

нечно, сохранится, но хаотически перераспределится между нуклонами составного ядра. Получится составное ядро, обладающее симметрией «вперед-назад». Естественно, что такая симметрия сохранится и при распаде составного ядра.

## § 90. Ядерные реакции, идущие через составное ядро

1. Энергетический спектр составного ядра — непрерывный. Действительно, пусть составное ядро образуется от слияния частицы  $a$  и другого ядра  $A$ . В начальном состоянии частица  $a$  и исходное ядро  $A$  бесконечно далеко удалены друг от друга. Движение такой системы двух частиц *инфинитно*, а потому ее полная энергия положительна и не должна квантоваться. Следовательно, она не будет квантоваться и после того, как частица проникнет в ядро, так как энергия сохраняется. Таким образом, энергия возбуждения составного ядра, вообще говоря, превышает энергию, которую необходимо затратить для удаления из ядра хотя бы одной частицы типа  $a$ .

Но если вероятность распада составного ядра достаточно мала, то имеет смысл говорить о почти стационарных, или *квазистационарных состояниях* его, в которых оно длительное время совершает движение в ограниченной области пространства. Такое движение в течение ограниченного времени приближенно можно рассматривать как финитное. Время  $\tau$ , в течение которого это движение допустимо, называется *временем жизни составного ядра*. Вероятность распада  $W$  ядра в единицу времени связана с  $\tau$  соотношением  $W = 1/\tau$ . Для таких составных ядер приближенно можно говорить о *квазистационарных состояниях* и соответствующих им *квазистационарных уровнях энергии*. Но каждый квазистационарный уровень характеризуется не только энергией, но и определенной шириной  $\Gamma$ , которая может быть определена с помощью соотношения неопределенностей

$$\Gamma = \hbar/\tau. \quad (90.1)$$

Таким образом, энергетический спектр составного ядра состоит из ряда дискретных полос конечной ширины. Строго говоря, такова же структура энергетического спектра и всякого радиоактивного ядра. Только радиоактивное ядро живет настолько долго, что вероятность его распада ничтожна, так что квазистационарные уровни энергии обычно нет надобности отличать от стационарных.

2. Применим изложенные соображения к вопросу об эффективном сечении ядерных реакций, предполагая для простоты, что налетающая частица электрически нейтральна. Главнейшими из таких частиц являются нейтроны. Для них, в отличие от положительно заряженных частиц, не существует кулоновского потенциального барьера, а потому они легко могут проникать в

ядро и вызывать ядерные превращения. Подробнее ядерные реакции под действием нейтронов будут рассмотрены в гл. XIV. Сейчас же мы ограничимся кратким рассмотрением вопроса о зависимости эффективного сечения реакции от скорости налетающего нейтрона. Последовательное и строгое решение этого вопроса (насколько в теории ядра вообще можно говорить о строгости) возможно лишь с использованием вычислительных методов квантовой механики, что в общем курсе физики сделать невозможно. Поэтому мы должны ограничиться лишь качественными и нестрогими соображениями, а многие результаты привести вообще без обоснования.

3. Предположим, что кинетическая энергия пейтрона мала, так что энергия возникающего составного ядра значительно меньше энергии его первого возбужденного уровня. Этим исключаются резонансные явления в ядерных реакциях, о которых говорится ниже. Кроме того, предположим, что энергия нейтрона настолько мала, что длина волны де Броиля  $\lambda$  значительно больше размеров ядра. Вероятность проникновения нейтрона в ядро, а с ней и среднее число актов распада  $N$  составного ядра в единицу времени пропорциональны  $|\psi|^2$ , где  $\psi$  — волна де Броиля для налетающего нейтрона:  $N \propto |\psi|^2$ . С другой стороны, средний поток нейтронов на ядро  $I \propto v|\psi|^2$ , где  $v$  — средняя скорость нейтронов. Эти величины не зависят от длины волны де Броиля (а значит и от скорости  $v$ ), так как последняя предполагается бесконечно большой по сравнению с размерами ядра. На основании определения эффективного сечения

$$\sigma = N/I \sim 1/v. \quad (90.2)$$

Зависимость (90.2) носит название закона  $1/v$ . Ее происхождение легко понять и из других физических соображений: при уменьшении скорости пейтрона увеличивается время взаимодействия его с ядром, а это увеличивает вероятность захвата нейтрона ядром. Закон (90.2) имеет исключительно важное значение в ядерной энергетике и объясняет, почему в ядерных реакторах требуется замедление нейтронов (см. § 95).

