

симметрично по всем направлениям, а относительный орбитальный момент перпендикулярен импульсу налетающей частицы и хаотично ориентирован в плоскости, перпендикулярной этому импульсу.

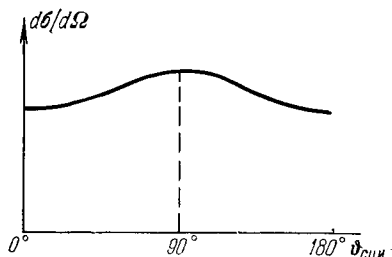


Рис. 4.8 Схематическое изображение угловых распределений продуктов реакции, идущей через составное ядро.

Такие угловые распределения симметричны относительно 90° в СЦИ.

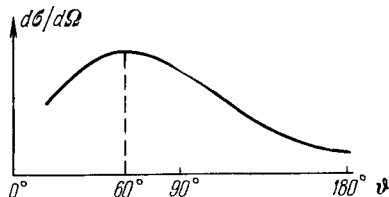


Рис. 4.9. Угловое распределение протонов с энергией, большей 9 МэВ, в реакции (γ, p) на ядре изотопа меди ${}_{29}\text{Cu}^{65}$.

Ядро ${}_{29}\text{Cu}^{65}$ облучалось γ -квантами с непрерывным спектром энергий:

$$E_{\gamma \text{ max}} = 25 \text{ МэВ.}$$

Таким образом, все характеризующие составное ядро векторные величины обладают симметрией вперед-назад. При распаде эта симметрия сохраняется, что и приводит к симметрии углового распределения реакции.

§ 7. Составное ядро. Резонансные реакции

1. До сих пор мы рассматривали свойства, присущие как резонансным, так и нерезонансным реакциям, идущим через составное ядро. Перейдем теперь к особенностям резонансных реакций. Из рассуждений § 5, п. 3 следует, что в области расположения изолированного (т. е. удаленного от своих соседей) уровня E_0 эффективное сечение σ_{ab} реакции должно иметь резонансный максимум. В квантовой механике доказывается, что форма этого резонанса описывается формулой Брейта — Вигнера *)

$$\sigma_{ab} = \pi \lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.43)$$

Из этой формулы видно, что резонанс тем острее, чем меньше величина Γ , которая тем самым имеет смысл ширины уровня, через

*) Здесь и в дальнейшем мы для простоты приводим формулу Брейта — Вигнера для бесспиновых частиц, вступающих в реакцию из S -состояния относительного движения. В общем случае правую часть формулы (4.43) нужно умножить на статистическую величину $g(J) = \frac{2J+1}{(2j_a+1)(2j_A+1)}$, где J — момент уровня составного ядра, j_a и j_A — спины сталкивающихся частиц.

который идет реакция. Сложив сечения реакций (4.43) по всем возможным каналам, включая упругий, мы получим для полного сечения, т. е. для сечения σ_{ac} образования составного ядра, формулу

$$\sigma_{ac} = \pi\lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.44)$$

Из (4.44) видно, что формулу (4.43) Брейта — Вигнера в соответствии с (4.38) можно записать в виде произведения сечения σ_{ac} образования составного ядра на вероятность распада по каналу b :

$$\sigma_{ab} = \pi\lambda_a^2 \frac{\Gamma_a \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \quad (4.45)$$

2. С помощью формулы Брейта—Вигнера можно проиллюстрировать некоторые общие заключения о поведении сечений, изложенные в §§ 3 и 4.

При $E = E_0$ упругое сечение σ_{aa} и неупругое σ_{ab} примут соответственно вид

$$\sigma_{aa} = 4\pi\lambda_a^2 \Gamma_a^2/\Gamma^2, \quad \sigma_{ab} = 4\pi\lambda_a^2 \Gamma_a \Gamma_b/\Gamma^2. \quad (4.46)$$

Ограничимся случаем одного неупругого канала, когда $\Gamma = \Gamma_a + \Gamma_b$. Из (4.46) видно, что упругое сечение достигает при $\Gamma_b = 0$, $\Gamma_a = \Gamma$ максимума, равного в соответствии с (4.24)

$$\sigma_{aa} \text{ max} = 4\pi\lambda_a^2.$$

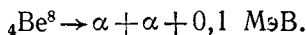
Сечение неупругого рассеяния в соответствии с (4.25) максимально при $\Gamma_b = \Gamma_a = \Gamma/2$:

$$\sigma_{ab} \text{ max} = \pi\lambda_a^2.$$

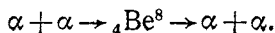
В заключение этого пункта остановимся на энергетической зависимости Γ_a и Γ_b для экзотермических реакций при очень низких энергиях. В окрестности резонанса ширины Γ_a , Γ_b можно считать постоянными. Вдали от резонанса при уменьшении энергии только ширину реакции Γ_b следует считать постоянной, так как ширина Γ_a для упругого канала должна быть пропорциональна скорости налетающей частицы: $\Gamma_b = \text{const}$, $\Gamma_a \sim v_a$. Действительно, только в этом случае сечения σ_{aa} , σ_{ab} при низких энергиях ведут себя так, как это предписывается результатами § 4: $\sigma_{ab} \sim 1/v_a$, $\sigma_{aa} = \text{const}$, если $E \ll E_0$ и $\Gamma \ll E_0$.

