

ния. Еще раз мы встретимся с этим явлением при обсуждении аналоговых резонансов (гл. V, § 6, п. 9).

9. В заключение этого параграфа коснемся вопроса о возможности теоретического расчета парциальных и, следовательно, полных ширин, входящих в формулу Брейта — Вигнера (4.43). Из опытного факта существования у ядра достаточно четкой границы (гл. II, § 6, п. 4) следует, что процесс распада уровня составного ядра можно представить себе происходящим в две стадии: сначала нуклоны ядра чисто случайно собираются таким образом, чтобы получились «соприкасающиеся» своими поверхностями продукты реакции, которые затем квантовомеханически «просачиваются» сквозь потенциальный барьер (если таковой существует). В соответствии с этим парциальную ширину Γ_a распада уровня по каналу a можно представить в виде

$$\Gamma_a = \gamma_a^2 P_a, \quad (4.56)$$

где γ_a^2 — коэффициент, носящий название *приведенной ширины*, который дает вероятность образования «соприкасающихся» продуктов реакции, а P_a — коэффициент проницаемости, введенный в § 4, п. 5. Приведенные ширины определяются, очевидно, структурой уровня и в принципе могут быть рассчитаны с помощью оболочечной модели с остаточным взаимодействием (см. гл. III, § 4). Однако практически такой расчет провести очень сложно из-за крайней громоздкости волновых функций, описывающих структуру высоковозбужденных состояний ($E \gtrsim 10$ МэВ, см. гл. III, § 4). Только для аналоговых состояний, структура которых поддается расчету, удается проведение разумного сравнения теории и эксперимента (см. гл. V, § 6, п. 10).

§ 8. Составное ядро. Нерезонансные реакции

1. При больших энергиях возбуждения составного ядра его уровни перекрываются, и говорить об отдельных резонансах уже нельзя. Однако концепцию составного ядра можно сохранить и здесь, дополнив ее статистическими соображениями. В результате получается *статистическая теория ядерных реакций* или, что то же самое, *модель испарения*. Согласно модели испарения реакция протекает следующим образом. Попавшая в ядро частица быстро теряет энергию, передавая ее всем нуклонам ядра. Таким путем возникает термодинамически равновесное состояние ядра, т. е. ядро приобретает некоторую температуру (температура невозбужденного ядра равна нулю). Далее в течение некоторого времени (это и есть время жизни составного ядра) каждый нуклон имеет энергию, недостаточную для вылета, хотя ядро в целом возбуждено сильно. Наконец, в результате достаточно сильной флуктуации один из нуклонов приобретает необходимую для вылета энергию и испаряется из

ядра. Из термодинамических соображений для спектра $N(E)$ вылетающих частиц получается выражение

$$N(E) \sim E \sigma_c(E) \rho(E_f), \quad (4.57)$$

где $\sigma_c(E)$ — введенное в (4.38) сечение образования составного ядра испущенной частицей, $\rho(E_f)$ — плотность уровней конечного ядра с энергией возбуждения E_f . Очевидно, что $E_f = E_c - E - E_N$, где E_c — энергия возбуждения составного ядра, E_N — энергия связи испаряющегося нуклона.

При достаточно высоких энергиях возбуждения зависимость σ_c от E не сильная, так что можно положить $\sigma_c = \text{const}$. Тогда, подставив в (4.57) $\rho(E_f)$ из (4.55), получим

$$N(E) \sim E \exp \sqrt{2a(E_c - E_N - E)}. \quad (4.58)$$

При $E \ll E_c - E_N$, т. е. при вылете низкоэнергетических нейтронов, спектр (4.58) переходит в максвелловский

$$N(E) \sim E \exp(-E/T),$$

где параметр $T = a^{-1} \sqrt{E_c - E_N}$ играет роль температуры.

2. Перейдем к предсказаниям, вытекающим из статистической теории. Во-первых, в модели испарения угловое распределение должно быть изотропным, а не только симметричным вперед-назад, поскольку в процессе установления теплового равновесия ядро полностью «забывает», каким образом оно образовалось. Во-вторых, испаряемые ядром нейтроны должны иметь спектр (4.58). Наконец, в-третьих, вылет заряженных частиц из составного ядра должен быть, как правило, сильно подавлен, поскольку вылет медленных частиц затруднен кулоновским барьером (см. гл. VI, § 3), а быстрых — резким уменьшением плотности $\rho(E_f)$ уровней конечного ядра при уменьшении энергии возбуждения E_f . Разумеется, сохраняются и более общие предсказания модели составного ядра, такие как независимость процентной доли распада по определенному каналу от способа образования составного ядра.

