числом и числом электронов должна быть равна заряду ядра. Эта модель согласовывалась со значениями изотопных масс и зарядов, но противоречила значениям спинов и магнитных моментов ядер, энергии связи ядра и т. д. Кроме того, она оказалась несовместимой с соотношением неопределенностей (см. §215). В результате гипотеза о протонно-электронном строении ядра была отвергнута.

Так как атом нейтрален, то заряд ядра определяет и число электронов в атоме. От числа же электронов зависит их распределение по состояниям в атоме, от которого, в свою очередь, зависят химические свойства атома. Следовательно, заряд ядра определяет специфику данного химического элемента, т. е. определяет число электронов в атоме, конфигурацию их электронных оболочек, величину и характер внутриатомного электрического поля.

Ядра с одинаковыми Z , но разными A (т. е. с разными числами нейтронов $N=A-Z$) называются **изотопами**, а ядра с одинаковыми A , но разными Z — **изобарами**. Например, водород ($Z=1$) имеет три изотопа: ${}_1^1\text{H}$ — протий ($Z=1, N=0$), ${}_1^2\text{H}$ — дейтерий ($Z=1, N=1$), ${}_1^3\text{H}$ — тритий ($Z=1, N=2$), олово — десять, и т. д. В подавляющем большинстве случаев изотопы одного и того же химического элемента обладают одинаковыми химическими и почти одинаковыми физическими свойствами (исключение составляют, например, изотопы водорода), определяющимися в основном структурой электронных оболочек, которая является одинаковой для всех изотопов данного элемента. Примером ядер-изобар могут служить ядра ${}_{10}^{40}\text{Ca}$, ${}_{10}^{40}\text{B}$, ${}_{6}^{10}\text{C}$. В настоящее время известно более 2000 ядер, отличающихся либо Z , либо A , либо тем и другим.

Радиус ядра задается эмпирической формулой

$$R=R_0A^{1/3}, \quad (251.1)$$

где $R_0=(1,3—1,7) \cdot 10^{-15}$ м. Однако при употреблении этого термина необходимо соблюдать осторожность (из-за его неоднозначности, например из-за размытости границы ядра). Из формулы (251.1) вытекает, что объем ядра пропорционален числу нуклонов в ядре. Следовательно, плотность ядерного вещества примерно одинакова для всех ядер ($\approx 10^{17}$ кг/м³).

§ 252. Дефект массы и энергия связи ядра

Исследования показывают, что атомные ядра являются устойчивыми образованиями. Это означает, что в ядре между нуклонами существует определенная связь.

Массу ядер очень точно можно определить с помощью **масс-спектрометров** — измерительных приборов, разделяющих с помощью электрических и магнитных полей пучки заряженных частиц (обычно ионов) с разными удельными зарядами Q/m . Масс-спектрометрические измерения показали, что *масса ядра меньше, чем сумма масс составляющих его нуклонов*. Но так как всякому изменению массы (см. § 40) должно соответствовать изменение энергии, то, следовательно, при образовании ядра должна выделяться определенная энергия. Из закона сохранения энергии вытекает и обратное: для разделения ядра на составные части необходимо затратить такое же количество энергии, которое выделяется при его образовании. Энергия, которую необходимо затратить, чтобы расщепить ядро на отдельные нуклоны, называется **энергией связи ядра** (см. §40).

Согласно выражению (40.9), энергия связи нуклонов в ядре

$$E_{св}=[Zm_p + (A-Z)m_n - m_я]c^2,$$

(252.1)

где m_p , m_n , $m_я$ — соответственно массы протона, нейтрона и ядра. В таблицах обычно приводятся не массы $m_я$ ядер, а массы m атомов. Поэтому для энергии связи ядра пользуются формулой

$$E_{св}=[Zm_H + (A-Z)m_n - m]c^2, \quad (252.2)$$

где m_H — масса атома водорода. Так как m_H больше m_p на величину m_e , то первый член в квадратных скобках включает в себя массу Z электронов. Но так как масса атома m отличается от массы ядра $m_я$ как раз на массу Z электронов, то вычисления по формулам (252.1) и (252.2) приводят к одинаковым результатам. Величина

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n - m_я]$$

называется **дефектом массы** ядра. На эту величину уменьшается масса всех нуклонов при образовании из них атомного ядра. Часто вместо энергии связи рассматривают **удельную энергию связи** $\delta E_{св}$ — энергию связи, отнесенную к одному нуклону. Она характеризует устойчивость (прочность) атомных ядер, т. е. чем больше $\delta E_{св}$, тем устойчивее ядро. Удельная энергия связи зависит от массового числа A элемента (рис. 342). Для легких ядер ($A \leq 12$) удельная энергия связи круто возрастает до 6 — 7 МэВ, претерпевая целый ряд скачков (например, для ${}^2_1\text{H} \delta E_{св} = 1,1$ МэВ, для ${}^4_2\text{He} = 7,1$ МэВ, для ${}^6_3\text{Li} = 5,3$ МэВ), затем более медленно возрастает до максимальной величины

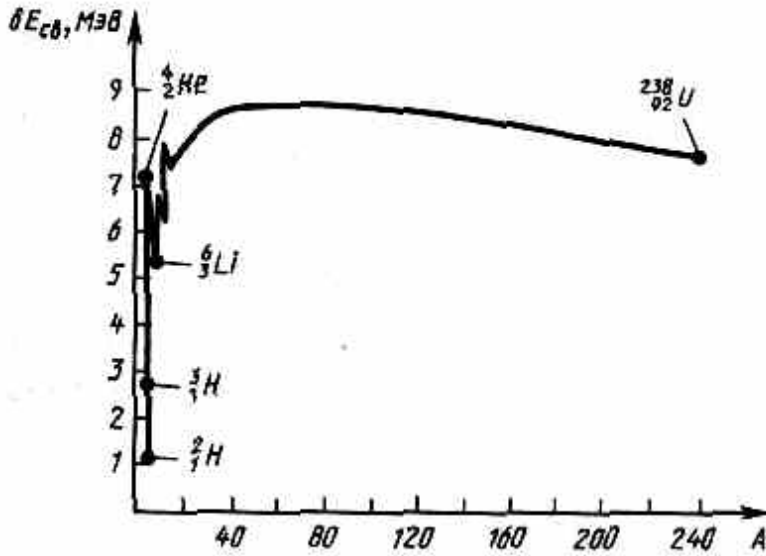


Рис. 342

8,7 МэВ у элементов с $A = 50 — 60$, а потом постепенно уменьшается у тяжелых элементов (например, для $^{238}_{92}\text{U}$ она составляет 7,6 МэВ). Отметим для сравнения, что энергия связи валентных электронов в атомах составляет примерно 10 эВ (в 10^6 раз меньше).

Уменьшение удельной энергии связи при переходе к тяжелым элементам объясняется тем, что с возрастанием числа протонов в ядре увеличивается и энергия их *кулоновского отталкивания*. Поэтому связь между нуклонами становится менее сильной, а сами ядра менее прочными.

Наиболее устойчивыми оказываются так называемые **магические ядра**, у которых число протонов или число нейтронов равно одному из магических чисел: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Особенно стабильны **дважды магические ядра**, у которых магическими являются и число протонов, и число нейтронов (этих ядер насчитывается всего пять: ^4_2He , $^{16}_8\text{O}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$, $^{48}_{20}\text{Ca}$, $^{208}_{82}\text{Pb}$).

Из рис. 342 следует, что наиболее устойчивыми с энергетической точки зрения являются ядра средней части таблицы Менделеева. Тяжелые и легкие ядра менее устойчивы. Это означает, что энергетически выгодны следующие процессы: 1) деление тяжелых ядер на более легкие; 2) слияние легких ядер друг с другом в более тяжелые. При обоих процессах выделяется огромное количество энергии; эти процессы в настоящее время осуществлены практически (реакции деления и термоядерные реакции).

§ 253. Спин ядра и его магнитный момент

Использование приборов высокой разрешающей способности и специальных источников возбуждения спектра позволило обнаружить сверхтонкую структуру спектральных линий. Ее существование В. Паули объяснил (1924) наличием у атомных ядер собственного момента импульса (спина) и магнитного момента.

Собственный момент импульса ядра — спин ядра — складывается из спинов нуклонов и из орбитальных моментов импульса нуклонов (моментов импульса, обусловленных движением нуклонов внутри ядра). Обе эти величины являются векторами, поэтому спин ядра представляет их векторную сумму. Спин ядра *квантуется* по закону

$$L_{\text{я}} = h\sqrt{I(I+1)},$$

где I — **спиновое ядерное квантовое число**

(его часто называют просто спином ядра), которое принимает целые или полуцелые

значения $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$. Ядра с четными A

имеют целые I , с нечетными — полуцелые I .

Атомное ядро кроме спина обладает **магнитным моментом** $p_{\text{мя}}$. Магнитный момент ядра связан со спином ядра (см. аналогичное выражение (131.5) для электрона): $p_{\text{мя}} = g_{\text{я}} L_{\text{я}}$, где $g_{\text{я}}$ —коэффициент пропорциональности, называемый **ядерным гиромагнитным отношением**.

Единицей магнитных моментов ядер служит **ядерный магнетон**

$$\mu_{\text{я}} = eh / (2m_p) = 5,0508 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл},$$

(253.1)

где m_p — масса протона (ср. эту формулу с магнетоном Бора (§ 131)). Ядерный магнетон в $m_p/m_e \approx 1836$ раз меньше магнетона Бора, поэтому магнитные свойства атомов определяются в основном магнитными свойствами его электронов.

В случае эффекта Зеемана (см. § 223) при помещении атома в магнитное поле наблюдается расщепление энергетических уровней и спектральных линий (**тонкая структура**), обусловленное спин-орбиталь-

410

ным взаимодействием электронов. Во внешнем магнитном поле также наблюдается расщепление уровней энергии атома на близко расположенные подуровни (**сверхтонкая структура**), обусловленное взаимодействием магнитного момента ядра с магнитным полем электронов в атоме.

Магнитные моменты ядер могут, таким образом, определяться спектроскопическим методом по сверхтонкой структуре спектральных линий. Однако магнитные моменты ядер примерно на три порядка меньше магнитных моментов электронов (см. (253.1) и (§ 131)), поэтому расщепление спектральных линий, соответствующее сверхтонкой структуре, значительно меньше расщепления за счет взаимодействия между спиновым и орбитальным моментами электрона (тонкая структура). Таким образом, из-за малости эффекта, даже при использовании спектральных приборов очень большой разрешающей способности, точность этого метода невелика. Поэтому были разработаны более точные (не оптические) методы определения магнитных моментов ядер, одним из которых является **метод ядерного магнитного резонанса**.

Явление ядерного магнитного резонанса заключается в следующем: если на вещество, находящееся в сильном постоянном магнитном поле, действовать слабым переменным радиочастотным магнитным полем, то при частотах, соответствующих частотам переходов между ядерными подуровнями, возникает резкий (резонансный) максимум поглощения. Ядерный магнитный резонанс обусловлен происходящими под влиянием переменного магнитного поля квантовыми переходами между ядерными подуровнями. Точность метода задается точностью измерения напряженности постоянного магнитного поля и резонансной частоты, так как по их значениям вычисляются магнитные моменты ядер. Так как для измерения этих величин применяются прецизионные методы, то $p_{\text{мя}}$ можно определять с высокой точностью (до шести знаков).

Метод ядерного магнитного резонанса позволяет наблюдать ядерный резонанс на ядрах, обладающих магнитным моментом

порядка $0,1\mu_{\text{я}}$. Количество вещества, необходимое для измерений, должно составлять 10^{-3} — 10 г (в зависимости от значения $p_{\text{мя}}$). Измерение значений магнитных моментов ядер часто сводится к сравнению резонансных частот исследуемых ядер с резонансной частотой протонов, что позволяет освободиться от точной калибровки магнитного поля, которая является довольно трудоемкой.

§ 254. Ядерные силы. Модели ядра

Между составляющими ядро нуклонами действуют особые, специфические для ядра силы, значительно превышающие кулоновские силы отталкивания между протонами. Они называются **ядерными силами**.

С помощью экспериментальных данных (рассеяние нуклонов на ядрах, ядерные превращения и т. д.) доказано, что ядерные силы намного превышают гравитационные, электрические и магнитные взаимодействия и не сводятся к ним. Ядерные силы относятся к классу так называемых **сильных взаимодействий**.

Перечислим основные свойства ядерных сил:

- 1) ядерные силы являются *силами притяжения*;
- 2) ядерные силы являются *короткодействующими* — их действие проявляется только на расстояниях примерно 10^{-15} м. При увеличении расстояния между нуклонами ядерные силы быстро уменьшаются до нуля, а при расстояниях, меньших их радиуса действия, оказываются примерно в 100 раз больше кулоновских сил, действующих между протонами на том же расстоянии;
- 3) ядерным силам свойственна *зарядовая независимость*: ядерные силы, действующие между двумя протонами, или двумя нейтронами, или, наконец, между протоном и нейтроном, одинаковы по величине. Отсюда следует, что ядерные силы имеют неэлектрическую природу;
- 4) ядерным силам свойственно *насыщение*, т. е. каждый нуклон в ядре взаимодействует только с ограниченным числом ближайших к нему нуклонов. Насыщение проявляется в том, что удельная энергия

411

связи нуклонов в ядре (если не учитывать легкие ядра) при увеличении числа нуклонов не растет, а остается приблизительно постоянной;

5) ядерные силы зависят от взаимной *ориентации спинов* взаимодействующих нуклонов. Например, протон и нейтрон образуют дейтрон (ядро изотопа ${}^2\text{H}$) только при условии параллельной ориентации их спинов;

6) ядерные силы *не являются центральными*, т. е. действующими по линии, соединяющей центры взаимодействующих нуклонов.

