

ГЛАВА VIII

ТЕОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

§ 49. Законы сохранения при ядерных реакциях

Ядерной реакцией называется явление преобразования ядер, происходящее в результате столкновения двух ядер (или ядра и нуклона), или преобразование одного ядра под влиянием какого-либо внешнего воздействия (γ -излучение, кулоновское поле и др.). Обычно ядерная реакция вызывается бомбардировкой ядер некоторого вещества потоком ускоренных частиц: нейтронов, протонов, α -частиц и т. д. В результате интенсивного взаимодействия сталкивающихся частиц образуются две или большее число частиц, разлетающихся в различных направлениях от места столкновения. В этой главе мы будем рассматривать реакции, приводящие к образованию только двух частиц.

Ядерная реакция, в результате которой столкновение частицы a (нейтрон, протон, γ -квант, легкое ядро и т. д.) с ядром A приводит к образованию ядра B и частицы b , кратко записывается: $A + a \rightarrow B + b$, или еще более кратко: $A(a, b)B$. Обычно в результате столкновения одной пары частиц ($A + a$) происходит одна из нескольких возможных реакций:

$$A + a \rightarrow \begin{cases} A + a, \\ A^* + a, \\ B + b, \\ \dots\dots \\ \dots\dots \end{cases}$$

Реакция $A(a, a)A$, при которой не изменяется состав и внутреннее состояние сталкивающихся частиц, называется *упругим рассеянием*. Реакции $A(a, a)A^*$, происходящие с изменением внутреннего состояния, но сохранением состава каждой из частиц, называются *неупругим рассеянием*. В дальнейшем буквами B и b будут обозначаться одна из возможных пар частиц, образующихся в результате реакции.

Теория ядерных реакций позволяет вычислить вероятность перехода из начального состояния, соответствующего моменту $t = -\infty$, когда обе частицы a и A находились на столь большом расстоянии

друг от друга, что их относительное движение можно было считать свободным, в одно из конечных состояний ($t = \infty$), соответствующих достаточному удалению продуктов реакции друг от друга. Таким образом, как в начальном, так и в конечном состояниях система состоит из двух не связанных между собой частей. Поэтому волновые функции начального и конечного состояний в системе центра инерции могут быть представлены в виде произведения трех функций: двух функций, характеризующих состояние внутреннего движения в каждой частице, и функции, определяющей относительное движение и ориентацию спинов обеих частиц. Функция начального состояния будет

$$\Phi_a = \psi_{Aa}(\dots q \dots) \varphi_{Aa}(x), \quad \text{где} \quad \psi_{Aa}(\dots q \dots) = \psi_A(\dots q_{A\dots}) \psi_a \dots q_a \dots;$$

если частица a элементарная, то $\psi_a = 1$. Функция конечного состояния будет иметь вид

$$\Phi_b = \psi_{Bb}(\dots q \dots) \varphi_{Bb}(x).$$

В начальном и конечном состояниях система состоит из двух не связанных между собой частей, поэтому оба эти состояния принадлежат непрерывному спектру. При ядерной реакции происходит переход из определенного начального состояния (определяемого условиями эксперимента) в одно из состояний непрерывного спектра. Вероятность такого перехода в единицу времени определяется величиной

$$W_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{ba}|^2 \delta(E_b - E_a).$$

Наличие дельта-функции в W_{ba} обеспечивает закон сохранения энергии при переходе $a \rightarrow b$. Если ввести число квантовых состояний $\rho(E_b) dE_b d\Omega$, приходящихся на интервал энергии dE_b и углов рассеяния $d\Omega$, то, интегрируя W_{ba} по энергии конечных состояний, получим формулу для вероятности перехода в единицу времени в конечные состояния с энергией $E_b = E_a$ и направлением рассеяния в телесном угле $d\Omega$:

$$W_{ba} = \frac{2\pi}{\hbar} |T_{ba}|^2 \rho(E_b) d\Omega. \quad (49,1)$$

Плотность конечных состояний $\rho(E)$ равна

$$\rho(E_b) = \frac{V p_b^2}{(2\pi\hbar)^3 v_b},$$

где p_b — импульс относительного движения продуктов реакции; v_b — их относительная скорость; V — объем системы.

Дифференциальным эффективным сечением ядерной реакции называется отношение вероятности (49,1) к плотности потока падающих частиц. Плотность потока частиц равна произведению абсолютной ве-

личины скорости частиц до столкновения на плотность частиц, равную V^{-1} , если в объеме V имеется одна частица. Таким образом,

$$d\sigma_{ba} = \frac{V^2 p_b^2}{(2\pi)^2 \hbar^4 v_b v_a} |T_{ba}|^2 d\Omega. \quad (49,2)$$

