

При выводе (91,19) существенно использовалось предположение, что взаимодействие падающего нейтрона с ядром можно представить в виде суммы (91,5) потенциальных энергий взаимодействий с каждым нуклоном ядра. Такое упрощение возможно только в нерелятивистском приближении и при условии малой роли многочастичных сил.

## § 92. Когерентное и некогерентное упругое рассеяние нейтронов ядрами

При упругом рассеянии нуклонов ядрами внутреннее состояние ядра не меняется. Поэтому упругое рассеяние согласно (91,7) определяется матричным элементом

$$T_{ba} = (\Phi_b, T\Phi_a) = (\chi_{k'v'}, \langle T \rangle \chi_{kv}), \quad (92,1)$$

здесь и в дальнейшем скобки  $\langle \dots \rangle$  обозначают диагональный матричный элемент по начальному состоянию  $\varphi_0$  ядра от величины, стоящей внутри скобок, т. е.  $\langle T \rangle \equiv (\varphi_0, T\varphi_0)$ . Для вычисления (92,1) надо знать  $\langle T \rangle$ . Оператор  $\langle T \rangle$  определяет полное упругое рассеяние, которое равно сумме упругого рассеяния, проходящего через стадию составного ядра, и упругого рассеяния без образования составного ядра. Для выделения упругого рассеяния без образования составного ядра вычислим матричный элемент  $\langle \Omega \rangle$ .

Для вычисления  $\langle \Omega \rangle$  усредним по начальному состоянию ядра систему уравнений (91,18); тогда получим:

$$\left. \begin{aligned} \langle \Omega \rangle &= 1 + B^{-1} \sum_{\alpha} \langle t_{\alpha} \Omega_{\alpha} \rangle, \\ \langle \Omega_{\alpha} \rangle &= 1 + B^{-1} \sum_{\beta} \langle t_{\beta} \Omega_{\beta} \rangle, \end{aligned} \right\} \quad (92,2)$$

где

$$B \equiv \varepsilon_k + i\eta - \hat{K}_r. \quad (92,3)$$

Операторы  $\langle \Omega \rangle$  и  $\langle \Omega_{\alpha} \rangle$  действуют только на переменные  $r$  и  $v$  и не зависят от переменных, характеризующих внутреннее состояние ядра. Следует, конечно, отметить, что сами операторы  $t_{\alpha}$ ,  $\Omega_{\alpha}$  зависят от координат нуклона  $\alpha$  в ядре. При усреднении же по начальному состоянию получаются, однако, величины  $\langle t_{\alpha} \rangle$ ,  $\langle \Omega_{\alpha} \rangle$  и  $\langle t_{\alpha} \Omega_{\alpha} \rangle$ , которые не зависят от индекса  $\alpha$ , так как функция  $\varphi_0$  антисимметрична относительно одновременной перестановки пространственных, спиновых и зарядовых координат любой пары нуклонов ядра.

Разобьем  $\langle t_{\alpha} \Omega_{\alpha} \rangle$  на две части следующим образом:

$$\langle t_{\alpha} \Omega_{\alpha} \rangle = \langle t_{\alpha} \rangle \langle \Omega_{\alpha} \rangle + \delta, \quad (92,4)$$

где

$$\delta \equiv \sum'_{n} (0 | t_{\alpha} | n) (n | \Omega_{\alpha} | 0), \quad (92,4a)$$

здесь знак штрих у суммы обозначает, что в сумме опущен член с  $n=0$ .

Упругое рассеяние, определяемое членами  $\langle t_a \rangle \langle \Omega_a \rangle$ , называется *когерентным упругим рассеянием*. Члены  $\delta$  определяют часть упругого рассеяния, обусловленную рядом последовательных неупругих рассеяний, в результате которых нуклон покидает ядро, не изменяя начального состояния ядра. Поскольку волны, рассеянные двумя центрами, не интерферируют между собой, если один из них меняет свое состояние, то упругое рассеяние, происходящее в результате нескольких последовательных неупругих процессов, называется *некогерентным*.

Большой успех оболочечной модели ядра и данные по рассеянию нейтронов с энергией, меньшей  $3 \text{ Мэв}$ , для средних и тяжелых ядер указывают на значительную вероятность прохождения нейтрона через ядерное вещество без образования составного ядра и, следовательно, на большую роль когерентного рассеяния в упругом рассеянии. Так, эксперименты по упругому рассеянию указывают на большую вероятность этого процесса; согласно же гипотезе составного ядра упругое рассеяние через составное ядро является маловероятным событием.

Для объяснения большой роли когерентного рассеяния в упругом рассеянии нейтронов обычно приводят следующие качественные соображения; при малых энергиях нейтрона неупругому рассеянию препятствует принцип Паули, так как при рассеянии с малым изменением энергии нуклон попадал бы в уже занятое состояние. К неупругому рассеянию будут приводить лишь такие столкновения нуклонов, при которых они оба смогут попасть в незанятые состояния, т. е. в состояния, лежащие над поверхностью Ферми. Следовательно, в некогерентном рассеянии медленного нейтрона могут принимать участие только нуклоны ядра, занимающие состояния вблизи поверхности Ферми. Поэтому естественно, что некогерентное упругое рассеяние, включающее с необходимостью ряд последовательных неупругих столкновений, будет менее вероятно, чем когерентное упругое рассеяние, происходящее уже и при одном столкновении.

Некогерентное рассеяние быстрого нуклона возможно при значительном изменении состояния нуклона в ядре. Чтобы такое рассеяние было упругим, необходимо несколько последовательных неупругих столкновений, таких, чтобы в результате последнего столкновения ядро перешло в начальное состояние. Такой процесс, приводящий к упругому некогерентному рассеянию, маловероятен. Значительно более вероятным будет то, что произойдет один из многочисленных неупругих процессов, конкурирующих с упругим рассеянием. Упругое же рассеяние в основном будет когерентным.

Приведенные выше качественные соображения позволяют надеяться, что некогерентное упругое рассеяние нуклонов ядрами в некоторой области энергий можно рассматривать как возмущение и в первом приближении учитывать только когерентное рассеяние. Вычисляя эффект некогерентного упругого рассеяния методом теории возмущений, можно оценить ошибку, вносимую при пренебрежении этим эффектом.