Сложный характер ядерных сил и трудность точного решения уравнений движения всех нуклонов ядра (ядро с массовым числом A представляет собой систему из A тел) не позволили до настоящего времени разработать единую последовательную теорию атомного ядра. Поэтому на данной стадии прибегают к рассмотрению приближенных ядерных моделей, в которых ядро заменяется некоторой модельной системой, довольно хорошо описывающей только определенные свойства ядра и допускающей более или менее простую математическую трактовку. Из большого числа моделей, каждая из которых обязательно использует подобранные произвольные параметры, согласующиеся с экспериментом, рассмотрим две: **капельную и оболочечную**.

1. Капельная модель ядра (1936; Н. Бор и Я.И.Френкель). Капельная модель ядра является первой моделью. Она основана на аналогии между поведением нуклонов в ядре и поведением молекул в капле жидкости. Так, в обоих случаях силы, действующие между составными частицами — молекулами в жидкости и нуклонами в ядре, — являются короткодействующими и им свойственно насыщение. Для капли жидкости при данных внешних условиях характерна постоянная плотность ее вещества. Ядра же характеризуются практически постоянной удельной энергией связи и постоянной плотностью, не зависящей от числа нуклонов в ядре. Наконец, объем капли, так же как и объем ядра (см. (251.1)), пропорционален числу частиц. Существенное отличие ядра от капли жидкости в этой модели заключается в том, что она трактует ядро как каплю электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной), подчиняющуюся законам квантовой механики. Капельная модель ядра позволила получить полуэмпирическую формулу для энергии связи нуклонов в ядре, объяснила механизм ядерных реакций и особенно реакции деления ядер. Однако эта модель не смогла, например, объяснить повышенную устойчивость ядер, содержащих магические числа протонов и нейтронов.

2. Оболочечная модель ядра (1949—1950; американский физик М. Гепперт-Майер (1906—1975) и немецкий физик Х. Иенсен (1907 — 1973)). Оболочечная модель предполагает распределение нуклонов в ядре по дискретным энергетическим уровням (оболочкам), заполняемым нуклонами согласно принципу Паули, и связывает устойчивость ядер с заполнением этих уровней. Считается, что ядра о полностью заполненными оболочками являются наиболее устойчивыми. Такие особо устойчивые (магические) ядра действительно существуют (см. §252).

Оболочечная модель ядра позволила объяснить спины и магнитные моменты ядер, различную устойчивость атомных ядер, а также периодичность изменений их свойств. Эта модель особенно хорошо применима для описания легких и средних ядер, а также для ядер, находящихся в основном (невозбужденном) состоянии.

По мере дальнейшего накопления экспериментальных данных о свойствах атомных ядер появлялись все новые факты, не укладывающиеся в рамки описанных моделей. Так возникли **обобщенная модель ядра** (синтез капельной и оболочечной моделей), **оптическая модель ядра** (объясняет взаимодействие ядер с налетающими частицами) и т. д.

§ 255. Радиоактивное излучение и его виды

Французский физик А. Беккерель (1852—1908) в 1896г. при изучении люминесцен-

412

ции солей урана случайно обнаружил *самопроизвольное* испускание ими излучения неизвестной природы, которое действовало на фотопластинку, ионизировало воздух, проникало сквозь тонкие металлические пластинки, вызывало люминесценцию ряда веществ. Продолжая исследование этого явления, супруги Кюри — Мария (1867—1934) и Пьер — обнаружили, что беккерелевское излучение свойственно не только урану, но и многим другим тяжелым элементам, таким, как торий и актиний. Они показали также, что урановая смоляная обманка (руда, из которой добывается металлический уран) испускает излучение, интенсивность которого во много раз превышает интенсивность излучения урана. Таким образом удалось выделить два новых элемента — носителя беккерелевского излучения: полоний $^{210}_{84}\text{Po}$ и радий $^{226}_{88}\text{Ra}$.

Обнаруженное излучение было названо **радиоактивным излучением**, а само явление — испускание радиоактивного излучения — **радиоактивностью**.

Дальнейшие опыты показали, что на характер радиоактивного излучения препарата не оказывают влияния вид химического соединения, агрегатное состояние, механическое давление, температура, электрические и магнитные поля, т. е. все те воздействия, которые могли бы привести к изменению состояния электронной оболочки атома. Следовательно, радиоактивные свойства элемента обусловлены лишь структурой его ядра.

В настоящее время под **радиоактивностью** понимают способность некоторых атомных ядер самопроизвольно (спонтанно) превращаться в другие ядра с испусканием различных видов радиоактивных излучений и элементарных частиц. Радиоактивность подразделяется на **естественную** (наблюдается у неустойчивых изотопов, существующих в природе) и **искусственную** (наблюдается у изотопов, полученных посредством ядерных реакций). Принципиального различия между этими двумя типами радиоактивности нет, так как законы радиоактивного превращения в обоих случаях одинаковы.

Радиоактивное излучение бывает трех типов: α -, β - и γ -излучение. Подробное их исследование позволило выяснить природу и основные свойства.

α -Излучение отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает высокой ионизирующей способностью и малой проникающей способностью (например, поглощаются слоем алюминия толщиной примерно 0,05 мм). α -Излучение представляет собой поток ядер гелия; заряд α -частицы равен $+2e$, а масса совпадает с массой ядра изотопа гелия ^4_2He . По отклонению α -частиц в электрическом и магнитном полях был определен их удельный заряд Q/m_α , значение которого подтвердило правильность представлений об их природе.

β -Излучение отклоняется электрическим и магнитным полями; его ионизирующая способность значительно меньше (примерно на два порядка), а проникающая способность гораздо больше (поглощается слоем алюминия толщиной примерно 2 мм), чем у α -частиц. β -Излучение представляет собой поток быстрых электронов (это вытекает из определения их удельного заряда).

Поглощение потока электронов с одинаковыми скоростями в однородном веществе подчиняется экспоненциальному закону $N=N_0e^{-\mu x}$, где N_0 и N — число электронов на входе и выходе слоя вещества

толщиной x , μ — коэффициент поглощения. β -Излучение сильно рассеивается в веществе, поэтому μ зависит не только от вещества, но и от размеров и формы тел, на которые β -излучение падает.

γ -Излучение не отклоняется электрическим и магнитным полями, обладает относительно слабой ионизирующей способностью и очень большой проникающей способностью (например, проходит через слой свинца толщиной 5 см), при прохождении через кристаллы обнаруживает дифракцию. γ -Излучение представляет собой коротковолновое электромагнитное излучение с чрезвычайно малой длиной волны $\lambda < 10^{-10}$ м и вследствие этого — ярко выраженными корпускулярными

413

свойствами, т. е. является потоком частиц — γ -квантов (фотонов).

§ 256. Закон радиоактивного распада. Правила смещения

Под **радиоактивным распадом**, или просто **распадом**, понимают естественное радиоактивное превращение ядер, происходящее самопроизвольно. Атомное ядро, испытывающее радиоактивный распад, называется **материнским**, возникающее ядро — **дочерним**.

Теория радиоактивного распада строится на предположении о том, что радиоактивный распад является спонтанным процессом, подчиняющимся законам статистики. Поскольку отдельные радиоактивные ядра распадаются независимо друг от друга, можно считать, что число ядер dN распавшихся в среднем за интервал времени от t до $t+dt$, пропорционально промежутку времени dt и числу N нераспавшихся ядер к моменту времени t :

$$dN = -\lambda N dt, \quad (256.1)$$

где λ — постоянная для данного радиоактивного вещества величина, называемая **постоянной радиоактивного распада**; знак минус указывает, что общее число радиоактивных ядер в процессе распада уменьшается.

Разделив переменные и интегрируя, т. е.

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

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t,$$

получим

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (256.2)$$

где N_0 — начальное число *нераспавшихся* ядер (в момент времени $t=0$), N — число *нераспавшихся* ядер в момент времени t . Формула (256.2) выражает **закон радиоактивного распада**, согласно которому число нераспавшихся ядер убывает со временем по экспоненте.

Интенсивность процесса радиоактивного распада характеризуют две величины: период полураспада $T_{1/2}$ и среднее время жизни τ радиоактивного ядра. **Период полураспада** $T_{1/2}$ — время, за которое ис-

$$N_0/2 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}},$$

откуда

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 0,693/\lambda.$$

Периоды полураспада для естественно-радиоактивных элементов колеблются от десятиллионных долей секунды до многих миллиардов лет.

Суммарная продолжительность жизни dN ядер равна $t |dN| = \lambda N dt$. Проинтегрировав это выражение по всем возможным t (т. е. от 0 до ∞) и разделив на начальное число ядер N_0 , получим **среднее время**

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt = \\ &= \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \end{aligned}$$

(учтено (256.2)). Таким образом, среднее время жизни τ радиоактивного ядра есть величина, обратная постоянной радиоактивного распада λ .

Активностью A нуклида (общее название атомных ядер, отличающихся числом протонов Z и нейтронов N) в радиоактивном источнике называется число распадов, происходящих с ядрами

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N. \quad (256.3)$$

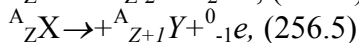
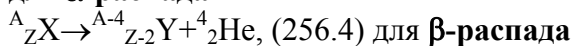
Единица активности в СИ — **беккерель (Бк)**: 1 Бк — активность нуклида, при которой за 1 с происходит один акт распада. До сих пор в ядерной физике применяется и внесистемная единица активности нуклида в радиоактивном источнике — **кюри (Ки)**: 1 Ки = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

414

Радиоактивный распад происходит в соответствии с так называемыми **правилами смещения**, позволяющими установить, какое ядро возникает в результате распада данного материнского ядра.

Правила смещения:

для α -распада



где ${}^A_Z X$ — материнское ядро, Y — символ дочернего ядра, ${}^4_2 \text{He}$ — ядро гелия (α -частица), ${}^0_{-1} e$ — символическое обозначение электрона (заряд его равен — 1, а массовое число — нулю). Правила смещения являются ничем иным, как следствием двух законов, выполняющихся при радиоактивных распадах, — сохранения электрического заряда и сохранения массового числа: сумма зарядов (массовых чисел) возникающих ядер и частиц равна заряду (массовому числу) исходного ядра.

Возникающие в результате радиоактивного распада ядра могут быть, в свою очередь, радиоактивными. Это приводит к возникновению **цепочки**, или **ряда, радиоактивных превращений**, заканчивающихся стабильным элементом. Совокупность элементов, образующих такую цепочку, называется **радиоактивным семейством**.

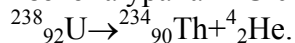
Из правил смещения (256.4) и (256.5) вытекает, что массовое число при α -распаде уменьшается на 4, а при β -распаде не меняется. Поэтому для всех ядер одного и того же радиоактивного семейства остаток от деления массового числа на 4 одинаков. Таким образом, существует четыре различных радиоактивных семейства, для каждого из которых массовые числа задаются одной из следующих формул: $A=4n, 4n+1, 4n+2, 4n+3$,

где n — целое положительное число. Семейства называются по наиболее долгоживущему (с наибольшим периодом полураспада) «родоначальнику»: семейства тория (от ${}^{232}_{90} \text{Th}$), нептуния (от ${}^{237}_{93} \text{Np}$), урана (от ${}^{238}_{92} \text{U}$) и актиния (от ${}^{235}_{89} \text{Ac}$). Конечными

нуклидами соответственно являются $^{208}_{83}\text{Pb}$, $^{209}_{83}\text{Bi}$, $^{206}_{82}\text{Pb}$, $^{207}_{82}\text{Pb}$, т. е. единственное семейство нептуния (искусственно-радиоактивные ядра) заканчивается нуклидом Bi, а все остальные (естественно-радиоактивные ядра) — нуклидами Pb.

§ 257. Закономерности α -распада

В настоящее время известно более двухсот α -активных ядер, главным образом тяжелых ($A > 200$, $Z > 82$). Только небольшая группа α -активных ядер приходится на области с $A = 140$ — 160 (редкие земли). β -Распад подчиняется правилу смещения (256.4). Примером α -распада служит распад изотопа урана $^{238}_{92}\text{U}$ с образованием Th:



Скорости вылетающих при распаде α -частиц очень велики и колеблются для разных ядер в пределах от $1,4 \cdot 10^7$ до $2 \cdot 10^7$ м/с, что соответствует энергиям от 4 до 8,8 МэВ. Согласно современным представлениям, α -частицы образуются в момент радиоактивного распада при встрече движущихся внутри ядра двух протонов и двух нейтронов.