3. В этом и следующем пунктах мы рассмотрим примеры резонансных ядерных реакций. Начнем с резонансных реакций, в которых составным ядром является нестабильное ядро изотопа бериллия ${}_4\text{Be}^8$. Некоторые низшие уровни ядра ${}_4\text{Be}^8$ приведены на рис. 4.10 с указанием их энергий, спинов и четностей. Длинной горизонтальной линией отмечена энергия связи системы $p + {}_3\text{Li}^7$. Ряд уровней ниже этой черты не указан.

Ядро ${}_4\text{Be}^8$ нестабильно и распадается на две α -частицы с выделением небольшой энергии 0,1 МэВ:

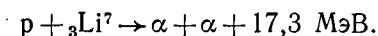


Поэтому основное состояние ${}_4\text{Be}^8$ должно проявлять себя как резонанс в рассеянии α -частицы на α -частице:

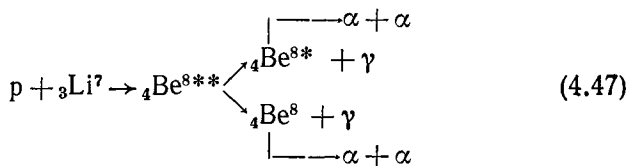


Однако время жизни ядра ${}^4\text{Be}^8$ по теоретическим оценкам имеет порядок 10^{-16} с (такие малые времена существующими методами трудно измерять непосредственно). Соответствующая этому времени жизни ширина также весьма мала. Она составляет всего лишь $\Gamma = \hbar/\tau = 10^{-27}/10^{-16}$ эрг ≈ 10 эВ. Согласно теории резонансных реакций сечение рассеяния $\alpha - \alpha$ должно иметь при энергии $E = 0,1$ МэВ острый пик шириной в 10 эВ. Этот пик чересчур узок и поэтому никем не наблюдался. Напротив, первое возбужденное состояние, которое мы обозначим через ${}^4\text{Be}^{8**}$, имеет энергию $E = 2,9$ МэВ и ширину $\Gamma = 0,8$ МэВ. Соответствующий резонанс четко проявляется в упругом $\alpha - \alpha$ -рассеянии.

Рассмотрим теперь уже не раз упоминавшуюся нами реакцию лития с протонами



Казалось бы, при такой большой энергии возбуждения, как 17,3 МэВ, ширины станут большими. Однако экспериментально в сечении этой реакции обнаружен острый ($\Gamma = 0,2$ МэВ) резонанс при энергии протонов 0,4 МэВ. Проявление острого резонанса объясняется тем, что получающееся в этой реакции составное возбужденное ядро ${}^4\text{Be}^{8**}$ с энергией 17,6 МэВ из-за правил отбора не может непосредственно распадаться на две α -частицы, а должно предварительно испустить γ -квант:



Заметим, что эта реакция имеет важное значение как источник монохроматических γ -квантов с энергиями 17,6 и 14,7 МэВ.

Поясним, почему уровень 17,6 МэВ не может распадаться на две α -частицы. Спин α -частицы равен нулю, так что она является частицей Бозе (см. гл. II, § 8). Поэтому волновая функция системы двух α -частиц должна быть симметричной: $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \Psi(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$, т. е. четной. Но согласно правилу из гл. II, § 8 система с четной

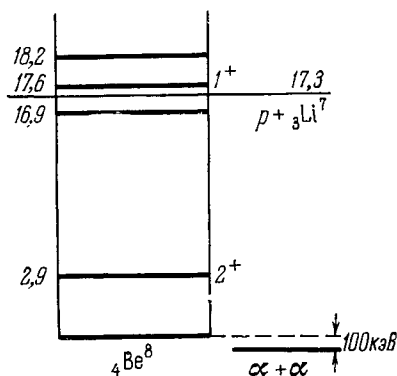


Рис. 4.10. Спектр низших состояний нестабильного ядра изотопа бериллия ${}^4\text{Be}^8$.

