величиной является *выход реакции*. Выходом ядерной реакции W называется доля частиц пучка, испытавших ядерное взаимодействие с частицами мишени. Если S — площадь поперечного сечения пучка, а I — плотность его потока, но на такую же площадь мишени ежесекундно падает $N = IS$ частиц. Из них в одну секунду в среднем реагирует $\Delta N = ISn\sigma$ частиц, где σ — эффективное сечение реакции частиц пучка, а n — концентрация ядер в мишени. Таким образом,

$$W = \frac{\Delta N}{N} = \sigma n. \tag{87.4}$$

§ 88. Законы сохранения в ядерных реакциях

1. При рассмотрении ядерных реакций, как и других процессов, обсуждающихся в ядерной физике, используются следующие точные законы сохранения:

1) *закон сохранения энергии*;
2) *закон сохранения импульса*;
3) *закон сохранения момента импульса*;
4) *закон сохранения электрического заряда*;
5) *закон сохранения барионного заряда*;
6) *закон сохранения лептонных зарядов*.

Кроме того, используются и другие законы сохранения, а именно:

7) при пренебрежении слабым взаимодействием — *закон сохранения четности волновой функции*;

8) при пренебрежении электромагнитным взаимодействием — *закон сохранения изотопического спина*. Здесь этот закон рассматриваться не будет.

В физике элементарных частиц к перечисленным законам сохранения добавляются некоторые другие законы (см. § 109). Но здесь, в ядерной физике, мы рассматривать их не будем.

Законы сохранения позволяют предсказать, какие из мысленно возможных реакций могут действительно осуществляться, а какие невозможны или, как говорят, «запрещены» в силу невыполнения одного или нескольких законов сохранения. В этом отношении применительно к ядерным реакциям законы сохранения играют особо важную роль.

2. Начнем с законов сохранения энергии и импульса. Для процесса столкновения двух частиц эти законы в релятивистской форме можно записать так:

$$\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}_{2\,\text{рел}} = \mathscr{E}'_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{рел}}, \tag{88.1}$$

$$\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}_{2\,\text{рел}} = \boldsymbol{p}'_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \boldsymbol{p}'_{n\,\text{рел}}, \tag{88.2}$$

где величины без штриха обозначают релятивистские энергии и импульсы частиц до столкновения, а штрихованными буквами обозначены те же величины для частиц, образовавшихся в ре-

зультате столкновения. Разумеется, соотношения (88.1) и (88.2) написаны в любой инерциальной системе отсчета. В частности, в лабораторной системе отсчета, когда частица 2 до столкновения неподвижна, $\boldsymbol{p}_{2\,\text{рел}} \equiv \boldsymbol{p}_{2\,\text{нерел}} = 0$, а в системе центра масс $\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}_{2\,\text{рел}} = 0$.

В экспериментальных исследованиях под энергией частицы всегда понимают ее кинетическую энергию $\mathscr{E} \equiv \mathscr{E}_{\text{кин}} = \mathscr{E}_{\text{рел}} - mc^2$, где m — масса покоя частицы. Для безмассовых частиц $\mathscr{E}_{\text{кин}}$ и $\mathscr{E}_{\text{рел}}$ тождественно совпадают. В этом случае нерелятивистского приближения не существует. Вычитая из (88.1) соответствующие энергии покоя, получим

$$\mathscr{E}_1 + \mathscr{E}_2 = \mathscr{E}_1' + \mathscr{E}_2' + \ldots + \mathscr{E}_n' + Q, \tag{88.3}$$

где

$$Q = (m_1' + m_2' + \ldots + m_n')\,c^2 - (m_1 + m_2)\,c^2. \tag{88.4}$$

Величина Q представляет собой энергию, выделяющуюся в результате реакции. Ее, как и в химии, часто включают в уравнение самой реакции. Например, реакция A(a, b)B в более полной форме записывается так:

$$\mathrm{a} + \mathrm{A} \to \mathrm{b} + \mathrm{B} + Q. \tag{88.5}$$

Это равенство означает, что если покоящиеся частицы a и A вступают в реакцию друг с другом, то частицы b и B получаются не в состоянии покоя, а в состоянии, в котором их суммарная кинетическая энергия равна Q. В химии величина Q называется *теплотой реакции*. В ядерной физике ее принято называть *энергией реакции*.