α -Частицы, испускаемые конкретным ядром, обладают, как правило, определенной энергией. Более тонкие измерения, однако, показали, что энергетический спектр α -частиц, испускаемых данным радиоактивным элементом, обнаруживает «тонкую структуру», т. е. испускается несколько групп α -частиц, причем в пределах каждой группы их энергии практически постоянны. Дискретный спектр α -частиц свидетельствует о том, что атомные ядра обладают дискретными энергетическими уровнями. Для α -распада характерна сильная зависимость между периодом полураспада $T_{1/2}$ и энергией E вылетающих частиц. Эта взаимосвязь определяется эмпирическим **законом Гейгера** — **Нэттола** (1912), который обычно выражают в ви-

415

де связи между **пробегом** R_α (расстоянием, проходимым частицей в веществе до ее полной остановки) α -частиц в воздухе и постоянной радиоактивного распада λ :

$\ln \lambda = A + B \ln R_\alpha$, (257.1) где A и B — эмпирические константы, $\lambda = (\ln 2) / T_{1/2}$. Согласно (257.1), чем меньше период полураспада радиоактивного элемента, тем больше пробег, а следовательно, и энергия испускаемых им α -частиц. Пробег α -частиц в воздухе (при нормальных условиях) составляет несколько сантиметров, в более плотных средах он гораздо меньше, составляя сотые доли миллиметра (α -частицы можно задержать обычным листом бумаги).

Опыты Резерфорда по рассеянию α -частиц на ядрах урана показали, что α -частицы вплоть до энергии 8,8 МэВ испытывают на ядрах резерфордовское рассеяние, т. е. силы, действующие на α -частицы со стороны ядер, описываются законом Кулона. Подобный характер рассеяния α -частиц указывает на то, что они еще не вступают в область действия ядерных сил, т. е. можно сделать вывод, что ядро окружено потенциальным барьером, высота которого не меньше 8,8 МэВ. С другой стороны, α -частицы, испускаемые ураном, имеют энергию 4,2 МэВ. Следовательно, α -частицы вылетают из α -радиоактивного ядра с энергией, заметно меньшей высоты потенциального барьера. Классическая механика этот результат объяснить не могла.

Объяснение α -распада дано квантовой механикой, согласно которой вылет α -частицы из ядра возможен благодаря туннельному эффекту (см. §221) — проникновению α -частицы сквозь потенциальный барьер. Всегда имеется отличная от нуля вероятность того, что частица с энергией, меньшей высоты потенциального барьера, пройдет сквозь него, т. е., действительно, из α -радиоактивного ядра α -частицы могут вылетать с энергией, меньшей высоты потенциального барьера. Этот эффект целиком обусловлен волновой природой α -частиц.

Вероятность прохождения α -частицы сквозь потенциальный барьер определяется его формой и вычисляется на основе уравнения Шредингера. В простейшем случае потенциального барьера с прямоугольными вертикальными стенками (см. рис. 298, о) коэффициент прозрачности,

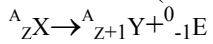
определяющий вероятность прохождения сквозь него, определяется рассмотренной ранее формулой (221.7):

$$D = D_0 \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_\alpha(U-E)l} \right]$$

Анализируя это выражение, видим, что коэффициент прозрачности D тем больше (следовательно, тем меньше период полураспада), чем меньший по высоте (U) и ширине (l) барьер находится на пути α -частицы. Кроме того, при одной и той же потенциальной кривой барьер на пути частицы тем меньше, чем больше ее энергия E . Таким образом качественно подтверждается закон Гейгера — Нэттола (см. (257.1)).

§258. β -Распад. Нейтрино

Явление β^- -распада (в дальнейшем будет показано, что существует и β^+ -распад) подчиняется правилу смещения (256.5)



и связано с выбросом электрона. Пришлось преодолеть целый ряд трудностей с трактовкой β^- -распада.

Во-первых, необходимо было обосновать происхождение электронов, выбрасываемых в процессе β^- -распада. Протонно-нейтронное строение ядра исключает возможность вылета электрона из ядра, поскольку в ядре электронов нет. Предположение же, что электроны вылетают не из ядра, а из электронной оболочки, несостоятельно, поскольку тогда должно было бы наблюдаться оптическое или рентгеновское излучение, что не подтверждают эксперименты.

Во-вторых, необходимо было объяснить непрерывность энергетического спектра испускаемых электронов (типичная для всех изотопов кривая распределения β^- -частиц по энергиям приведена на рис. 343). Каким же образом β^- -активные ядра, обладающие до и после распада

416

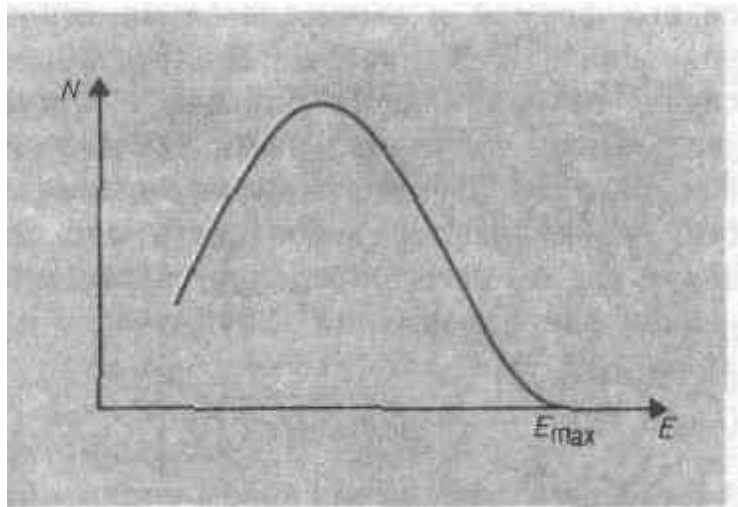


Рис. 343

вполне определенными энергиями, могут выбрасывать электроны со значениями энергии от нуля до некоторого максимального E_{\max} ? Т. е. энергетический спектр испускаемых электронов является непрерывным? Гипотеза о том, что при β^- -распаде электроны покидают ядро со строго определенными энергиями, но в результате каких-то вторичных взаимодействий теряют ту или иную долю своей энергии, так что их первоначальный дискретный спектр превращается в непрерывный, была опровергнута прямыми калориметрическими опытами. Так как максимальная энергия E_{\max} определяется разностью масс материнского и дочернего ядер, то распады, при которых энергия электрона $E < E_{\max}$, как бы протекают с нарушением закона сохранения энергии. Н. Бор даже пытался обосновать это нарушение, высказывая предположение, что закон сохранения энергии носит

статистический характер и выполняется лишь в среднем для большого числа элементарных процессов. Отсюда видно, насколько принципиально важно было разрешить это затруднение.

В-третьих, необходимо было разобраться с несохранением спина при β^- -распаде. При β^- -распаде число нуклонов в ядре не изменяется (так как не изменяется массовое число A), поэтому не должен изменяться и спин ядра, который равен целому числу h при четном A и полуцелому h при нечетном A . Однако выброс электрона, имеющего спин $h/2$, должен изменить спин ядра на величину $h/2$.

Последние два затруднения привели

В. Паули к гипотезе (1931) о том, что при β^- -распаде вместе с электроном испускается еще одна нейтральная частица — нейтрино. Нейтрино имеет нулевой заряд, спин $h/2$ и нулевую (а скорее $<10^{-4}m_e$) массу покоя; обозначается ${}^0_0\nu_e$. Впоследствии оказалось, что при β^- -распаде испускается не

нейтрино, а антинейтрино (античастица по отношению к нейтрино; обозначается ${}^0_0\bar{\nu}_e$).

Гипотеза о существовании нейтрино позволила Э. Ферми создать теорию β^- -распада (1934), которая в основном сохранила свое значение и в настоящее время, хотя экспериментально существование нейтрино было доказано более чем через 20 лет (1956). Столь длительные «поиски» нейтрино сопряжены с большими трудностями, обусловленными отсутствием у нейтрино электрического заряда и массы. Нейтрино — единственная частица, не участвующая ни в сильных, ни в электромагнитных взаимодействиях; единственный вид взаимодействий, в котором может принимать участие нейтрино, — *слабое взаимодействие*. Поэтому прямое наблюдение нейтрино весьма затруднительно. Ионизирующая способность нейтрино столь мала, что один акт ионизации в воздухе приходится на 500 км пути. Проникающая же способность нейтрино столь огромна (пробег нейтрино с энергией 1 МэВ в свинце составляет порядка 10^{18} м!), что затрудняет удержание этих частиц в приборах.

Для экспериментального выявления нейтрино (антинейтрино) применялся поэтому косвенный метод, основанный на том, что в реакциях (в том числе и с участием нейтрино) выполняется закон сохранения импульса. Таким образом, нейтрино было обнаружено при изучении отдачи атомных ядер при β^- -распаде. Если при β^- -распаде ядра вместе с электроном выбрасывается и антинейтрино, то векторная сумма трех импульсов — ядра отдачи, электрона и антинейтрино — должна быть равна нулю. Это действительно подтвердилось на опыте. Непосредственное обнаружение нейтрино стало возможным лишь значительно позднее, после появления

417

мощных реакторов, позволяющих получать интенсивные потоки нейтрино.

Введение нейтрино (антинейтрино) позволило не только объяснить кажущееся несохранение спина, но и разобраться с вопросом непрерывности энергетического спектра выбрасываемых электронов. Сплошной спектр β^- -частиц обязан распределению энергии между электронами и антинейтрино, причем сумма энергий обеих частиц равна E_{\max} . В одних актах распада большую энергию получает антинейтрино, в других — электрон; в граничной точке кривой на рис. 343, где энергия электрона равна E_{\max} , вся энергия распада уносится электроном, а энергия антинейтрино равна нулю.

Наконец, рассмотрим вопрос о происхождении электронов при β^- -распаде. Поскольку электрон не вылетает из ядра и не вырывается из оболочки атома, было сделано предположение, что *β^- -электрон рождается в результате процессов, происходящих внутри ядра*. Так как при β^- -распаде число нуклонов в ядре не изменяется, а Z увеличивается на единицу (см. (256.5)), то единственной возможностью одновременного осуществления этих условий является превращение одного из нейтронов β^- -активного ядра в протон с одновременным образованием электрона и вылетом антинейтрино:

этого явления было бы подтверждением изложенной теории β^- -распада. Действительно, в 1950 г. в потоках нейтронов большой интенсивности, возникающих в ядерных реакторах, был обнаружен радиоактивный распад свободных нейтронов, происходящий по схеме (258.1). Энергетический

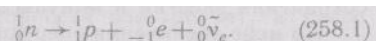
спектр возникающих при этом электронов соответствовал приведенному на рис. 343, а верхняя граница E_{\max} энергии электронов оказалась равной рассчитанной выше (0,782 МэВ).

§ 259. Гамма-излучение и его свойства

Экспериментально установлено, что γ -излучение (см. § 255) не является самостоятельным видом радиоактивности, а только сопровождает α - и β -распады и также возникает при ядерных реакциях, при торможении заряженных частиц, их распаде и т. д. γ -Спектр является линейчатым. γ -Спектр — это распределение числа γ -квантов по энергиям (такое же толкование β -спектра дано в § 258). Дискретность γ -спектра имеет принципиальное значение, так как является доказательством дискретности энергетических состояний атомных ядер.

В настоящее время твердо установлено, что γ -излучение испускается дочерним (а не материнским) ядром. Дочернее ядро в момент своего образования, оказываясь возбужденным, за время примерно 10^{-13} — 10^{-14} с, значительно меньшее времени жизни возбужденного атома (примерно 10^{-8} с), переходит в основное состояние с испусканием γ -излучения. Возвращаясь в основное состояние, возбужденное ядро может пройти через ряд промежуточных состояний, поэтому γ -излучение одного и того же радиоактивного изотопа может содержать несколько групп γ -квантов, отличающихся одна от другой своей энергией.

При γ -излучении A и Z ядра не изменяются, поэтому оно не описывается никакими правилами смещения. γ -Излучение большинства ядер является столь коротковолновым, что его волновые



Этот процесс сопровождается выполнением законов сохранения электрических зарядов, импульса и массовых чисел. Кроме того, данное превращение энергетически возможно, так как масса покоя нейтрона превышает массу атома водорода, т. е. протона и электрона вместе взятых. Данной разности в массах соответствует энергия, равная 0,782 МэВ. За счет этой энергии может происходить самопроизвольное превращение нейтрона в протон; энергия распределяется между электроном и антинейтрино.

Если превращение нейтрона в протон энергетически выгодно и вообще возможно, то должен наблюдаться радиоактивный распад свободных нейтронов (т.е. нейтронов вне ядра). Обнаружение

418

поэтому γ -излучение рассматривают как поток частиц — γ -квантов. При радиоактивных распадах различных ядер γ -кванты имеют энергии от 10 кэВ до 5 МэВ.

Ядро, находящееся в возбужденном состоянии, может перейти в основное состояние не только при испускании γ -кванта, но и при непосредственной передаче энергии возбуждения (без предварительного испускания γ -кванта) одному из электронов того же атома. При этом испускается так называемый **электрон конверсии**. Само явление называется **внутренней конверсией**. Внутренняя конверсия — процесс, конкурирующий с γ -излучением.

Электронам конверсии соответствуют дискретные значения энергии, зависящей от работы выхода электрона из оболочки, из которой электрон вырывается, и от энергии E , отдаваемой ядром при переходе из возбужденного состояния в основное. Если вся энергия E выделяется в виде γ -кванта, то частота излучения ν определяется из известного соотношения $E=h\nu$. Если же испускаются электроны внутренней конверсии, то их энергии равны $E-A_K$, $E-A_L$, ..., где A_K , A_L , ... — работа выхода электрона из K - и L -оболочек. Моноэнергетичность электронов конверсии позволяет отличить их от β -электронов, спектр которых непрерывен (см. §258). Возникшее в результате вылета электрона вакантное место на внутренней оболочке атома будет заполняться электронами с вышележащих оболочек. Поэтому внутренняя конверсия всегда сопровождается характеристическим рентгеновским излучением.