4. Теперь рассмотрим случай, когда суммарная энергия  $\mathcal{E}$  нейтрона и исходного ядра лежит в области расположения энергетических полос составного ядра. Согласно квантовой механике, если  $\mathcal{E}$  равна энергии одного из квазистационарных уровней составного ядра, то вероятность образования последнего особенно велика. Сечение ядерных реакций при таких энергиях частиц резко возрастает, образуя так называемые *резонансные максимумы*. В этих случаях ядерные реакции называются *резонансными*. Вблизи резонансного уровня сечение реакции описывается зависимостью, напоминающей дисперсионную формулу оптики вблизи линии поглощения. Эта формула была получена в 1936 г. Брэйтом (р. 1899) и Вигнером (р. 1902) и посит их имя.

Ограничимся случаем медленных нейтронов, когда достаточно учитывать лишь частицы с орбитальным моментом  $l = 0$  (т. е. в  $s$ -состоянии). Кроме того, предположим, что на значение эффективного сечения оказывает заметное влияние только один резонансный уровень. Тогда для реакции  $A(n, b)B$  формула Брейта — Вигнера может быть записана в виде

$$\sigma_{nb} = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_b}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (90.3)$$

где  $\mathcal{E}_0$  — энергия резонансного уровня, а  $\lambda_n$  — длина волны падающего нейтрона. Величина  $\Gamma$  в знаменателе есть полная ширина уровня, равная сумме ширин уровней по всем возможным входным и выходным каналам реакции. В частном случае одного входного и одного выходного каналов  $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_b$ , где  $\Gamma_b$  соответствует поглощению нейтрона, т. е. испусканию частицы  $b$ , а  $\Gamma_n$  — упругому рассеянию нейтрона. Статистический весовой множитель  $g$  учитывает возможные ориентации моментов импульса частиц до столкновения и частиц, образовавшихся после столкновения. При этом предполагается, что нейtron и исходное ядро  $A$  линейно поляризованы, т. е. их спины имеют определенные направления.

Для вычисления весового множителя  $g$  предположим, что падающий нейтрон и ядро  $A$  не поляризованы, а их спины  $I_n$  и  $I_A$  ориентированы хаотически. Тогда существуют  $2I_n + 1$  возможных ориентаций нейтрона и  $2I_A + 1$  ориентаций ядра — всего  $(2I_n + 1)(2I_A + 1)$  исходных состояний. В результате столкновения получится составное ядро со спином  $I$ , которому соответствует  $2I + 1$  возможных ориентаций. Если все эти ориентации равновероятны, то каждой паре линейно поляризованных нейтрона  $n$  и ядра  $A$  соответствует в среднем сечение, в  $g$  раз меньшее, чем в случае отсутствия поляризации. Таким образом,

$$g = \frac{2I + 1}{(2I_n + 1)(2I_A + 1)}. \quad (90.4)$$

Если числитель и знаменатель формулы (90.3) умножить и разделить на  $\Gamma$ , то эта формула приводится к виду (89.4), где

$$\sigma_C = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (90.5)$$

так как, очевидно, вероятность распада составного ядра по каналу  $b$  равна

$$W_b = \Gamma_b / \Gamma. \quad (90.6)$$

Следовательно, эффективное сечение образования составного ядра будет определяться выражением (90.5).

Так как спин нейтрона  $I_n = 1/2$ , то  $(2I_n + 1) = 2$ . В этом случае для спина составного ядра могут получиться только два значения: либо  $I = I_A + 1/2$ , либо  $I = I_A - 1/2$ .

При захвате медленного нейтрона возможны различные эффекты. Наиболее вероятным является испускание нейтрона (рассеяние) или  $\gamma$ -кванта (радиационный захват нейтрона). Возможны и другие процессы: например,  $^{14}\text{N}$  при захвате нейтрона может испустить протон, а  $^{10}\text{B}$  и  $^6\text{Li}$  —  $\alpha$ -частицу. Наиболее тяжелые ядра при захвате медленного нейтрона могут испытать деление. Как уже неоднократно говорилось, малая вероятность испускания заряженной частицы ( $\alpha$ -частицы или протона) в результате захвата медленного пейтрона связана с тем, что при вылете из ядра положительная частица должна преодолеть кулоновский потенциальный барьер. Поэтому вылет заряженных частиц при захвате медленных нейтронов в подавляющем большинстве случаев наблюдается лишь для самых легких ядер ( $^{10}\text{B}$ ,  $^6\text{Li}$ ). Для большинства тяжелых ядер захват нейтронов сопровождается  $\gamma$ -излучением, а при захвате пейтронов легкими ядрами наиболее вероятным оказывается вылет из ядра нейтронов же, т. е. осуществляется реакция упругого рассеяния нейтронов. Резонансное сечение захвата тепловых нейтронов может в  $10^5$ — $10^6$  раз превосходить  $\pi R^2$ .