Реакция называется *экзотермической*, если $Q > 0$, т. е. если она идет с выделением энергии. При этом в соответствии с (88.4) под энергией всегда понимается кинетическая энергия. Примером экзотермической реакции может служить реакция (в СЦМ)

$$\mathrm{p} + {}^7\mathrm{Li} \to \alpha + \alpha + 17 \text{ МэВ},$$

впервые полученная искусственно Кокрофтом и Уолтоном. Если же $Q < 0$, то реакция идет с поглощением энергии и называется *эндотермической*. Очевидно, всякая реакция, обратная экзотермической, будет эндотермической. Так, эндотермична реакция

$$\alpha + \alpha \to \mathrm{p} + {}^7\mathrm{Li} - 17 \text{ МэВ}.$$

Если не вводить отрицательных энергий, а воспользоваться обозначением $Q_{\text{энд}} = -Q$, то равенство (88.5) можно переписать так:

$$\mathrm{a} + \mathrm{A} + Q_{\text{энд}} \to \mathrm{b} + \mathrm{B}, \tag{88.6}$$

где величина $Q_{\text{энд}}$ уже положительна. Это равенство означает, что для возможности реакции между частицами a и A им необходимо сообщить суммарную кинетическую энергию $Q_{\text{энд}}$, чтобы конечные продукты реакции b и B получились в состоянии покоя.

Положительную величину $Q_{\text{энд}}$ условимся называть *энергией эндотермической реакции.*

Экзотермическая реакция может идти при сколь угодно малой энергии сталкивающихся частиц. Напротив, эндотермическая реакция может идти только тогда, когда энергия сталкивающихся частиц превосходит некоторое минимальное значение. Это минимальное значение энергии, начиная с которого эндотермическая реакция может идти, называется *порогом реакции.* Существенно заметить, что порог реакции измеряется всегда в лабораторной системе координат, в которой частица-мишень покоится. Что касается величины $Q_{\text{энд}}$, то она связана только с относительным движением реагирующих частиц. Кинетическая энергия, связанная с движением центра масс системы частиц, сохраняется и в реакции не участвует. Напротив, она оказывает существенное влияние на величину $\mathscr{E}_{\text{пор}}$. Поэтому порог реакции $\mathscr{E}_{\text{пор}}$ вообще говоря, не совпадает с энергией эндотермической реакции Q.

Возьмем, например, две одинаковые частицы, движущиеся навстречу друг другу с одинаковыми, но противоположно направленными скоростями. В этом случае центр масс системы находится в покое. Он останется в покое и после столкновения. Пусть в результате столкновения частицы сливаются в одну частицу (неупругое столкновение). Она будет находиться в состоянии покоя. На образование этой частицы затрачивается энергия, равная сумме кинетических энергий сталкивающихся частиц. Предположим, что это — минимальная энергия, при которой слияние частиц возможно. Тогда реакция будет эндотермической и будет иметь порог. Пусть теперь одна частица покоится, а другая на нее налетает с той же относительной скоростью. Тогда реакция и энергия эндотермической реакции останутся прежними, но не вся начальная кинетическая энергия пойдет на превращение. Останется еще кинетическая энергия движения центра масс. Таким образом, порог реакции больше энергии эндотермической реакции.

3. Найдем связь между порогом и энергией эндотермической реакции в общем случае, когда сталкивающиеся частицы, а также частицы, образующиеся в результате реакции, движутся с релятивистскими скоростями. Будем предполагать, что в лабораторной системе неподвижна частица 2 (мишень), а частица 1 движется с произвольной скоростью. Тогда $\boldsymbol{p}_{2\,\text{рел}} = 0$, $\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} \neq 0$. В этой системе координат законы сохранения энергии и импульса запишутся так:

$$\boldsymbol{p}_{1\,\text{рел}} = \boldsymbol{p}'_{1\,\text{рел}} + \boldsymbol{p}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \boldsymbol{p}'_{n\,\text{рел}},$$

$$\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + m_2c^2 = \mathscr{E}'_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{рел}}.$$

Воспользуемся теперь тем обстоятельством, что в любой системе частиц с энергией $\mathscr{E}_{\text{рел}}$ и импульсом $\boldsymbol{p}_{\text{рел}}$ величина $\mathscr{E}^2_{\text{рел}} - (\boldsymbol{p}_{\text{рел}}c)^2$

инвариантна относительно выбора системы координат. Применим этот результат к нашей системе частиц. До столкновения возьмем указанный инвариант в лабораторной системе, а после столкновения — в системе центра масс. Так как в системе центра масс импульс равен нулю, то таким путем получим

$$(\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + m_2c^2)^2 - \boldsymbol{p}^2_{1\,\text{рел}}c^2 = (\mathscr{E}'_{1\,\text{рел}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{рел}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{рел}})^2.$$