γ -Кванты, обладая нулевой массой покоя, не могут замедляться в среде, поэтому при прохождении γ -излучения сквозь вещество они либо поглощаются, либо рассеиваются им. γ -Кванты не несут элек-

трического заряда и тем самым не испытывают влияния кулоновских сил. При прохождении пучка γ -квантов сквозь вещество их энергия не меняется, но в результате столкновений ослабляется интенсивность, изменение которой описывается экспоненциальным законом $I=I_0e^{-\mu x}$ (I_0 и I — интенсивности γ -излучения на входе и выходе слоя поглощающего вещества толщиной x , μ — коэффициент поглощения). Так как γ -излучение — самое проникающее излучение, то μ для многих веществ — очень малая величина; μ зависит от свойств вещества и от энергии γ -квантов.

γ -Кванты, проходя сквозь вещество, могут взаимодействовать как с электронной оболочкой атомов вещества, так и с их ядрами. В квантовой электродинамике доказывается, что основными процессами, сопровождающими прохождение γ -излучения через вещество, являются фотоэффект, комптон-эффект (комптоновское рассеяние) и образование электронно-позитронных пар.

Фотоэффект, или **фотоэлектрическое поглощение γ -излучения**, — это процесс, при котором атом поглощает γ -квант и испускает электрон. Так как электрон выбивается из одной из внутренних оболочек атома, то освободившееся место заполняется электронами из вышележащих оболочек, и фотоэффект сопровождается характеристическим рентгеновским излучением. Фотоэффект является преобладающим механизмом поглощения в области малых энергий γ -квантов ($E_\gamma \leq 100$ кэВ). Фотоэффект может идти только на связанных электронах, так как свободный электрон не может поглотить γ -квант, при этом одновременно не удовлетворяются законы сохранения энергии и импульса.

По мере увеличения энергии γ -квантов ($E_\gamma \approx 0,5$ МэВ) вероятность фотоэффекта очень мала и основным механизмом взаимодействия γ -квантов с веществом является **комптоновское рассеяние** (см. §206).

При $E_\gamma > 1,02$ МэВ $= 2m_e c^2$ (m_e — масса покоя электрона) становится возможным процесс образования электронно-позитронных пар в электрических полях ядер. Вероятность этого процесса пропорциональна Z^2 и увеличивается с ростом E_γ . Поэтому при $E_\gamma \approx 10$ МэВ основным процессом взаимодействия γ -излучения в любом веществе является **образование электронно-позитронных пар**.

Если энергия γ -кванта превышает энергию связи нуклонов в ядре (7— 8 МэВ), то в результате поглощения γ -кванта может наблюдаться **ядерный фо-**

419
тоэффект — выброс из ядра одного из нуклонов, чаще всего нейтрона.

Большая проникающая способность γ -излучения используется в **гамма-дефектоскопии** — методе дефектоскопии, основанном на различном поглощении γ -излучения при распространении его на одинаковое расстояние в разных средах. Местоположение и размеры дефектов (раковины, трещины и т. д.) определяются по различию в интенсивностях излучения, прошедшего через разные участки просвечиваемого изделия.

Воздействие γ -излучения (а также других видов ионизирующего излучения) на вещество характеризуют **дозой ионизирующего излучения**. Различаются:

Поглощенная доза излучения — физическая величина, равная отношению энергии излучения к массе облучаемого вещества.

Единица поглощенной дозы излучения — **грей** (Гр): 1 Гр = 1 Дж/кг — доза излучения, при которой облученному веществу массой 1 кг передается энергия любого ионизирующего излучения 1 Дж.

Экспозиционная доза излучения — физическая величина, равная отношению суммы электрических зарядов всех ионов одного знака, созданных электронами, освобожденными в облученном воздухе (при условии полного использования ионизирующей способности электронов), к массе этого воздуха.

Единица экспозиционной дозы излучения— кулон на килограмм (Кл/кг); внесистемной единицей является **рентген (Р)**: $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Биологическая доза — величина, определяющая воздействие излучения на организм.

Единица биологической дозы — **биологический эквивалент рентгена (бэр)**: 1 бэр — доза любого вида ионизирующего излучения, производящая такое же биологическое действие, как и доза рентгеновского или γ -излучения в 1 Р (1 бэр = 10^{-2} Дж/кг).

Мощность дозы излучения — величина, равная отношению дозы излучения к времени облучения. Различают: 1) **мощность поглощенной дозы** (единица — греи на секунду (Гр/с)); 2) **мощность экспозиционной дозы** (единица — ампер на килограмм (А/кг)).

§ 260. Резонансное поглощение γ -излучения (эффект [Мёссбауэра](#))

Как уже указывалось, дискретный спектр γ -излучения обусловлен дискретностью энергетических уровней ядер атомов. Однако, как следует из соотношения неопределенностей (215.5), энергия возбужденных состояний ядра принимает значения в пределах $\Delta E \approx h/\Delta t$, где Δt — время жизни ядра в возбужденном состоянии. Следовательно, чем меньше Δt , тем больше неопределенность энергии ΔE возбужденного состояния. $\Delta E=0$ только для основного состояния стабильного ядра (для него $\Delta t \rightarrow \infty$). Неопределенность энергии квантово-механической системы (например, атома), обладающей дискретными уровнями энергии, определяет **естественную ширину энергетического уровня (Γ)**. Например, при времени жизни возбужденного состояния, равного 10^{-13} с, естественная ширина энергетического уровня примерно 10^{-2} эВ.

Неопределенность энергии возбужденного состояния, обуславливаемая конечным временем жизни возбужденных состояний ядра, приводит к немонохроматичности γ -излучения, испускаемого при переходе ядра из возбужденного состояния в основное. Эта немонохроматичность называется **естественной шириной линии γ -излучения**.

При прохождении γ -излучения в веществе помимо описанных выше (см. § 259) процессов (фотоэффект, комптоновское рассеяние, образование электронно-позитронных пар) должны в принципе

420

наблюдаться также резонансные эффекты. Если ядро облучить γ -квантами с энергией, равной разности одного из возбужденных и основного энергетических состояний ядра, то может иметь место **резонансное поглощение γ -излучения ядрами**: ядро поглощает γ -квант той же частоты, что и частота излучаемого ядром γ -кванта при переходе ядра из данного возбужденного состояния в основное.

Наблюдение резонансного поглощения γ -квантов ядрами считалось долгое время невозможным, так как при переходе ядра из возбужденного состояния с энергией E в основное (его энергия принята равной нулю) излучаемый γ -квант имеет энергию E_γ несколько меньшую, чем E , из-за отдачи ядра в процессе излучения:

$$E_\gamma = E - E_{\text{я}},$$

где $E_{\text{я}}$ — кинетическая энергия отдачи ядра. При возбуждении же ядра и переходе его из основного состояния в возбужденное с энергией E γ -квант должен иметь энергию E'_γ несколько большую, чем E , т. е.

$$E'_\gamma = E + E_{\text{я}},$$

где $E_{\text{я}}$ — энергия отдачи, которую γ -квант должен передать поглощающему ядру.

Таким образом, максимумы линий излучения и поглощения сдвинуты друг относительно друга на величину $2E_{\text{я}}$ (рис.344). Используя закон сохранения импульса, согласно которому в рассмотренных процессах излучения и поглощения импульсы γ -кванта и ядра должны быть равны, получим

$$E_{\text{я}} = \frac{p_{\text{я}}^2}{2m_{\text{я}}} = \frac{p_{\gamma}^2}{2m_{\text{я}}} = \frac{E_{\gamma}^2}{2m_{\text{я}}c^2} \approx \frac{E^2}{2m_{\text{я}}c^2}. \quad (260)$$

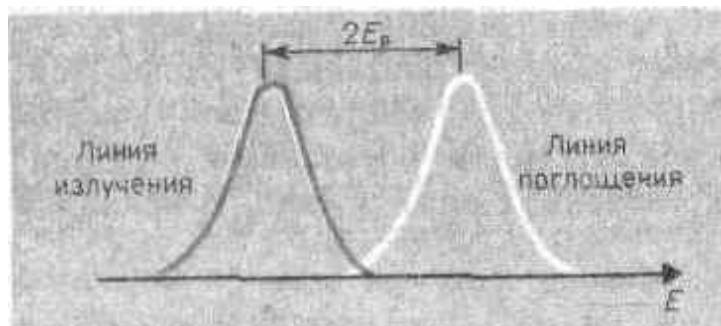


Рис. 344

Например, возбужденное состояние изотопа иридия $^{191}_{77}\text{Ir}$ имеет энергию 129 кэВ, а время его жизни порядка 10^{-10} с, так что ширина уровня $\Gamma \approx 4 \cdot 10^{-5}$ эВ. Энергия же отдачи при излучении с этого уровня, согласно (260.1), приблизительно равна $5 \cdot 10^{-2}$ эВ, т.е. на три порядка больше ширины уровня. Естественно, что никакое резонансное поглощение в таких условиях невозможно (для наблюдения резонансного поглощения линия поглощения должна совпадать с линией излучения). Из опытов также следовало, что на свободных ядрах резонансное поглощение не наблюдается.

Резонансное поглощение γ -излучения в принципе может быть получено только *при компенсации потери энергии на отдачу ядра*. Эту задачу решил в 1958 г. Р. Мёссбауэр (Нобелевская премия 1961 г.). Он исследовал излучение и поглощение γ -излучения в ядрах, находящихся в кристаллической решетке, т.е. в связанном состоянии (опыты проводились при низкой температуре). В данном случае импульс и энергия отдачи передаются не одному ядру, излучающему (поглощающему) γ -квант, а всей кристаллической решетке в целом. Так как кристалл обладает гораздо большей массой по сравнению с массой отдельного ядра, то в соответствии с формулой (260.1) потери энергии на отдачу становятся исчезающе малыми. Поэтому процессы излучения и поглощения γ -излучения происходят практически без потерь энергии (идеально упруго).

Явление упругого испускания (поглощения) γ -квантов атомными ядрами, связанными в твердом теле, не сопровождающееся изменением внутренней энергии тела, называется **эффектом Мёссбауэра**. При рассмотренных условиях линии излучения и поглощения γ -излучения практически совпадают и имеют весьма малую ширину, равную естественной ширине Γ . Эффект Мёссбауэра был открыт на глубоко охлажденном $^{191}_{77}\text{Ir}$ (с понижением температуры колебания решетки «замораживаются»), а впоследствии обнаружен более

421

чем на 20 стабильных изотопах (например, ^{57}Fe , ^{67}Zn и т. д.).

Мёссбауэр вооружил экспериментальную физику новым методом измерений невиданной прежде точности. Эффект Мёссбауэра позволяет измерять энергии (частоты) излучения с относительной точностью $\Gamma/E = 10^{-15} - 10^{-17}$, поэтому во многих областях науки и техники может служить тончайшим «инструментом» различного рода измерений. Появилась возможность измерять тончайшие детали γ -линий, внутренние магнитные и электрические поля в твердых телах и т. д.

Внешнее воздействие (например, зеемановское расщепление ядерных уровней или смещение энергии фотонов при движении в поле тяжести) может привести к очень малому смещению либо линии

поглощения, либо линии излучения, иными словами, привести к ослаблению или исчезновению эффекта Мёссбауэра. Это смещение, следовательно, может быть зафиксировано. Подобным образом в лабораторных условиях был обнаружен (1960) такой тончайший эффект, как «гравитационное красное смещение», предсказанный общей теорией относительности Эйнштейна.

§ 261. Методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений и частиц

Практически все методы наблюдения и регистрации радиоактивных излучений (α , β , γ) и частиц основаны на их способности производить ионизацию и возбуждение атомов среды. Заряженные частицы вызывают эти процессы непосредственно, а γ -кванты и нейтроны обнаруживаются по ионизации, вызываемой возникающими в результате их взаимодействия с электронами и ядрами атомов среды быстрыми заряженными частицами. Вторичные эффекты, сопровождающие рассмотренные процессы, такие, как вспышка света, электрический ток, потемнение фотопластинки, позволяют регистрировать пролетающие частицы, считать их, отличать друг от друга и измерять их энергию.

Приборы, применяемые для регистрации радиоактивных излучений и частиц, делятся на две группы:

1) приборы, позволяющие регистрировать прохождение частицы через определенный участок пространства и в некоторых случаях определять ее характеристики, например энергию (сцинтилляционный счетчик, черенковский счетчик, импульсная ионизационная камера, газоразрядный счетчик, полупроводниковый счетчик);

2) приборы, позволяющие наблюдать, например фотографировать, следы (треки) частиц в веществе (камера Вильсона, диффузионная камера, пузырьковая камера, ядерные фотоэмульсии).

1. Сцинтилляционный счетчик. Наблюдение **сцинтилляций** — вспышек света при попадании быстрых частиц на флуоресцирующий экран — первый метод, позволивший [У. Круксу](#) и Э. Резерфорду на заре ядерной физики (1903) визуально регистрировать α -частицы. Сцинтилляционный счетчик — детектор ядерных частиц, основными элементами которого являются сцинтиллятор (кристаллофосфор) (см. § 245) и фотоэлектронный умножитель (см. § 105), позволяющий преобразовывать слабые световые вспышки в электрические импульсы, регистрируемые электронной аппаратурой. Обычно в качестве сцинтилляторов используют кристаллы некоторых неорганических (ZnS для α -частиц; NaI-Tl, CsI-Tl — для β -частиц и γ -квантов) или органических (антрацен, пластмассы — для γ -квантов) веществ.