5. Зависимость эффективного сечения  $\sigma_{nb}$  от скорости  $v$  налетающего нейтрона определяется не только резонансным знаменателем  $(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma^2/4$  в формуле (90.3), но и числителем  $\Gamma_n \Gamma_b$ . Когда энергия  $\mathcal{E}$  составного ядра очень близка к  $\mathcal{E}_0$ , основное значение имеет резонансный знаменатель. При  $|\mathcal{E} - \mathcal{E}_0| < \Gamma/2$  слагаемым  $(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2$  можно пренебречь. Тогда по формуле (90.3)  $\sigma_{nb} = 4\pi \lambda^2 g \Gamma_n \Gamma_b / \Gamma^2$ , т. е. в сечении  $\sigma_{nb}$  возникает резкий максимум. Такие резкие максимумы для медленных нейтронов могут во много раз (например, в тысячи) превосходить геометрическое сечение ядра  $\pi R^2$ . Напротив, когда  $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_0$ , что имеет место для очень медленных нейтронов, знаменатель в формуле (90.3) меняется со скоростью мало, и этим изменением можно пренебречь. Можно также не учитывать зависимость  $\Gamma_b$  от  $v$ , так как  $\Gamma_b$  определяется только вероятностью распада самого составного ядра. Зависимость эффективного сечения от  $v$  определяется только множителями  $\lambda_n^2$  и  $\Gamma_n$ , а именно  $\sigma_{nb} \propto \lambda_n^2 \Gamma_n$ . Но  $\Gamma_n = \hbar/\tau$ , а время  $\tau$ , в течение которого нейтрон проникает в поле ядра, пропорционально  $v$ , так что  $\Gamma_n \propto v$ . Кроме того,  $\lambda_n \propto 1/v$ . Поэтому  $\sigma_{nb} \propto (1/v)^2 v \sim 1/v$ . Это — закон (90.2), полученный выше другим путем. Как правило, он оправдывается для нейтронов, энергии которых лежат в интервале от  $1/40$  эВ (тепловые нейтропы) до  $1$  эВ. Впрочем, для легких ядер ( $\text{He}$ ,  $\text{Li}$ ,  $\text{B}$ ), у которых первый резонансный уровень расположен высоко, зависимость (90.2)

остается справедливой и при энергиях вплоть до нескольких сотен электронвольт.

6. Теперь рассмотрим качественно нерезонансные реакции, по-прежнему идущие через составное ядро. Они возникают, например, тогда, когда налетающая частица сообщает ядру высокую энергию возбуждения, так что его энергетические уровни перекрываются. В этих случаях говорить об отдельных резонансных уровнях уже не приходится. Но представление о составном ядре можно дополнить статистическими соображениями. В результате получится *статистическая теория ядерных реакций*, или *модель испарения*. Частица, попавшая в ядро, быстро теряет свою энергию, передавая ее всем нуклонам ядра. Возникает равновесное внутреннее состояние ядра, аналогичное термодинамическому равновесию макроскопической системы. Можно даже для характеристики такого состояния ввести некоторую величину, подобную обычной термодинамической температуре. В течение некоторого времени — времени жизни составного ядра — энергии каждого нуклона недостаточно для вылета из ядра, хотя ядро в целом сильно возбуждено. Наконец, по истечении некоторого времени возникает какая-то большая флуктуация, в результате которой один из нуклонов (обычно нейтрон) получает энергию, достаточную для «испарения» из ядра. Затем может испариться другой нуклон, и т. д.

Следует ожидать, что в модели испарения составного ядра угловое распределение частиц, образующихся после распада составного ядра, в системе центра масс должно быть сферически-симметричным, а не только обладать симметрией «вперед-назад». Это должно происходить потому, что сферически-симметрично само составное ядро, поскольку его симметрия устанавливается в процессе достижения термодинамического равновесия. На самом деле, как показывает опыт, угловое распределение, как правило, содержит анизотропную часть, не обладающую даже симметрией «вперед-назад»: обычно большая часть частиц летит вперед. Следует ожидать также, что в модели испарения процентная доля частиц, образующихся при распаде составного ядра по определенному каналу, не должна зависеть от способа образования составного ядра, так как в процессе установления термодинамического равновесия ядро совершенно «забывает» о способе своего образования. Эта закономерность обычно выполняется тоже лишь приближенно. Наконец, распределение по энергиям вылетающих частиц не полностью согласуется с тем, что предсказывает модель испарения. Напомним еще, что и в случае резонансных ядерных реакций, идущих через составное ядро, наблюдаются некоторые расхождения с опытом. Это свидетельствует о том, что помимо реакций, идущих через составное ядро, имеются и другие существенные механизмы ядерных реакций.