Напомним, что здесь $\mathscr{E}'_{1\,\text{рел}}$, $\mathscr{E}'_{2\,\text{рел}}$, ... представляют полные (релятивистские) энергии образовавшихся частиц в системе центра масс. В общем случае частицы движутся относительно друг друга. Если же относительного движения частиц не возникает, то $\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}$ будет минимальной релятивистской энергией частицы 1, при которой может начаться рассматриваемая реакция. Иными словами, $\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}$ и будет порогом реакции, если в порог включить и энергию покоя частицы 1. Таким образом, значение порога найдется из предыдущего уравнения, если потребовать, чтобы в нем все величины $\mathscr{E}'_{1\,\text{рел}}$, $\mathscr{E}'_{2\,\text{рел}}$, ... не содержали кинетических энергий, а являлись только энергиями покоя частиц, получающихся в результате реакции. Это дает

$$(\mathscr{E}_{1\,\text{рел}} + m_2c^2)^2 - \boldsymbol{p}^2_{1\,\text{рел}}c^2 = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)^2c^4,$$

или, ввиду соотношения $\mathscr{E}^2_{1\,\text{рел}} - \boldsymbol{p}^2_{1\,\text{рел}}c^2 = \text{Inv} = (m_1c^2)^2$,

$$2\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}m_2 + (m_1^2 + m_2^2)\,c^2 = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)^2c^2.$$

Исключим теперь из величины $\mathscr{E}_{1\,\text{рел}}$ энергию покоя налетающей частицы m_1c^2. Тогда останется только кинетическая энергия этой частицы, которая и представляет собой пороговую энергию в обычном смысле этого слова: $\mathscr{E}_{\text{пор}} \equiv \mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_{1\,\text{рел}} - m_1c^2$. В результате простых преобразований получим

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = \frac{(m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n + m_1 + m_2)\,(m'_1 + m'_2 + \ldots - m_1 - m_2)\,c^2}{2m_2}. \tag{88.7}$$

Но

$$Q_{\text{энд}} = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n - m_1 - m_2)\,c^2, \tag{88.8}$$

так что

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}\left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q_{\text{энд}}}{2m_2c^2}\right) \quad \text{(релятив.)}. \tag{88.9}$$

4. Эта формула упрощается в нерелятивистском приближении, когда $Q_{\text{энд}} \ll m_2c^2$. А в химии, хотя формула (88.8) и остается справедливой, проверить ее не удается из-за недостаточной точности измерения масс. В ядерной физике такая проверка не составляет особых затруднений, но все же в случае обычных ядер-

ных реакций энергия $Q_{\text{энд}}$ мала по сравнению с энергией покоя мишени. Этим как раз и характеризуется нерелятивистский случай. Тогда квадратичным по $Q_{\text{энд}}$ членом в (88.9) можно пренебречь и получить

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) \quad \text{(перелятив.)}. \tag{88.10}$$

Разумеется, это приближение проще получить непосредственно из нерелятивистской механики, что и рекомендуется сделать читателю. Когда $m_1 \ll m_2$, то в нерелятивистском случае $\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}$. Это и понятно, так как в этом случае можно считать, что центр масс все время совпадает с центром второй частицы, т. е. остается неподвижным.

В ядерной физике обычно можно ограничиться нерелятивистской формулой (88.10). Но в процессах с участием ультрарелятивистских частиц, как правило, надо применять релятивистские формулы (88.7) и (88.9). Например, в случае расщепления атомного ядра под действием γ-кванта высокой энергии формула (88.9) переходит в

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = Q_{\text{энд}}(1 + Q_{\text{энд}}/2m_2c^2).$$

5. Рассмотрим теперь несколько примеров на применение релятивистских формул (88.7) — (88.9).

Пример 1. Рождение пары нуклон — антинуклон (например, нейтрон — антинейтрон) при столкновении двух протонов:

$$\text{p} + \text{p} \to \text{p} + \text{p} + \text{n} + \bar{\text{n}}. \tag{88.11}$$

В этом случае массы покоя всех частиц одинаковы (938 МэВ, если пренебречь различием масс протона и нейтрона) и формулы (88.7) и (88.8) дают

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = \frac{6m_{\text{p}} \cdot 2m_{\text{p}}}{2m_{\text{p}}} c^2 = 6m_{\text{p}}c^2 = 5{,}63 \text{ ГэВ},$$

$$Q_{\text{энд}} = 2m_{\text{p}}c^2 = 1{,}88 \text{ ГэВ}.$$

Таким образом, порог этой эндотермической реакции в три раза превышает энергию $Q_{\text{энд}}$.