Сцинтилляционные счетчики обладают высоким разрешением по времени (10^{-10} — 10^{-5} с), определяемым родом регистрируемых частиц, сцинтиллятором и разрешающим временем используемой электронной аппаратуры (оно доведено сейчас до 10^{-9} — 10^{-10} с). Для этого типа счетчиков эффективность регистрации — отношение числа зарегистрированных частиц к полному числу частиц, пролетевших в счетчике, примерно 100 % для заряженных частиц и 30 % для γ -квантов. Так как для многих сцинтилляторов (NaI-Tl, CsI-Tl, антрацен, стильбен)

422

интенсивность световой вспышки в широком интервале энергий пропорциональна энергии первичной частицы, то счетчики на данных сцинтилляторах применяются для измерения энергии регистрируемых частиц.

2. Черенковский счетчик. Принцип его работы и свойства излучения Вавилова — Черенкова, лежащие в основе работы счетчика, рассмотрены в § 189. Назначение черенковских счетчиков — это измерение энергии частиц, движущихся в веществе со скоростью, превышающей фазовую скорость света в данной среде, и разделение этих частиц по массам. Зная угол испускания излучения (см. (189.1)), можно определить скорость частицы, что при известной массе частицы равносильно определению ее энергии. С другой стороны, если масса частицы не известна, то она может быть определена по независимому измерению энергии частицы. Кроме того, при наличии двух пучков частиц с разными скоростями будут различными и углы испускания излучений, по которым можно искомым образом определить. Для черенковских счетчиков разрешение по скоростям (иными словами, по энергиям) составляет 10^{-3} — 10^{-5} . Это позволяет отделять элементарные частицы друг от

друга при энергиях порядка 10 ГэВ, когда углы испускания излучения различаются очень мало. Время разрешения счетчиков достигает 10^{-9} с. Счетчики Черенкова устанавливаются на космических кораблях для исследования космического излучения.

3. Импульсная ионизационная камера — это детектор частиц, действие которого основано на способности заряженных частиц вызывать ионизацию газа. Ионизационная камера представляет собой электрический конденсатор, заполненный газом, к электродам которого подается постоянное напряжение. Регистрируемая частица, попадая в пространство между электродами, ионизует газ. Напряжение подбирается так, чтобы все образовавшиеся ионы, с одной стороны, доходили до электродов, не успев рекомбинировать, а с другой — не разгонялись настолько сильно, чтобы производить вторичную ионизацию. Следовательно, в ионизационной камере на ее электродах непосредственно собираются ионы, возникшие под действием заряженных частиц. Ионизационные камеры бывают двух типов: **интегрирующие** (в них измеряется суммарный ионизационный ток) и **импульсные**, являющиеся, по существу, счетчиками (в них регистрируется прохождение одиночной частицы и измеряется ее энергия, правда, с довольно низкой точностью, обусловленной малостью выходного импульса).

4. Газоразрядный счетчик. Газоразрядный счетчик обычно выполняется в виде наполненного газом металлического цилиндра (катод) с тонкой проволокой (анод), натянутой по его оси. Хотя газоразрядные счетчики конструктивно похожи на ионизационную камеру, однако в них основную роль играет вторичная ионизация, обусловленная столкновениями первичных ионов с атомами и молекулами газа и стенок. Можно говорить о двух типах газоразрядных счетчиков: **пропорциональных** (в них газовый разряд несамостоятельный (см. §106), т.е. гаснет при прекращении действия внешнего ионизатора) и **счетчиках Гейгера — Мюллера** (в них разряд самостоятельный (см. §107), т.е. поддерживается после прекращения действия внешнего ионизатора).

В пропорциональных счетчиках рабочее напряжение выбирается так, чтобы они работали в области вольт-амперной характеристики, соответствующей несамостоятельному разряду, в которой выходной импульс пропорционален первичной ионизации, т. е. энергии влетевшей в счетчик частицы. Поэтому они не только регистрируют частицу, но и измеряют ее энергию. В пропорциональных счетчиках импульсы, вызываемые отдельными частицами, усиливаются в 10^3 — 10^4 раз (иногда и в 10^6 раз).

Счетчик Гейгера — Мюллера по конструкции и принципу действия существен-

423

но не отличается от пропорционального счетчика, но работает в области вольт-амперной характеристики, соответствующей самостоятельному разряду (см. § 107), когда выходной импульс не зависит от первичной ионизации. Счетчики Гейгера — Мюллера регистрируют частицу без измерения ее энергии. Коэффициент усиления этих счетчиков составляет 10^8 . Для регистрации отдельных импульсов возникший разряд следует гасить. Для этого, например, последовательно с нитью включается такое сопротивление, чтобы возникший в счетчике разряд вызывал на сопротивлении падение напряжения, достаточное для прерывания разряда. Временное разрешение счетчиков Гейгера— Мюллера составляет 10^{-3} — 10^{-7} с. Для газоразрядных счетчиков эффективность регистрации равна примерно 100 % для заряженных частиц и примерно 5 % для γ -квантов.

5. Полупроводниковый счетчик — это детектор частиц, основным элементом которого является полупроводниковый диод (см. §250). Время разрешения составляет примерно 10^{-9} с. Полупроводниковые счетчики обладают высокой надежностью, могут работать в магнитных полях. Малая толщина рабочей области (порядка сотни микрометров) полупроводниковых счетчиков не позволяет применять их для измерения высокоэнергетических частиц.

6. Камера Вильсона (1912) — это старейший и на протяжении многих десятилетий (вплоть до 50—60-х годов) единственный тип трекового детектора. Выполняется обычно в виде стеклянного цилиндра с плотно прилегающим поршнем. Цилиндр наполняется нейтральным газом (обычно гелием или аргоном), насыщенным парами воды или спирта. При резком, т. е. адиабатическом, расширении газа пар становится пересыщенным и на траекториях частиц, пролетевших через камеру, образуются

треки из тумана. Образовавшиеся треки для воспроизводства их пространственного расположения фотографируются стереоскопически, т. е. под разными углами. По характеру и геометрии треков можно судить о типе прошедших через камеру частиц (например, α -частица оставляет сплошной жирный след, β -частица — тонкий), об энергии частиц (по величине пробега), о плотности ионизации (по количеству капель на единицу длины трека), о количестве участвующих в реакции частиц.

Советский ученый Д. В. Скобельцын (1892—1988) значительно расширил возможности камеры Вильсона, поместив ее в сильное магнитное поле (1927). По искривлению траектории заряженных частиц в магнитном поле, т. е. по кривизне трека, можно судить о знаке заряда, а если известен тип частицы (ее заряд и масса), то по радиусу кривизны трека можно определить энергию и массу частицы даже в том случае, если весь трек в камере не умещается (для реакций при высоких энергиях вплоть до сотен мегаэлектрон-вольт). Недостаток камеры Вильсона — ее малое рабочее время, составляющее примерно 1 % от времени, затрачиваемого для подготовки камеры к последующему расширению (выравнивание температуры и давления, рассасывание остатков треков, насыщение паров), а также трудоемкость обработки результатов.

7. Диффузионная камера (1936) — это разновидность камеры Вильсона. В ней рабочим веществом также является пересыщенный пар, но состояние пересыщения создается диффузией паров спирта от нагретой (до 10 °С) крышки ко дну, охлаждаемому (до -60 °С) твердой углекислотой. Вблизи дна возникает слой пересыщенного пара толщиной примерно 5 см, в котором проходящие заряженные частицы создают треки. В отличие от вильсоновской диффузионная камера работает непрерывно. Кроме того, из-за отсутствия поршня в ней могут создаваться давления до 4 МПа, что значительно увеличивает ее эффективный объем.

8. Пузырьковая камера (1952; американский физик Д. Глезер (р. 1926)). В пузырьковой камере рабочим веществом является перегретая (находящаяся под давлением) прозрачная жидкость (жидкие

424

водород, пропан, ксенон). Запускается камера, так же как и камера Вильсона, резким сбросом давления, переводящим жидкость в неустойчивое перегретое состояние. Пролетающая в это время через камеру заряженная частица вызывает резкое вскипание жидкости, и траектория частицы оказывается обозначенной цепочкой пузырьков пара — образуется трек, который, как и в камере Вильсона, фотографируется. Пузырьковая камера работает циклами. Размеры пузырьковых камер примерно такие же, как камеры Вильсона (от десятков сантиметров до 2 м), но их эффективный объем на 2—3 порядка больше, так как жидкости гораздо плотнее газов. Это позволяет использовать пузырьковые камеры для исследования длинных цепей рождений и распадов частиц высоких энергий.

9. Ядерные фотоэмульсии (1927; советский физик Л. В. Мысовский (1888— 1939)) — это простейший трековый детектор заряженных частиц. Прохождение заряженной частицы в эмульсии вызывает ионизацию, приводящую к образованию центров скрытого изображения. После проявления следы заряженных частиц обнаруживаются в виде цепочки зерен металлического серебра. Так как эмульсия — среда более плотная, чем газ или жидкость, используемые в вильсоновской и пузырьковой камерах, то при прочих равных условиях длина трека в эмульсии более короткая. Так, трек длиной 0,05 см в эмульсии эквивалентен треку в 1 м в камере Вильсона. Поэтому фотоэмульсии применяются для изучения реакций, вызываемых частицами в ускорителях сверхвысоких энергий и в космических лучах. В практике исследований высокоэнергетических частиц используются также так называемые **стопы** — большое число маркированных фотоэмульсионных пластинок, помещаемых на пути частиц и после проявления промеряемых под микроскопом.

В настоящее время методы наблюдения и регистрации заряженных частиц и излучений настолько разнообразны, что их детальное описание просто невозможно.

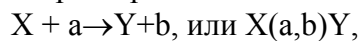
Большое значение начинают играть сравнительно новые (1957) приборы —

искровые камеры, использующие преимущества *счетчиков* (быстрота регистрации) и *трековых детекторов* (полнота информации о треках). Говоря образно, искровая камера — это набор

большого числа очень мелких счетчиков. Поэтому она близка к счетчикам, так как информация в ней выдается немедленно, без последующей обработки, и в то же время обладает свойствами трекового детектора, так как по действию многих счетчиков можно установить треки частиц.

§ 262. Ядерные реакции и их основные типы

Ядерные реакции — это превращения атомных ядер при взаимодействии с элементарными частицами (в том числе и с γ -квантами) или друг с другом. Наиболее распространенным видом ядерной реакции является реакция, записываемая символически следующим образом:



где X и Y — исходное и конечное ядра, a и b — бомбардирующая и испускаемая (или испускаемые) в ядерной реакции частицы.

В ядерной физике эффективность взаимодействия характеризуют **эффективным сечением** ст. С каждым видом взаимодействия частицы с ядром связывают свое эффективное сечение: эффективное сечение рассеяния определяет процессы рассеяния, эффективное сечение поглощения — процессы поглощения. Эффективное сечение ядерной реакции

$$\sigma = dN/nNdx,$$

где N — число частиц, падающих за единицу времени на единицу площади поперечного сечения вещества, имеющего в единице объема n ядер, dN — число этих частиц, вступающих в ядерную реакцию в слое толщиной dx . Эффективное сечение σ имеет размерность площади и характеризует вероятность того, что при падении пучка частиц на вещество произойдет реакция.

Единица эффективного сечения ядер-

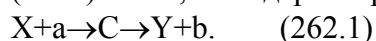
425

ных процессов — **барн** ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$).

В любой ядерной реакции выполняются *законы сохранения электрических зарядов и массовых чисел*: сумма зарядов (массовых чисел) ядер и частиц, вступающих в ядерную реакцию, равна сумме зарядов (массовых чисел) конечных продуктов (ядер и частиц) реакции. Выполняются также *законы сохранения энергии, импульса и момента импульса*.

В отличие от радиоактивного распада, который протекает всегда с выделением энергии, ядерные реакции могут быть как **экзотермическими** (с выделением энергии), так и **эндотермическими** (с поглощением энергии).

Важную роль в объяснении механизма многих ядерных реакций сыграло предположение Н. Бора (1936) о том, что ядерные реакции протекают в две стадии по следующей схеме:



Первая стадия — это захват ядром X частицы a , приблизившейся к нему на расстояние действия ядерных сил (примерно $2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$), и образование промежуточного ядра C , называемого **составным** (или **компаунд-ядром**). Энергия влетевшей в ядро частицы быстро распределяется между нуклонами составного ядра, в результате чего оно оказывается в возбужденном состоянии. При столкновении нуклонов составного ядра один из нуклонов (или их комбинация, например дейтрон — ядро тяжелого изотопа водорода — дейтерия, содержащее один протон и один нейтрон) или α -частица может получить энергию, достаточную для вылета из ядра. В результате возможна вторая стадия ядерной реакции — распад составного ядра на ядро Y и частицу b .