Кроме дифференциального эффективного сечения (49,2) большой интерес представляет и интегральное эффективное сечение σ_{ba} , т.е. сечение, проинтегрированное по всем направлениям рассеяния и просуммированное по всем значениям проекций моментов количества движения частиц после столкновения:

$$\sigma_{ba} = \sum_{m_b} \sum_{m_R} \int d\sigma_{ba}.$$

Если опыт производится с неполяризованным пучком частиц и ориентация спина ядра A не фиксирована, то соответствующие сечения должны быть усреднены по всем значениям моментов частиц в исходном состоянии:

$$\bar{d}\sigma_{ba} = [(2J_a + 1)(2J_A + 1)]^{-1} \sum_{m_a} \sum_{m_A} d\sigma_{ba}. \quad (49,3)$$

Аналогичным образом определяется среднее интегральное сечение реакции

$$\bar{\sigma}_{ba} = [(2J_a + 1)(2J_A + 1)]^{-1} \sum_{m_a} \sum_{m_A} \sum_{m_b} \sum_{m_B} d\sigma_{ba}.$$

Иногда ядерная реакция определенного типа характеризуется функцией возбуждения реакции. Под *функцией возбуждения* данной реакции понимается функция, определяющая зависимость вероятности данной реакции (или соответствующего сечения) от энергии относительного движения частиц, вступающих во взаимодействие.

Вероятность перехода W_{ba} отлична от нуля только в том случае, если при переходе $a \rightarrow b$ выполняются законы сохранения: энергии, момента количества движения и его проекции на выделенное направление, импульса, четности и других величин, которые являются интегралами движения в данной системе.

Закон сохранения энергии при ядерной реакции можно записать в следующем виде:

$$E_a \equiv \varepsilon_a + E_A = \varepsilon_b + E_B \equiv E_b, \quad (49,4)$$

где ε_a и ε_b — энергия относительного движения до и после реакции соответственно; E_A и E_B — внутренние энергии частиц до и после реакции. Естественно, что реакция $A(a, b)B$ возможна лишь в том случае, если $\varepsilon_b \geq 0$. Разность $\varepsilon_b - \varepsilon_a = Q$ называется *тепловым эффектом реакции*. Используя (49,4), имеем:

$$Q = E_A - E_B.$$

Реакция $A(a, b)B$ называется *экзотермической*, если $Q > 0$, и *эндотермической*, если $Q < 0$. Из неравенства $\epsilon_b \geq 0$ следует, что эндотермическая реакция возможна лишь в том случае, если

$$\epsilon_a \geq -Q. \quad (49,5)$$

Неравенство (49,5) определяет минимальную кинетическую энергию относительного движения a и A , при которой еще возможна реакция $A(a, b)B$. Энергии ($-Q$) в лабораторной системе (когда покоится A , а движется только частица a) соответствует энергия

$$\epsilon_{\text{порог}} = -Q \frac{M_a}{\mu},$$

где M_a — масса частицы a ; μ — приведенная масса частиц a и A . Энергия $\epsilon_{\text{порог}}$ называется *порогом реакции*.

Законы сохранения момента количества движения и четности приводят к соответствующим правилам отбора в ядерных реакциях, которые будут рассмотрены в дальнейшем на ряде конкретных примеров.

Как уже отмечалось, вследствие зарядовой независимости ядерных сил в легких ядрах хорошим квантовым числом является полный изотопический спин ядра. Сохранение изотопического спина при ядерных реакциях приводит к ряду полезных правил отбора: а) при распаде ядра с изотопическим спином T векторная сумма изотопических спинов продуктов распада также должна равняться T ; б) если происходит ядерная реакция, в которой и начальная и конечная частицы имеют равный нулю изотопический спин, например реакции (d, d') , (α, α') , (d, α) , (α, d) и др., то остаточное ядро должно иметь изотопический спин, равный изотопическому спину начального ядра; в) переход ядра в возбужденное состояние при взаимодействии с α -частицей или дейтроном ($T=0$) или распад ядра с вылетом α -частицы или дейтрона должны происходить без изменения изотопического спина. Так, например, при неупругом рассеянии дейтронов ядрами, изотопический спин которых в основном состоянии равен нулю, нельзя возбудить состояния с изотопическим спином, равным единице. Например, таким путем нельзя возбудить $3,56\text{-Мэв}$ возбужденное состояние Li^6 или $2,31\text{-Мэв}$ возбужденное состояние N^{14} , или $1,74\text{-Мэв}$ возбужденное состояние B^{10} , которые все согласно схемам рис. 6, 16 и 17 имеют изотопический спин $T=1$. Эти правила отбора указывают далее на невозможность получения $2,31\text{-Мэв}$ возбужденного состояния N^{14} в ядерных реакциях $\text{O}^{16}(d, \alpha)\text{N}^{14}$, $\text{N}^{14}(\alpha, \alpha')\text{N}^{14}$ или получения $1,74\text{-Мэв}$ возбужденного состояния B^{10} в реакции $\text{C}^{12}(d, \alpha)\text{B}^{10}$.

§ 50. Матрица рассеяния. Каналы реакции

Рассмотрим вначале для простоты случай рассеяния бесспиновых частиц (например, α -частиц) на ядрах с нулевым спином (четно-четные ядра). Кроме того, будем учитывать только специфические ядерные силы и не будем учитывать кулоновское взаимодействие.