

Казалось бы, раз это прямая и обратная реакции, то, изучая угловое и энергетическое распределение протонов, возникающих при бомбардировке ядер  ${}_{29}\text{Cu}^{63}$   $\gamma$ -квантами, мы можем получить информацию о сечении второй реакции. На самом деле, однако, ядра  ${}_{28}\text{Ni}^{62}$  и  ${}_{29}\text{Cu}^{63}$  имеют много близко расположенных друг к другу возбужденных уровней, причем практически очень трудно отличить реакцию в основное состояние от реакций на возбужденные уровни



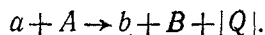
А эти реакции уже не являются обратными друг к другу. Поэтому принцип детального равновесия при изучении реакций на ядрах используется лишь для легких ядер, где уровни расположены не так густо. В заключение отметим, что принцип детального равновесия является прямым следствием инвариантности квантовой механики относительно обращения знака времени.

#### § 4. Сечения ядерных реакций при низких энергиях

1. Входящая в формулу (4.26) амплитуда  $f_{ab}$  при низких энергиях, когда существенно только  $S$ -рассеяние, как правило, слабо зависит от энергии, хотя и может иметь отдельные, а иногда и многочисленные резонансные максимумы. Отсюда вытекает ряд общих заключений о зависимости сечения от энергии при низких энергиях. Эта зависимость различна для упругих, экзотермических и эндотермических процессов. Существенно влияет на зависимость сечения от энергии также наличие или отсутствие электрического заряда у вылетающей частицы.

2. Начнем с рассмотрения упругого рассеяния нейтральной частицы. В этом случае в (4.26)  $p_a = p_b$ , так что сечение при низких энергиях постоянно:  $\sigma_{\text{упр}} = \text{const}$  (рис. 4.4).

3. Перейдем теперь к экзотермическим реакциям с нейтральной налетающей частицей



При низких энергиях  $E_a \ll |Q|$ , так что в формуле (4.26) для сечения можно положить  $p_b = M_b v_b = \sqrt{2M_b |Q|} = \text{const}$ . Подставляя

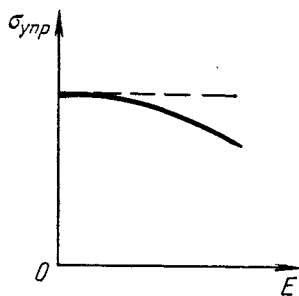


Рис. 4.4. Поведение сечения упругого рассеяния нейтральной частицы на ядре в области малых энергий.

Пунктирная линия соответствует  $\sigma_{\text{упр}} = \text{const}$ .

значение  $\rho_b$  в формулу (4.26) для сечения, получим (рис. 4.5, а)

$$\sigma_{\text{экз}} = \frac{\text{const}}{v_a}. \quad (4.35)$$

Таким образом, при низких энергиях сечение экзотермической реакции растет, как  $1/v_a$ . Это исключительно важный для нейтронной физики и ядерной энергетики закон « $1/v$ » (Э. Ферми, 1935), объясняющий, почему нужные реакции в ядерных реакторах наиболее интенсивно идут на очень медленных нейтронах (подробнее см. гл. X, § 3 и гл. XI, § 2).

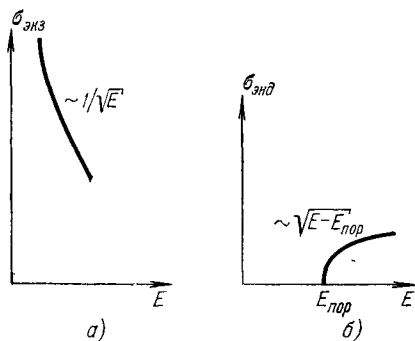
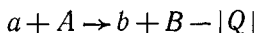


Рис. 4.5. Зависимость сечений экзотермической (а) и эндотермической (б) реакций от энергии налетающей нейтральной частицы в области малых энергий.