В ядерной физике вводится **характерное ядерное время** — время, необходимое для пролета частицей расстояния порядка величины, равной диаметру ядра ($d \approx 10^{-15} \text{ м}$). Так, для частицы с энергией 1 МэВ (что соответствует ее скорости $v \approx 10^7 \text{ м/с}$) характерное ядерное время $\tau = 10^{-15} \text{ м} / 10^7 \text{ м/с} = 10^{-22} \text{ с}$. С другой стороны, доказано, что время жизни составного ядра равно $10^{-10} — 10^{-12} \text{ с}$, т. е. составляет $(10^6 — 10^{10})\tau$. Это же означает, что за время жизни составного ядра может произойти очень много столкновений нуклонов между собой, т. е. перераспределение энергии между нуклонами действительно возможно. Следовательно, составное ядро живет настолько долго, что полностью «забывает», каким образом оно образовалось. Поэтому

характер распада составного ядра (испускание им частицы b) — вторая стадия ядерной реакции — не зависит от способа образования составного ядра — первой стадии.

Если испущенная частица тождественна с захваченной ($b \equiv a$), то схема (262.1) описывает **рассеяние** частицы: **упругое** — при $E_b = E_a$, **неупругое** — при $E_b \neq E_a$. Если же испущенная частица не тождественна с захваченной ($b \neq a$), то имеем дело с ядерной реакцией в прямом смысле слова.

Некоторые реакции протекают без образования составного ядра, они называются **прямыми ядерными взаимодействиями** (например, реакции, вызываемые быстрыми нуклонами и дейтронами).

Ядерные реакции классифицируются по следующим признакам:

1) *по роду участвующих в них частиц* — реакции под действием нейтронов; реакции под действием заряженных частиц (например, протонов, дейтронов, α -частиц); реакции под действием γ -квантов;

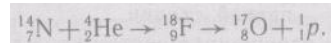
2) *по энергии вызывающих их частиц* — реакции при малых энергиях (порядка электрон-вольт), происходящие в основном с участием нейтронов; реакции при средних энергиях (до нескольких мегаэлектрон-вольт), происходящие с участием γ -квантов и заряженных частиц (протоны, α -частицы); реакции при высоких энергиях (сотни и тысячи мегаэлектрон-вольт), приводящие к рождению отсутствующих в свободном состоянии элементарных частиц и имеющие большое значение для их изучения;

3) *по роду участвующих в них ядер* — реакции на легких ядрах ($A < 50$); реакции на средних ядрах ($50 < A < 100$); реакции на тяжелых ядрах ($A > 100$);

426

4) *по характеру происходящих ядерных превращений* — реакции с испусканием нейтронов; реакции с испусканием заряженных частиц; реакции захвата (в случае этих реакций составное ядро не испускает никаких частиц, а переходит в основное состояние, излучая один или несколько γ -квантов).

Первая в истории ядерная реакция осуществлена Э.Резерфордом (1919) при бомбардировке ядра



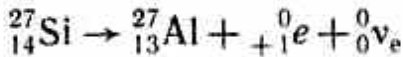
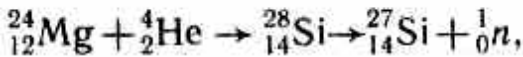
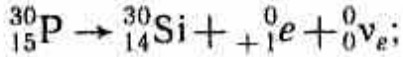
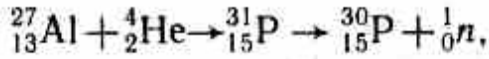
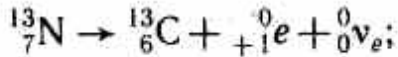
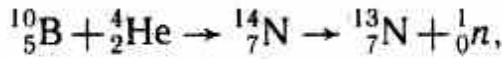
§ 263. Позитрон. β^+ -Распад. Электронный захват

П. Дираком было получено (1928) релятивистское волновое уравнение для электрона, которое позволило объяснить все основные свойства электрона, в том числе наличие у него спина и магнитного момента. Замечательной особенностью уравнения Дирака оказалось то, что из него для полной энергии свободного электрона получались не только положительные, но и отрицательные значения. Этот результат мог быть объяснен лишь предположением о существовании античастицы электрона — **позитрона**.

Гипотеза Дирака, недоверчиво воспринимавшаяся большинством физиков, была блестяще подтверждена в 1932 г. К. Андерсоном (американский физик (р. 1905); Нобелевская премия 1936 г.), обнаружившим позитрон в составе космического излучения. Существование позитронов было доказано наблюдением их треков в камере Вильсона, помещенной в магнитном поле. Эти частицы в камере отклонялись так, как отклоняется движущийся положительный заряд. Опыты показали, что позитрон ${}^0_{+1}e$ — частица с массой покоя, в точности равной массе покоя электрона, и спином $\hbar/2$, несущая положительный электрический заряд $+e$.

Жолио-Кюри — Фредерик (1900—1958) и Ирен (1897—1956), — бомбардируя различные ядра α -частицами (1934), обнаружили искусственно-радиоактивные

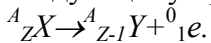
ядра (см. §255), испытывающие β^- -распад, а реакции на В, Al и Mg привели к искусственно-радиоактивным ядрам, претерпевающим β^+ -распад, или **позитронный распад**:



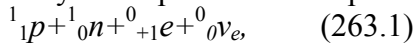
(Нобелевская премия 1956г.) Наличие в этих реакциях позитронов доказано при изучении их треков в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле.

Таким образом, в экспериментах Жолио-Кюри, с одной стороны, открыта искусственная радиоактивность, а с другой — впервые обнаружен позитронный радиоактивный распад.

Энергетический β^+ -спектр, как и β^- -спектр (см. §258), непрерывен. β^+ -Распад подчиняется следующему правилу смещения:



Процесс β^+ -распада протекает так, как если бы один из протонов ядра превратился в нейтрон, испустив при этом позитрон и нейтрино:

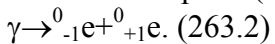


причем одновременный выброс нейтрино вытекает из тех же соображений, которые излагались при обсуждении β^- -распада (см. §258). Так как масса покоя протона меньше, чем у нейтрона, то реакция (263.1) для свободного протона наблюдаться не может. Однако для протона, связанного в ядре благодаря ядерному взаимодействию частиц, эта реакция оказывается энергетически возможной.

Вскоре после опытов К. Андерсона, а также обоснования β^+ -распада было установлено, что позитроны могут рождаться при взаимодействии γ -квантов

427

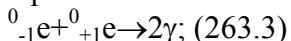
большой энергии ($E_\gamma > 1,02 \text{ МэВ} = 2m_e c^2$) с веществом (см. также §259). Этот процесс идет по схеме



Электронно-позитронные пары были действительно обнаружены в помещенной в магнитное поле камере Вильсона, в которой электрон и позитрон, имеющие противоположные по знаку заряды, отклонялись в противоположные стороны.

Для выполнения соотношения (263.2) помимо выполнения законов сохранения энергии и импульса необходимо, чтобы фотон обладал целым спином, равным 0 или 1, поскольку спины электрона и позитрона равны $1/2$. Ряд экспериментов и теоретических выкладок привели к выводу, что спин фотона действительно равен 1 (в единицах \hbar).

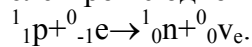
При столкновении позитрона с электроном происходит их **аннигиляция**:



в ее процессе электронно-позитронная пара превращается в два γ -кванта, причем энергия пары переходит в энергию фотонов. Появление в этом процессе двух γ -квантов следует из закона сохранения импульса и энергии. Реакция (263.3) подтверждена прямыми экспериментами под руководством советского ученого Л. А. Арцимовича (1909—1973). Процессы (263.2) и (263.3) — процессы возникновения и превращения электронно-позитронных пар — являются примером

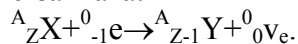
взаимосвязи различных форм материи: в этих процессах материя в форме вещества превращается в материю в форме электромагнитного поля и наоборот.

Для многих ядер превращение протона в нейтрон, помимо описанного процесса (263.1), происходит посредством **электронного захвата**, или **e-захвата**, при котором ядро спонтанно захватывает электрон с одной из внутренних оболочек атома (*K*, *L* и т.д.), испуская нейтрино:



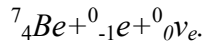
Необходимость появления нейтрино вытекает из закона сохранения спина. Схема

e-захвата:



т. е. один из протонов ядра превращается в нейтрон, заряд ядра убывает на единицу и оно смещается влево так же, как и при позитронном распаде.

Электронный захват обнаруживается по сопровождающему его характеристическому рентгеновскому излучению, возникающему при заполнении образовавшихся вакансий в электронной оболочке атома (именно так e-захват и был открыт в 1937 г.). При e-захвате, кроме нейтрино, никакие другие частицы не вылетают, т. е. вся энергия распада уносится нейтрино. В этом e-захват (часто его называют **третьим видом β -распада**) существенно отличается от β^\pm -распадов, при которых вылетают две частицы, между которыми и распределяется энергия распада. Примером электронного захвата может служить превращение радиоактивного ядра бериллия ${}^7_4\text{Be}$ в стабильное ядро ${}^7_3\text{Li}$:



§ 264. Открытие нейтрона. Ядерные реакции под действием нейтронов

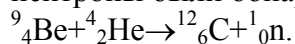
Нейтроны, являясь электрически нейтральными частицами, не испытывают кулоновского отталкивания и поэтому легко проникают в ядра и вызывают разнообразные ядерные превращения. Ядерные реакции под действием нейтронов не только сыграли огромную роль в развитии ядерной физики, но и привели к появлению ядерных реакторов (см. §267).

Краткая история открытия нейтрона такова. Немецкие физики В. Боте (1891 — 1957) и Г. Беккер в 1930г., облучая ряд элементов, в частности ядра бериллия, α -частицами, обнаружили возникновение излучения очень большой проникающей способности. Так как сильно проникающими могут быть только нейтральные частицы, то было высказано предположение, что обнаруженное излучение — жесткие γ -лучи с энергией примерно 7 МэВ (энергия рассчитана по поглощению). Дальнейшие

428

эксперименты (Ирен и Фредерик Жолио-Кюри, 1931 г.) показали, что обнаруженное излучение, взаимодействуя с водородосодержащими соединениями, например парафином, выбивает протоны с пробегами примерно 26 см. Из расчетов следовало, что для получения протонов с такими пробегами предполагаемые γ -кванты должны были обладать фантастической по тем временам энергией 50 МэВ вместо расчетных 7 МэВ!

Пытаясь найти объяснение описанным экспериментам, английский физик Д. Чэдвик (1891 — 1974) предположил (1932), а впоследствии доказал, что новое проникающее излучение представляет собой не γ -кванты, а поток тяжелых нейтральных частиц, названных им **нейтронами**. Таким образом, нейтроны были обнаружены в следующей ядерной реакции:



Эта реакция не является единственной, ведущей к выбрасыванию из ядер нейтронов (например, нейтроны возникают в реакциях ${}^7_3\text{Li}(\alpha, n)$, ${}^{10}_5\text{B}$ и ${}^{11}_5\text{B}(\alpha, n)$, ${}^{14}_7\text{N}$).

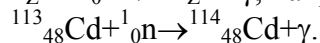
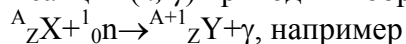
Характер ядерных реакций под действием нейтронов зависит от их скорости (энергии). В зависимости от энергии нейтроны условно делят на две группы: **медленные и быстрые**. Область энергий медленных нейтронов включает в себя область **ультрахолодных** (с энергией до 10^{-7} эВ), **очень холодных** (10^{-7} — 10^{-4} эВ), **холодных** (10^{-4} — 10^{-3} эВ), **тепловых** (10^{-3} — 0,5 эВ) и

резонансных ($0,5—10^4$ эВ) нейтронов. Ко второй группе можно отнести **быстрые** ($10^4—10^8$ эВ), **высокоэнергетичные** ($10^8—10^{10}$ эВ) и **релятивистские** $\geq 10^{10}$ эВ) нейтроны.

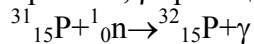
Замедлить нейтроны можно пропуская их через какое-либо вещество, содержащее водород (например, парафин, вода). Проходя через такие вещества, быстрые нейтроны испытывают рассеяние на ядрах и замедляются до тех пор, пока их энергия не станет равной, например, энергии теплового движения атомов вещества-замедлителя, т. е. равной приблизительно kT .

Медленные нейтроны эффективны для возбуждения ядерных реакций, так как они относительно долго находятся вблизи атомного ядра. Благодаря этому вероятность захвата нейтрона ядром становится довольно большой. Однако энергия медленных нейтронов мала, потому они не могут вызывать, например, неупругое рассеяние. Для медленных нейтронов характерны упругое рассеяние на ядрах (реакция типа (n, n)) и радиационный захват (реакция типа (n, γ)).

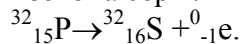
Реакция (n, γ) приводит к образованию нового изотопа исходного вещества:



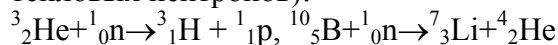
Часто в результате (n, γ) -реакции образуются искусственные радиоактивные изотопы, дающие, как правило, β^- -распад. Например, в результате реакции



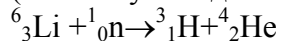
образуется радиоактивный изотоп ${}^{32}_{15}\text{P}$, претерпевающий β^- -распад с образованием стабильного изотопа серы:



Под действием медленных нейтронов на некоторых легких ядрах наблюдаются также реакции захвата нейтронов с испусканием заряженных частиц — протонов и α -частиц (под действием тепловых нейтронов):



(используется для обнаружения нейтронов) или



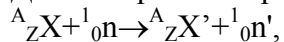
(используется для получения трития, в частности в термоядерных взрывах; см. §268).