Пример 2. Пусть теперь в результате столкновения двух протонов рождается N нуклон-антинуклонных пар. Тогда

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = 2(N+2)Nm_{\text{p}}c^2, \quad Q_{\text{энд}} = 2Nm_{\text{p}}c^2 = \mathscr{E}_{\text{пор}}/(N+2).$$

Если, например, $N = 3$, то $\mathscr{E}_{\text{пор}} = 5Q_{\text{энд}}$, так что только одна пятая пороговой энергии участвует в реакции. Остальные четыре пятых уносятся с движением центра масс частиц.

Пример 3. Рождение пары электрон — позитрон. Два γ-кванта одинаковой энергии распространяются навстречу друг

другу и взаимодействуют, в результате чего образуется пара электрон — позитрон:

$$\gamma + \gamma \to e^- + e^+. \qquad (88.12)$$

В этом случае $m_1 = m_2 = 0$. Формулами (88.7) и (88.9) пользоваться нельзя, так как они предполагают, что частица 2 перед столкновением покоится, что для γ-кванта невозможно. Но формулой (88.8), конечно, пользоваться можно. Полагая в ней $m_1' = m_2' = m_e$, получим $Q_{\text{энд}} = 2m_e c^2$, что очевидно и без вычислений. Величина $Q_{\text{энд}}$ в рассматриваемом случае одновременно является и порогом реакции, если, конечно, порог определять в системе центра масс.

Пример 4. Фоторождение пиона на протоне:

$$\gamma + p \to n + \pi^+. \qquad (88.13)$$

В этом случае

$$m_1 = 0; \quad m_2 = m_1' = m_p = 938 \text{ МэВ};$$

$$m_2' = m_\pi = 140 \text{ МэВ} = 0{,}149 m_p;$$

$$\mathscr{E}_{\text{пор}} = \frac{(m_p + m_\pi + m_p)(m_p + m_\pi - m_p)\, c^2}{2m_p} = 0{,}160 m_p c^2 =$$

$$= 150 \text{ МэВ} = 1{,}07 m_\pi c^2; \qquad Q_{\text{энд}} = m_\pi c^2 = 140 \text{ МэВ}.$$

6. В ядерных реакциях действует закон сохранения электрического заряда, согласно которому алгебраическая сумма электрических зарядов частиц до реакции равна алгебраической сумме электрических зарядов частиц после реакции. Примером могут служить реакции (88.11)—(88.13). Наряду с этим законом в ядерной физике действует закон сохранения барионного заряда, аналогичный закону сохранения лептонного заряда (см. § 74, пункт 10). В ядерных реакциях в узком смысле при низких энергиях содержание этого закона сводится к тому, что суммарное число нуклонов не меняется в результате реакции. Но этот закон в расширенном смысле остается справедливым и при высоких энергиях, когда происходят превращения элементарных частиц (рождение античастиц). Хотя этот вопрос и выходит за рамки ядерной физики в узком смысле и рассматривается в физике элементарных частиц, мы считаем необходимым коротко остановиться на нем.

Под *барионами* понимают группу «тяжелых» элементарных частиц с полуцелым спином и массой не меньше массы протона. К ним относятся протон и нейтрон, гипероны, часть резонансов и «очарованных» частиц и, возможно, некоторые другие частицы. Как и у большинства элементарных частиц, у барионов существуют античастицы, называемые *антибарионами*. Они отличаются от барионов знаком некоторых характеристик (например, знаком электрического заряда и магнитного момента). Единствен-

ным стабильным барионом является протон (а антибарионом — антипротон). Остальные барионы *нестабильны* и путем последовательных распадов превращаются в протон и легкие частицы (например, в свободном состоянии нейтрон — нестабильная частица, но он становится стабильным в связанном состоянии — внутри стабильных ядер). Барионы участвуют во всех известных фундаментальных взаимодействиях: сильном, электромагнитном, слабом и гравитационном.

Во всех наблюдавшихся процессах разность между числами барионов и антибарионов оставалась постоянной. Этому результату можно придать форму закона сохранения, напоминающего закон сохранения электрического заряда. Для этого условились каждой частице приписывать определенный *барионный заряд*. Его условились считать равным +1 для бариона, −1 для антибариона и нулю для всех остальных частиц. Тогда сформулированный выше результат принимает форму закона сохранения барионного заряда, согласно которому суммарный барионный заряд системы частиц при всех процессах, совершающихся в ней, остается постоянным. Одно из проявлений этого закона состоит в том, что рождение всякого антибариона обязательно должно сопровождаться рождением дополнительного бариона.