#### 4. Эндотермическая реакция



идет лишь начиная с пороговой энергии  $E_{\text{порог}}$  налетающей частицы. Поэтому вблизи порога можно считать  $v_a = \text{const} = \sqrt{2M_a|Q|}$ . Скорость вылетающей частицы, наоборот, существенно зависит от энергии:

$$v_b = \sqrt{2M_b(E - E_{\text{порог}})}.$$

Отсюда для сечения эндотермической реакции с нейтральной налетающей частицей получаем соотношение (рис. 4.5, б)

$$\sigma_{\text{энд}} = \text{const} \sqrt{E - E_{\text{порог}}}. \quad (4.36)$$

Отметим, что специфическая зависимость  $\sigma_{\text{энд}}$  от энергии  $E$  является причиной возникновения *пороговых аномалий* в сечениях реакций (Е. Вигнер, 1948; А. И. Базь, 1957). Именно, как доказывается в квантовой теории, сечение любой реакции на пороге эндотермического канала должно иметь нерегулярность одного из следующих трех типов: максимум, минимум, «пичок». Как правило, пороговые аномалии весьма невелики, и их трудно наблюдать экспериментально.

5. До сих пор мы рассматривали столкновения с ядрами нейтральных частиц с ненулевыми массами, т. е. фактически нейтронов. Для заряженных частиц, например протонов, поведение сечений при низких энергиях будет иным за счет существования кулоновского отталкивания, препятствующего частице подойти достаточно близко к ядру, чтобы произвести реакцию и, как это ни парадоксально, выйти из области действия ядерных сил. Кулоновское отталкивание имеет большой радиус действия и в основном проявляется вне ядра. Поэтому в ряде случаев с хорошей точностью

удается учитывать специфически ядерное и кулоновское взаимодействия раздельно, представляя амплитуду  $f_{ab}$  из (4.26) в виде произведения

$$f_{ab} = P_a^{1/2} f_{ab}^{\text{ядерн}} P_b^{1/2}$$

чисто ядерной амплитуды  $f_{ab}^{\text{ядерн}}$  на величины  $P_a^{1/2}$ ,  $P_b^{1/2}$ , характеризующие вероятности проникновения частиц  $a$  и  $b$  сквозь кулоновское поле ядра или, как говорят, сквозь кулоновский барьер. Величины  $P_a$  и  $P_b$  называют *проницаемостями*. Проницаемость стремится к единице при высоких энергиях и к нулю при низких.

Отметим, что введенная проницаемость совпадает с рассчитываемой в гл. VI, § 3 вероятностью проникновения  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер в процессе радиоактивного  $\alpha$ -распада ядра. Влияние кулоновского отталкивания или, что то же самое, кулоновского барьера приводит к тому, что сечение экзотермической реакции при низких энергиях вместо того, чтобы расти по закону  $\sim 1/v$ , быстро стремится к нулю (рис. 4.6, а). Аналогично ведет себя и сечение эндотермической реакции с участием заряженной частицы (рис. 4.6, б). Необходимость преодоления кулоновского барьера является основной причиной трудности осуществления термоядерных реакций (см. гл. XI, § 4).

Полное сечение *упругого* рассеяния при наличии заряда формально бесконечно, поскольку кулоновские силы имеют бесконечный радиус действия. На практике, конечно, величина сечения ограничена экранирующим действием электронных оболочек, а также тем, что при очень больших прицельных расстояниях угол рассеяния становится пренебрежимо малым.

Проведенное в этом параграфе рассмотрение неприменимо и к нейтральным частицам нулевой массы — фотонам. Вызываемые фотонами фотоядерные реакции будут рассмотрены в § 11.

## § 5. Механизмы ядерных реакций

1. В этом параграфе мы будем говорить о ядерных реакциях только в узком смысле. Ядерная реакция представляет собой сложный процесс перестройки атомного ядра. Как и при описании структуры ядра, здесь практически невозможно получить точное решение задачи. И подобно тому, как структуру ядра аппроксими-

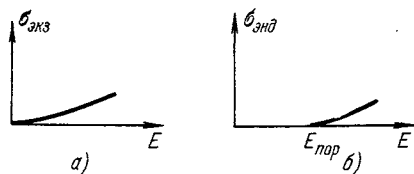


Рис. 4.6. Зависимость сечений экзотермической (а) и эндотермической (б) реакций от энергии налетающей заряженной частицы в области малых энергий.