Реакции типа (n, p) и (n, α) , т. е. реакции с образованием заряженных частиц, происходят в основном под действием быстрых нейтронов, так как в случае медленных нейтронов энергии атомного ядра недостаточно для преодоления потенциального барьера, препятствующего вылету

429

протонов и α -частиц. Эти реакции, как и реакции радиационного захвата, часто ведут к образованию β^- -активных ядер.

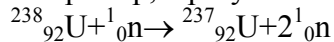
Для быстрых нейтронов наблюдается неупругое их рассеяние, совершающееся по схеме



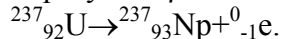
где вылетающий из ядра нейтрон обозначен как ${}^1_0n'$, поскольку это не тот нейтрон, который проник в ядро; ${}^1_0n'$ имеет энергию, меньшую энергии 1_0n , а остающееся после вылета нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии (отмечено звездочкой), поэтому его переход в нормальное состояние сопровождается испусканием γ -кванта.

Когда энергия нейтронов достигает значений 10.МэВ, становятся возможными реакции типа $(n, 2n)$.

Например, в результате реакции



образуется β^- -активный изотоп ${}^{237}_{92}\text{U}$, претерпевающий распад по схеме

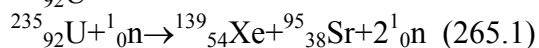


§ 265. Реакция деления ядра

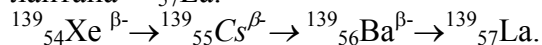
К началу 40-х годов работами многих ученых — Э. Ферми (Италия), О. Гана (1879—1968), Ф. Штрассмана (1902—1980) (ФРГ). О. Фриша (1904—1979) (Великобритания), Л. Мейтнер (1878—

1968) (Австрия), Г. Н. Флерова (р. 1913), К. Н. Петржака (СССР) — было доказано, что при облучении урана нейтронами образуются элементы из середины периодической системы — лантан и барий. Этот результат положил начало ядерным реакциям совершенно нового типа — **реакциям деления ядра**, заключающимся в том, что тяжелое ядро под действием нейтронов, а как впоследствии оказалось, и других частиц делится на несколько более легких ядер (осколков), чаще всего на два ядра, близких по массе.

Замечательной особенностью деления ядер является то, что оно сопровождается испусканием двух-трех вторичных нейтронов, называемых нейтронами деления. Так как для средних ядер число нейтронов примерно равно числу протонов ($N/Z \approx 1$), а для тяжелых ядер число нейтронов значительно превышает число протонов ($N/Z \approx 1,6$), то образовавшиеся осколки деления перегружены нейтронами, в результате чего они и выделяют нейтроны деления. Однако испускание нейтронов деления не устраняет полностью перегрузку ядер-осколков нейтронами. Это приводит к тому, что осколки оказываются радиоактивными. Они могут претерпеть ряд β^- -превращений, сопровождаемых испусканием γ -квантов. Так как β^- -распад сопровождается превращением нейтрона в протон (см. (258.1)), то после цепочки β^- -превращений соотношение между нейтронами и протонами в осколке достигнет величины, соответствующей стабильному изотопу. Например, при делении ядра урана $^{235}_{92}\text{U}$



осколок деления $^{139}_{54}\text{Xe}$ в результате трех актов β^- -распада превращается в стабильный изотоп лантана $^{139}_{57}\text{La}$:



Осколки деления могут быть разнообразными, поэтому реакция (265.1) не единственная, приводящая к делению $^{235}_{92}\text{U}$. Возможна, например, реакция



Большинство нейтронов при делении испускается практически мгновенно ($t \leq 10^{-14}$ с), а часть (около 0,7%) испускается осколками деления спустя некоторое время после деления ($0,05 \text{ с} \leq t \leq 60 \text{ с}$). Первые из них называются мгновенными, вторые — запаздывающими. В среднем на каждый акт деления приходится 2,5 испущенных нейтронов. Они имеют сравнительно широкий энергетический спектр в пределах от 0 до 7 МэВ, причем на один нейтрон в среднем приходится энергия около 2 МэВ.

Расчеты показывают, что деление ядер должно сопровождаться также выделени-

430

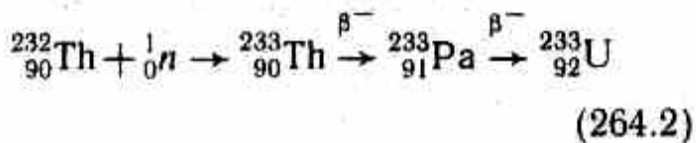
ем большого количества энергии. В самом деле, удельная энергия связи для ядер средней массы составляет примерно 8,7 МэВ, в то время как для тяжелых ядер она равна 7,6 МэВ (см. §252). Следовательно, при делении тяжелого ядра на два осколка должна освобождаться энергия, равная примерно 1,1 МэВ на один нуклон.

Эксперименты подтверждают, что при каждом акте деления действительно выделяется огромная энергия, которая распределяется между осколками (основная доля), нейтронами деления, а также между продуктами последующего распада осколков деления.

В основу теории деления атомных ядер (Н. Бор, Я. И. Френкель) положена капельная модель ядра (см. §254). Ядро рассматривается как капля электрически заряженной несжимаемой жидкости (с плотностью, равной ядерной, и подчиняющейся законам квантовой механики), частицы которой при попадании нейтрона в ядро приходят в колебательное движение, в результате чего ядро разрывается на две части, разлетающиеся с огромной энергией.

Вероятность деления ядер определяется энергией нейтронов. Например, если высокоэнергетичные нейтроны (см. §264) вызывают деление практически всех ядер, то нейтроны с энергией в несколько мега-электрон-вольт — только тяжелых ядер ($A > 210$). Нейтроны, обладающие **энергией активации** (минимальной энергией, необходимой для осуществления реакции деления ядра) порядка 1 МэВ, вызывают деление ядер урана $^{238}_{92}\text{U}$, тория $^{232}_{90}\text{Th}$, протактиния $^{231}_{91}\text{Pa}$ и плутония $^{239}_{94}\text{Pu}$. Тепловыми

нейтронами делятся ядра $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$ и $^{233}_{92}\text{U}$, $^{230}_{90}\text{Th}$ (два последних изотопа в природе не встречаются, они получаются искусственным путем). Например, изотоп $^{233}_{92}\text{U}$ получается в



§266. Цепная реакция деления

Испускаемые при делении ядер вторичные нейтроны могут вызвать новые акты деления, что делает возможным осуществление **цепной реакции деления** — ядерной реакции, в которой частицы, вызывающие реакцию, образуются как продукты этой реакции. Цепная реакция деления характеризуется **коэффициентом размножения k** нейтронов, который равен отношению числа нейтронов в данном поколении к их числу в предыдущем поколении. *Необходимым условием* для развития цепной реакции деления является *требование $k \geq 1$* .

Оказывается, что не все образующиеся вторичные нейтроны вызывают последующее деление ядер, что приводит к уменьшению коэффициента размножения. Во-первых, из-за конечных размеров **активной зоны** (пространство, где происходит цепная реакция) и большой проникающей способности нейтронов часть из них покинет активную зону раньше, чем будет захвачена каким-либо ядром. Во-вторых, часть нейтронов захватывается ядрами неделящихся примесей, всегда присутствующих в активной зоне. Кроме того, наряду с делением могут иметь место конкурирующие процессы радиационного захвата и неупругого рассеяния.

Коэффициент размножения зависит от природы делящегося вещества, а для данного изотопа — от его количества, а также размеров и формы активной зоны. Минимальные размеры активной зоны, при которых возможно осуществление цепной реакции, называются **критическими размерами**. Минимальная масса делящегося вещества, находящегося в системе критических размеров, необходимая для осуществления **цепной реакции**, называется **критической массой**.

Скорость развития цепных реакций различна. Пусть T — среднее время жизни одного поколения, а N — число нейтронов в данном поколении. В следующем поколении их число равно kN , т. е. прирост числа нейтронов за одно поколение $dN = kN - N = N(k-1)$. Прирост же числа нейтронов за единицу времени, т. е. скорость

431

нарастания цепной реакции,

$$dN/dt = N(k-1)/T \quad (266.1)$$

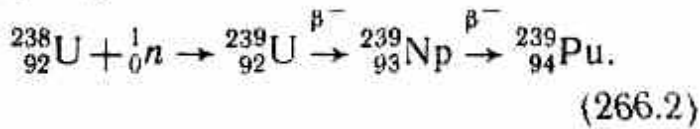
Интегрируя (266.1), получим

$$N = N_0 e^{(k-1)t/T},$$

где N_0 — число нейтронов в начальный момент времени, а N — их число в момент времени t . N определяется знаком $(k-1)$. При $k > 1$ идет **развивающаяся реакция**, число делений непрерывно растет и реакция может стать взрывной. При $k = 1$ идет **самоподдерживающаяся реакция**, при которой число нейтронов с течением времени не изменяется. При $k < 1$ идет **затухающая реакция**.

Цепные реакции делятся на **управляемые и неуправляемые**. Взрыв атомной бомбы, например, является неуправляемой реакцией. Чтобы атомная бомба при хранении не взорвалась, в ней $^{235}_{92}\text{U}$ (или $^{239}_{94}\text{Pu}$) делится на две удаленные друг от друга части с массами ниже критических. Затем с помощью обычного взрыва эти массы сближаются, общая масса делящегося вещества становится больше критической и возникает взрывная цепная реакция, сопровождающаяся мгновенным выделением огромного количества энергии и большими разрушениями. Взрывная реакция начинается за счет имеющихся нейтронов спонтанного деления или нейтронов космического излучения. Управляемые цепные реакции осуществляются в ядерных реакторах (см. §267).

В природе имеется три изотопа, которые могут служить ядерным топливом ($^{235}_{92}\text{U}$: в естественном уране его содержится примерно 0,7 %) или сырьем для его получения ($^{232}_{90}\text{Th}$ и $^{238}_{92}\text{U}$: в естественном уране его содержится примерно 99,3%). $^{232}_{90}\text{Th}$ служит исходным продуктом для получения искусственного ядерного топлива $^{233}_{92}\text{U}$ (см. реакцию (265.2)), а $^{238}_{92}\text{U}$, поглощая



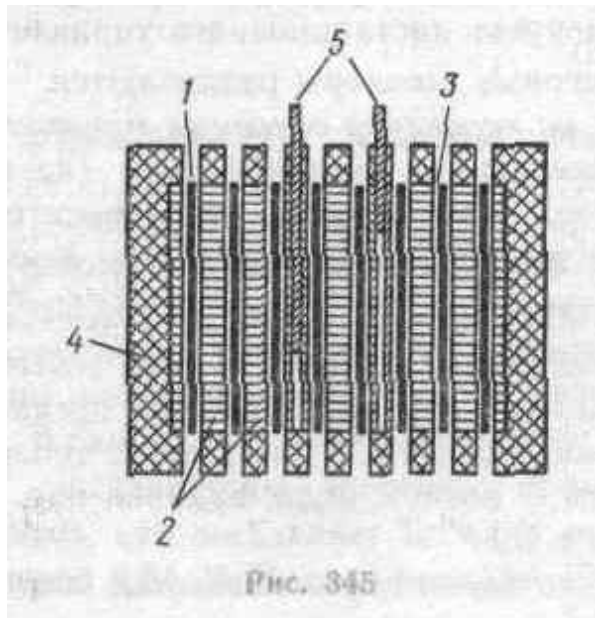
Реакции (266.2) и (265.2), таким образом, открывают реальную возможность воспроизводства ядерного горючего в процессе цепной реакции деления.

§267. Понятие о ядерной энергетике

Большое значение в ядерной энергетике приобретает не только осуществление цепной реакции деления, но и управление ею. Устройства, в которых осуществляется и поддерживается управляемая цепная реакция деления, называются **ядерными реакторами**. Пуск первого реактора в мире осуществлен в Чикагском университете (1942) под руководством Э.Ферми, в СССР (и в Европе) — в Москве (1946) под руководством И. В. Курчатова.

Для пояснения работы реактора рассмотрим принцип действия реактора на тепловых нейтронах (рис.345). В активной зоне реактора расположены тепловыделяющие элементы 1 и замедлитель 2, в котором нейтроны замедляются до тепловых скоростей. Тепловыделяющие элементы (твэлы) представляют собой блоки из делящегося материала, заключенные в герметическую оболочку, слабо поглощающую нейтроны. За счет энергии, выделяющейся при делении ядер, твэлы разогреваются, а поэтому для охлаждения они помещаются в поток теплоносителя (3—канал для протока теплоносителя). Активная зона окружается отражателем 4, уменьшающим утечку нейтронов.

Управление цепной реакцией осуществляется специальными управляющими стержнями 5 из



глощающих нейтроны (например, В, Cd). Параметры реактора рассчитываются так, что при полностью вставленных стержнях реакция заведомо не идет, при постепенном вынимании стержней коэффициент размножения нейтронов растет и при некотором их положении доходит до единицы. В этот момент реактор начинает работать. По мере его работы количество делящегося материала в

активной зоне уменьшается и происходит ее загрязнение осколками деления, среди которых могут быть сильные поглотители нейтронов. Чтобы реакция не прекратилась, из активной зоны с помощью автоматического устройства постепенно извлекаются управляющие (а часто специальные компенсирующие) стержни. Подобное управление реакцией возможно благодаря существованию запаздывающих нейтронов (см. §265), испускаемых делящимися ядрами с запаздыванием до 1 мин. Когда ядерное топливо выгорает, реакция прекращается. До нового запуска реактора выгоревшее ядерное топливо извлекают и загружают новое. В реакторе имеются также аварийные стержни, введение которых при внезапном увеличении интенсивности реакции немедленно ее обрывает.