Посмотрим, как согласуются эти предсказания с экспериментальными данными. Экспериментальные сечения взаимодействия нуклонов со средними и тяжелыми ядрами обладают следующими свойствами. Во-первых, угловое распределение вылетающих частиц, как правило, имеет анизотропную часть, причем даже не обладающую симметрией вперед-назад. Обычно больше частиц летит вперед. Во-вторых, энергетическое распределение вылетающих нейтронов в низкоэнергетической части имеет горб максвелловского типа, но при высоких энергиях спадает медленно (как говорят, имеет «немасвелловский» хвост). Типичные энергетические и угловые распределения нейтронов, вылетающих из сильно возбужденного (20—30 МэВ) ядра, приведены на рис. 4.13. В-третьих, во многих реакциях из средних и даже тяжелых ядер с заметной интенсивно-

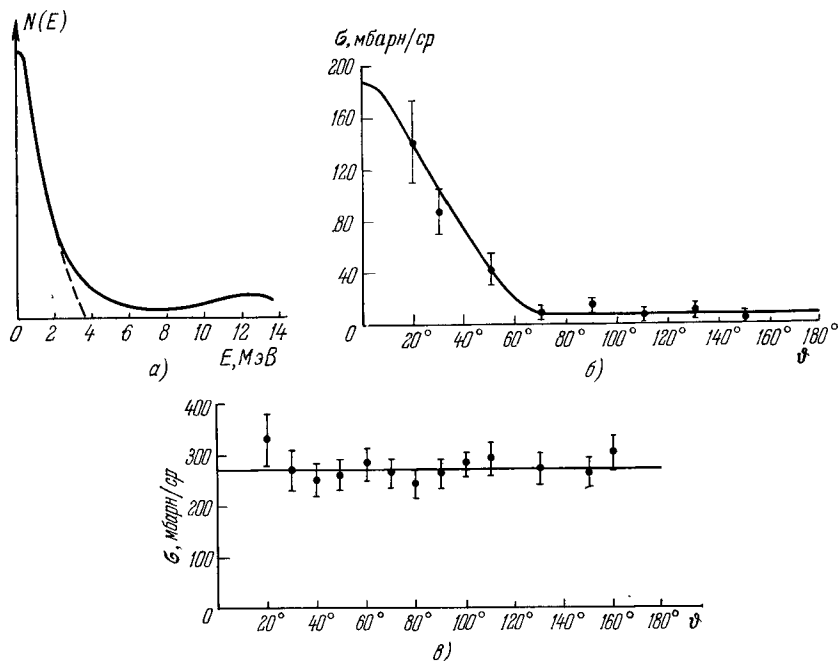


Рис. 4.13. Энергетические и угловые распределения нейтронов, возникающих в реакции (n, n') на ядре изотопа висмута ^{209}Bi .

Энергия налетающих нейтронов 14,5 МэВ. а) Энергетическое распределение; пунктирная кривая рассчитана по статистической модели. б) Угловое распределение нейтронов с энергией $4 \text{ МэВ} < E < 12 \text{ МэВ}$. в) Угловое распределение нейтронов с энергией $0,5 \text{ МэВ} < E < 4 \text{ МэВ}$.

$$\frac{d^2\sigma}{dE \cdot d\Omega}, \text{ мбарн}/(\text{ср} \cdot \text{МэВ})$$

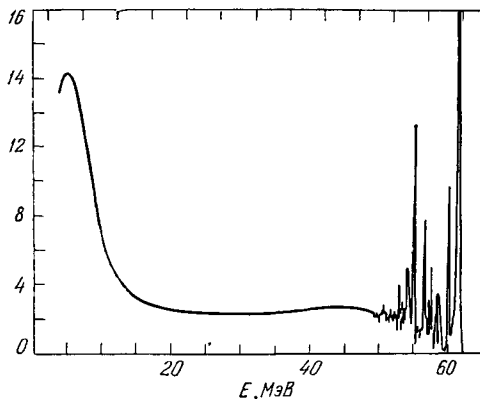


Рис. 4.14. Энергетический спектр протонов в реакции $^{28}\text{Fe}^{64}(p, p')$.

стью вылетают протоны. Наконец, в-четвертых, независимость распада от способа образования составного ядра обычно выполняется лишь приближенно.

Следовательно, кроме модели испарения и вообще кроме механизма составного ядра существенную роль играют и другие механизмы ядерных реакций.