До 70-х годов считалось, что закон сохранения барионного заряда строго выполняется для всех типов фундаментальных взаимодействий. Однако в связи с созданием различных моделей единой теории поля (так называемого «великого объединения» слабого, электромагнитного и сильного взаимодействий) строгая справедливость этого закона поставлена под сомнение. В частности, допускается возможность распада протона, например, по каналу

$$p \to e^+ + \pi^0$$

со временем жизни τ в различных моделях от 10^{30} до 10^{32} лет, что примерно в 10^{20}—10^{22} раз превосходит возраст наблюдаемой части Вселенной (согласно экспериментальным данным $\tau > 10^{32}$ лет). Это предсказание требует еще экспериментальной проверки, трудность которой состоит в исключительно большом значении ожидаемого времени жизни протона.

7. Отметим теперь существенное обстоятельство, связанное с законом сохранения и квантованием момента импульса при низких энергиях сталкивающихся частиц. Орбитальный момент относительного количества движения двух сталкивающихся частиц может принимать только целочисленные значения $l = 0, 1, 2, \ldots$ (в единицах $\hbar$). Это обстоятельство в связи с ограниченным радиусом действия ядерных сил приводит к заключению, что реакция между частицами возможна практически только при небольших значениях l. Оценку максимального значения числа l строго можно получить на основе последовательной квантовой

механики. Не имея возможности сделать это, воспользуемся полуклассическими представлениями в духе теории Бора, а затем дополним их качественными соображениями квантовой механики.

Момент импульса частицы с импульсом p, налетающей на неподвижное ядро, равен pb, где b — прицельное расстояние (рис. 157). По классическим представлениям реакция может произойти только в тех случаях, когда b меньше радиуса действия ядерных сил: $b \leqslant R$, где R — радиус ядра, а потому $bp \leqslant Rp$ или $\hbar l \leqslant Rp$. Отсюда, вводя длину волны де Бройля, получаем

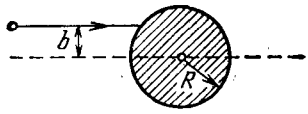

Рис. 157

$$l \leqslant 2\pi R/\lambda \approx R/\lambda\!\!\!^{-}. \qquad (88.14)$$

Это и есть искомое ограничение. Оно существенно при больших значениях λ, т. е. при низких энергиях налетающей частицы.

С учетом волновых свойств частицы реакция в принципе возможна при любых значениях l, но вероятность реакции резко падает, если соотношение (88.14) не выполняется. Если полное сечение реакции представить в виде суммы $\sigma = \sum \sigma_l$, где σ_l — *парциальное сечение реакции*, т. е. сечение реакции, идущей при определенном значении l, то оказывается, что в случае электрически нейтральной частицы $\sigma_l \sim (2l+1)p^{4l} \sim (2l+1)\mathscr{E}^{2l}$, т. е. при уменьшении энергии частицы $\mathscr{E}$ сечение σ_l убывает тем быстрее, чем больше l. Для электрически заряженных частиц это убывание происходит еще быстрее. В этих случаях в СЦМ (но не в ЛС) угловое распределение вылетающих частиц сферически-симметрично, т. е. частицы разлетаются по всем направлениям с одинаковой вероятностью.

8. О лептонных зарядах и законах их сохранения уже говорилось (§ 74, пункт 10). О четности состояния и законе сохранения четности было сказано в § 69. Напомним здесь, что закон сохранения четности выполняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях и нарушается в слабых. Для ядерной реакции $a + A \to b + B$ закон сохранения четности требует выполнения равенства

$$P_a P_A (-1)^{l_a A} = P_b P_B (-1)^{l_b B}, \qquad (88.15)$$

где P_a, P_A, P_b, P_B — внутренние четности взаимодействующих и образующихся частиц и ядер, а $l_a A$, $l_b B$ — орбитальные угловые моменты частиц a и b в относительном движении около ядер A и B.

При упругом рассеянии состояния ядра и бомбардирующей его частицы не изменяются. У них может произойти только переориентация спинов, при которой четность сохраняется. Но тогда из (88.15) следует, что $(-1)^{l_a A} = (-1)^{l_b B}$, т. е. l может изменяться только на четное число (в пределах, допускаемых законом сохранения момента импульса).