Ядерный реактор является мощным источником проникающей радиации (нейтроны, γ -излучение), примерно в 10^{11} раз превышающей санитарные нормы. Поэтому любой реактор имеет биологическую защиту — систему экранов из защитных материалов (например, бетон, свинец, вода), располагающуюся за его отражателем, и пульт дистанционного управления

Ядерные реакторы различаются:

1) по характеру основных материалов, находящихся в активной зоне (ядерное топливо, замедлитель, теплоноситель); в качестве делящихся и сырьевых веществ используются $^{235}_{92}\text{U}$, $^{239}_{94}\text{Pu}$, $^{233}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$, $^{232}_{90}\text{Th}$, в качестве замедлителей — вода (обычная и тяжелая), графит, бериллий, органические жидкости и т. д., в качестве теплоносителей — воздух, вода, водяной пар, He, CO_2 и т. д.;

2) по характеру размещения ядерного топлива и замедлителя в активной зоне: **гомогенные** (оба вещества равномерно смешаны друг с другом) и **гетерогенные** (оба вещества располагаются порознь в виде блоков);

3) по энергии нейтронов (реакторы **на тепловых и быстрых нейтронах**; в последних используются нейтроны деления и замедлитель вообще отсутствует);

4) по типу режима (непрерывные и импульсные);

5) по назначению (энергетические, исследовательские, реакторы по производству новых делящихся материалов, радиоактивных изотопов и т. д.).

В соответствии с рассмотренными признаками и образовались такие названия, как уран-графитовые, водо-водяные, графито-газовые и т. д.

Среди ядерных реакторов особое место занимают энергетические **реакторы-размножители**. В них наряду с выработкой электроэнергии идет процесс воспроизводства ядерного горючего за счет реакции (265.2) или (266.2). Это означает, что в реакторе на естественном или слабообогащенном уране используется не только изотоп $^{235}_{92}\text{U}$, но и изотоп $^{238}_{92}\text{U}$. В настоящее время основой ядерной энергетики с воспроизводством горючего являются реакторы на быстрых нейтронах.

Впервые ядерная энергия для мирных целей использована в СССР. В Обнинске под руководством И. В. Курчатова введена в эксплуатацию (1954) первая атомная электростанция мощностью 5 МВт. Принцип работы атомной электростанции на водо-водяном реакторе приведен на рис. 346. Урановые

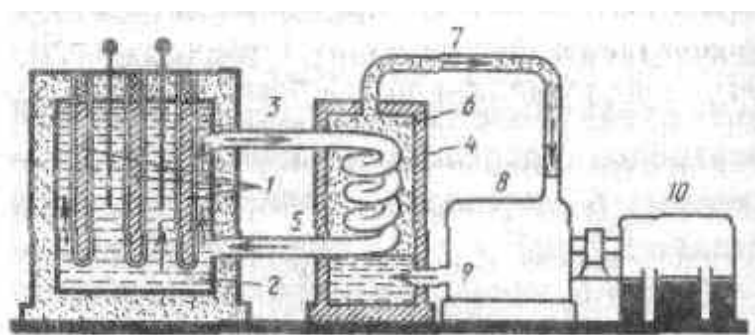


Рис. 346

чая вода (она находится под давлением и нагревается до 300 °С) из верхней части активной зоны реактора поступает через трубопровод 3 в парогенератор 4, где она испаряется и охлаждается, и возвращается через трубопровод 5 в реактор. Насыщенный пар 6 через трубопровод 7 поступает в паровую турбину 8, возвращаясь после отработки через трубопровод 9 в парогенератор. Турбина вращает электрический генератор 10, ток от которого поступает в электрическую сеть.

Создание ядерных реакторов привело к промышленному применению ядерной энергии. Энергетические запасы ядерного горючего в рудах примерно на два порядка превышают запасы химических видов топлива. Поэтому, если, как предполагается, основная доля электроэнергии будет вырабатываться на АЭС, то это, с одной стороны, снизит стоимость электроэнергии, которая сейчас сравнима с вырабатываемой на тепловых электростанциях, а с другой — решит энергетическую проблему на несколько столетий и позволит использовать сжигаемые сейчас нефть и газ в качестве ценного сырья для химической промышленности.

В СССР помимо создания мощных АЭС (например, Нововороиешской общей мощностью примерно 1500 МВт, первой очереди Ленинградской им. В. И. Ленина с двумя реакторами по 1000 МВт) большое внимание уделяется созданию небольших АЭС (750—1500 кВт), удобных для эксплуатации в специфических условиях, а также решению задач малой ядерной энергетики. Так, построены первые в мире передвижные АЭС, создан первый в мире реактор («Ромашка»), в котором с помощью полупроводников происходит непосредственное преобразование тепловой энергии в электрическую (в активной зоне содержится 49 кг $^{235}_{92}\text{U}$, тепловая мощность реактора 40 кВт, электрическая — 0.8 кВт), и т.д.

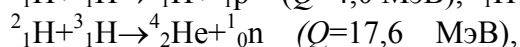
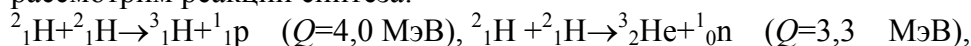
Огромные возможности для развития атомной энергетики открываются с созданием реакторов-размножителей на быстрых нейтронах (**бридеров**), в которых выработка энергии сопровождается производством вторичного горючего — плутония, что позволит кардинально решить проблему обеспечения ядерным горючим. Как показывают оценки, 1 т гранита содержит примерно 3 г $^{238}_{92}\text{U}$ и 12 г $^{232}_{90}\text{Th}$ (именно они используются в качестве сырья в реакторах-размножителях), т.е. при потреблении энергии $5 \cdot 10^8$ МВт (на два порядка выше, чем сейчас) запасов урана и тория в граните хватит на 10^9

лет при перспективной стоимости 1 кВт·ч энергии 0,2 коп.

Техника реакторов на быстрых нейтронах находится в стадии поисков наилучших инженерных решений. Первая опытно-промышленная станция такого типа мощностью 350 МВт построена в г. Шевченко на берегу Каспийского моря. Она используется для производства электроэнергии и опреснения морской воды, обеспечивая водой город и прилегающий район нефтедобычи с населением порядка 150000 человек. Шевченковская АЭС положила начало новой «атомной отрасли» — опреснению соленых вод, которая в связи с дефицитом пресноводных ресурсов во многих районах может иметь большое значение.

§ 268. Реакция синтеза атомных ядер. Проблема управляемых термоядерных реакций

Колоссальным источником энергии может служить **реакция синтеза атомных ядер** — образование из легких ядер более тяжелых. Удельная энергия связи ядер (см. рис. 342) резко увеличивается при переходе от ядер тяжелого водорода (дейтерия ^2_1H и трития ^3_1H) к литию ^6_3Li и особенно к гелию ^4_2He , т. е. реакции синтеза легких ядер в более тяжелые должны сопровождаться выделением большого количества энергии, что действительно подтверждается расчетами. В качестве примеров рассмотрим реакции синтеза:



(268.1)



где Q — энергосвободное.

Реакции синтеза атомных ядер обладают той особенностью, что в них энергия, выделяемая на один нуклон, значительно больше, чем в реакциях деления тяжелых ядер. В самом деле, если при делении ядра $^{238}_{92}\text{U}$ выделяется энергия примерно 200 МэВ, что составляет на один нуклон примерно 0,84 МэВ, то в реакции (268.1) $\approx 3,5$ МэВ.

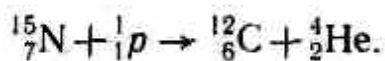
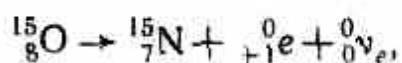
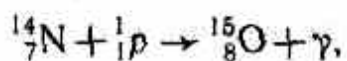
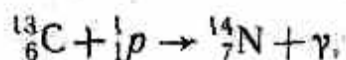
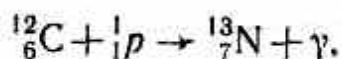
Оценим на примере реакции синтеза ядер дейтерия ^2_1H температуру ее протекания. Для соединения ядер дейтерия их надо сблизить до расстояния $2 \cdot 10^{-15}$ м, равного радиусу действия ядерных сил, преодолевая при этом потенциальную энергию отталкивания $e^2/(4\pi\epsilon_0 r) \approx 0,7$ МэВ. Так как на долю каждого сталкивающегося ядра приходится половина указанной энергии, то средней энергии теплового движения, равной 0,35 МэВ, соответствует температура, приблизительно равная $2,6 \cdot 10^9$ К. Следовательно, реакция синтеза ядер дейтерия может происходить лишь при температуре, на два порядка превышающей температуру центральных областей Солнца (примерно $1,3 \cdot 10^7$ К).

Однако оказывается, что для протекания реакции синтеза атомных ядер достаточно температуры порядка 10^7 К. Это связано с двумя факторами: 1) при температурах, характерных для реакций синтеза атомных ядер, любое вещество находится в состоянии плазмы, распределение частиц которой подчиняется закону Максвелла; поэтому всегда имеется некоторое число ядер, энергия которых значительно превышает среднее значение; 2) синтез ядер может происходить вследствие туннельного эффекта (см. §221).

Реакции синтеза легких атомных ядер в более тяжелые, происходящие при сверхвысоких температурах (примерно 10^7 К и выше), называются **термоядерными реакциями**.

Термоядерные реакции являются, по-видимому, одним из источников энергии Солнца и звезд. В принципе высказаны два предположения о возможных способах протекания термоядерных реакций на Солнце:

- 1) **протонно-протонный**, или **водородный, цикл**, характерный для температур (примерно 10^7 К):
- 2) **углеродно-азотный**, или **углеродный, цикл**, характерный для более высоких температур



В результате этого цикла четыре протона превращаются в ядро гелия и выделяется энергия, равная 26,7 МэВ. Ядра же углерода, число которых остается неизменным, участвуют в реакции в роли катализатора.

Термоядерные реакции дают наибольший выход энергии на единицу массы «горючего», чем любые другие превращения, в том числе и деление тяжелых ядер. Например, количество дейтерия в стакане простой воды энергетически эквивалентно примерно 60 л бензина. Поэтому заманчива перспектива осуществления термоядерных реакций искусственным путем.

Впервые искусственная термоядерная реакция осуществлена в СССР (1953), а затем (через полгода) в США в виде взрыва водородной (термоядерной) бомбы, являющегося неуправляемой реакцией. Взрывчатым веществом, в котором происходила реакция (268.1), является смесь дейтерия и трития, а

запалом — «обычная» атомная бомба, при взрыве которой возникает необходимая для протекания термоядерной реакции температура.

Особый интерес представляет осуществление управляемой термоядерной реакции, для обеспечения которой необходимо создание и поддержание в ограниченном объеме температуры порядка 10^8 К. Так как при данной температуре термоядерное рабочее вещество представляет собой полностью ионизованную плазму (см. § 108), возникает проблема ее эффективной термоизоляции от стенок рабочего объема. На данном этапе развития считается, что основной путь в этом направлении — это удержание плазмы в ограниченном объеме сильными магнитными полями специальной формы.

Начало широкого международного сотрудничества в области физики высокотемпературной плазмы и управляемого термоядерного синтеза положено в знаменитом докладе И. В. Курчатова в Харуэле в 1956 г.

Хотя проблема управляемого термоядерного синтеза не решена до сих пор, но за последнее десятилетие в этом направлении достигнут значительный прогресс. Под руководством Л. А. Арцимовича коллектив ученых Института атомной энергии (ИАЭ) им. И. В. Курчатова осуществил широкий круг исследований, результатом которых явился пуск летом 1975 г. в ИЭА крупнейшей в мире термоядерной установки «Токамак-10» (Т-10).

В Т-10, как и во всех установках этого типа, плазма создается в тороидальной камере, находящейся в магнитном поле, а само плазменное образование — плазменный шнур — также имеет форму тора. В Т-10 плазма с температурой примерно $(7-8) \cdot 10^6$ К и плотностью примерно 10^{14} частиц/см³ создается в объеме, приблизительно равном 5 м³, на время около физик.

1 с. Однако следует отметить, что до осуществления **критерия Лоусона** — условия, необходимого для начала самоподдерживающейся термоядерной реакции, — еще остается значительный «путь»: примерно 20 раз по $n\tau$ (произведение плотности частиц на время удержания плазмы) и примерно 10 раз по температуре. Результаты, полученные на Т-10, вместе с результатами, ожидаемыми на создаваемых установках (например, Т-20), по мере решения разного рода инженерно-технологических проблем служат базой для создания термоядерного реактора «Токамака».

Управляемый термоядерный синтез открывает человечеству доступ к неисчерпаемой «кладовой» ядерной энергии, заключенной в легких элементах. Наиболее заманчивой в этом смысле является возможность извлечения энергии из дейтерия, содержащегося в обычной воде. В самом деле, количество дейтерия в океанской воде составляет примерно $4 \cdot 10^{13}$ т, чему соответствует энергетический запас 10^{17} МВт•год. Другими словами, эти ресурсы неограниченны. Остается только надеяться, что решение этих проблем — дело недалекого будущего.