3. Роль других механизмов проанализируем на примере реакции (p, p'). На рис. 4.14 изображен энергетический спектр протонов, вылетающих под углом $\phi = 35^\circ$ в реакции ${}_{26}\text{Fe}^{54}(p, p')$. Энергия налетающих протонов равняется 62 МэВ. Высокоэнергичная часть спектра ($E = 50\text{--}60$ МэВ) возникает от прямой ядерной реакции (см. § 10). Налетающий протон тратит часть своей энергии (~ 10 МэВ) на прямое возбуждение простых степеней свободы ядра. Высокий максимум при энергии $E = 5\text{--}7$ МэВ соответствует испарительным протонам. Область спектра от $10\text{--}12$ МэВ до 50 МэВ не описывается ни статистической теорией ядерных реакций, ни рассматриваемыми ниже в § 10 прямыми реакциями. Существование такой области спектра характерно для реакции (p, p') не только на Fe^{54} , но и на других ядрах. На рис. 4.15 приведены

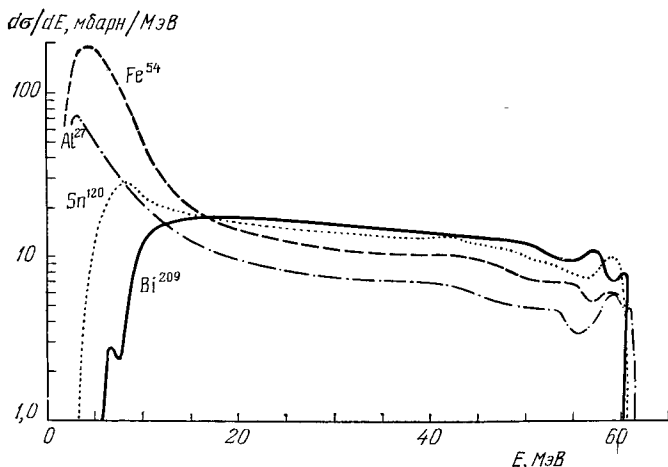


Рис. 4.15. Проинтегрированный по углам энергетический спектр протонов реакции (p, p') на различных ядрах

проинтегрированные по углам спектры протонов из реакции (p, p') на различных ядрах. Из рисунка видно, что при переходе к тяжелым ядрам (${}_{83}\text{Bi}^{209}$), у которых имеется высокий кулоновский барьер, сечение испарительных протонов резко падает, а сечение протонов с энергиями в интервале $10\text{--}50$ МэВ остается примерно постоянным. В частности, у ядра ${}_{83}\text{Bi}^{209}$ практически все протоны являются не-испарительными.

Рассмотренные на примере реакции (p, p') особенности энергетических спектров являются универсальными и проявляются в любых ядерных реакциях. Область спектра, не описываемая ни моделью испарения, ни прямыми ядерными реакциями, обусловлена механизмом предравновесных ядерных реакций. Этот механизм состоит в том, что частицы испускаются ядром на стадии установления статистического равновесия. Эта стадия начинается с возбуждения относительно несложных степеней свободы. Поэтому энергетические спектры предравновесных частиц являются более жесткими, чем испарительных. Отсюда в свою очередь следует отмеченная выше слабая зависимость вероятности вылета предравновесных протонов от высоты кулоновского барьера (рис. 4.15). В общем балансе всех частиц, испущенных составным ядром, доля предравновесных зависит от энергии возбуждения составного ядра и может достигать 40%. Заряженные частицы, как видно из рис. 4.15, могут быть практически все предравновесными.

§ 9. Оптическая модель для ядерных реакций

1. Согласно оптической модели ядро представляет собой сплошную среду, преломляющую и поглощающую дебройлевские волны падающих на него частиц. В квантовой механике доказывалось, что роль коэффициента преломления для дебройлевской волны играет гамильтониан взаимодействия частицы с силовым полем ядра. Для описания поглощения к этому гамильтониану добавляется мнимая часть iW , так что весь гамильтониан принимает вид

$$H_{вз} = V(r) + iW(r), \quad (4.59)$$

где $V(r)$ — гамильтониан из (3.5), а $W(r)$ подбирается так, чтобы наилучшим образом воспроизвести экспериментальные данные. Таким образом, в оптической модели взаимодействие падающего нуклона с ядром аппроксимируется рассеянием и поглощением этого нуклона силовым центром (вместо задачи $A + 1$ тел решаем задачу одного тела).

2. Оптическая модель описывает: а) дифференциальное и интегральное сечения упругого рассеяния при различных энергиях рассеивающихся нуклонов; б) сечение всех неупругих процессов, т. е. сечение поглощения нуклонов ядрами. В области энергии 10—20 МэВ, где вклад прямых процессов относительно невелик, сечение поглощения совпадает с сечением образования составного ядра (см. § 6, п. 2, а также § 7, п. 2).

На рис. 4.16 приведено как рассчитанное по оптической модели, так и измеренное на опыте дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов с энергией 22 МэВ на ряде ядер. Как видно из рисунка, оптическая модель прекрасно описывает измеренные сечения. Правда, хорошего согласия с экспериментом добиваются