Длинной линией указан порог развала ядра ${}^4\text{Be}^8$ на протон и ядро ${}^3\text{Li}^7$; линия $\alpha + \alpha$ показывает разность энергий покоя двух α -частиц и основного состояния ядра ${}^4\text{Be}^8$.

функцией может иметь только четные орбитальные моменты. Орбитальный же момент для системы бесспиновых частиц равен полному. Поэтому система $\alpha - \alpha$ может находиться лишь в состояниях 0^+ , 2^+ , 4^+ и т. п. В то же время уровень 17,6 МэВ имеет момент, равный единице (1^+). Поэтому распад с этого уровня на две α -частицы запрещен законом сохранения момента. Радиационные же ширины значительно меньше, чем «частичные», что и приводит к узкому резонансу в реакции лития с протонами.

4. Обсудим теперь свойства важных для практики резонансных реакций (n, γ) и (n, n) на средних и тяжелых ядрах. Графики сечений $\sigma_{n\gamma}$ радиационного захвата нейтронов как функции их энергий представляют собой частокол из узких резонансов. В области энергий между нулем и низшим резонансом выполняется закон « $1/v$ » (см. формулу (4.35)). В окрестности каждого резонанса E_0 сечение имеет обычную брейт-вигнеровскую форму (4.43) (см. примечание к (4.43)):

$$\sigma_{n\gamma} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma_\gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.48)$$

Параллельно радиационному захвату, конечно, обязательно происходит и упругое рассеяние нейтронов. Сечение упругого рассеяния в окрестности резонанса E_0 имеет в соответствии с (4.43) вид

$$\sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n^2}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.49)$$

Полное сечение σ_t равно сумме сечений упругого и неупругого рассеяния,

$$\sigma_t = \sigma_{n\gamma} + \sigma_{nn} = \pi \lambda_n^2 \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (4.50)$$

Рассмотрим вопрос о соотношении ширин Γ_γ и Γ_n .

Радиационные ширины примерно одинаковы по всей таблице известных ядер и слабо меняются с энергией. Приближенно можно принять $\Gamma_\gamma = \text{const} \approx 0,1$ эВ, что соответствует времени жизни уровней $\tau \approx 10^{-14}$ с. Лишь при переходе к легким ядрам радиационные ширины немного возрастают, достигая порядка 1 эВ.

Нейтронные ширины Γ_n пропорциональны скорости v_n нейтронов: $\Gamma_n \sim v_n$. Поэтому у всех ядер существует область столь малых скоростей нейтронов, что $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, т. е. область энергий, в которой захват нейтрона более вероятен, чем упругое рассеяние. При $A > 100$ это условие выполняется вплоть до сотен килоэлектронвольт. Как мы увидим ниже в гл. XI, именно малость нейтронных ширин обеспечивает работу реакторов на медленных нейтронах с энергиями порядка 0,025 эВ.

Общая картина взаимодействия нейтронов со средними и тяжелыми ядрами такова. При очень низких энергиях нейтронов до-

минирует радиационный захват. С ростом энергии становится сначала существенным, а затем доминирующим упругое рассеяние нейтронов.

5. Наблюдение на опыте нейтронных резонансов требует высокой монохроматичности энергии падающих нейтронов, что достигается с большим трудом и лишь с помощью специальных сложных устройств (см. гл. IX, § 3, п. 5). Обычные источники пучков нейтронов, перечисленные в гл. IX, § 3, п. 5, имеют разброс ΔE по энергиям, значительно превышающий расстояния D между уровнями в средних и тяжелых ядрах: $\Delta E \gg D$.

В этих условиях фактически измеряется усредненное по резонансам сечение $\bar{\sigma}$, как это схематически изображено на рис. 4.11. Если в пучке нейтронов со средней энергией E доля нейтронов, имеющих энергию от $E + \varepsilon$ до $E + \varepsilon + d\varepsilon$, равна $f(E + \varepsilon) d\varepsilon$, то усредненное сечение $\bar{\sigma}(E)$, очевидно, определяется формулой

$$\bar{\sigma}(E) = \frac{\int f(E + \varepsilon) \sigma(E + \varepsilon) d\varepsilon}{\int f(E + \varepsilon) d\varepsilon}. \quad (4.51)$$

При этом по определению среднего

$$E = \frac{\int f(E + \varepsilon) (E + \varepsilon) d\varepsilon}{\int f(E + \varepsilon) d\varepsilon}. \quad (4.52)$$

Интегрирование везде ведется по области размытия пучка, т. е. от $-\Delta E$ до ΔE .

Интегрирование сильно упрощается, если учесть, что вдали от резонанса сечения малы, а в окрестности резонанса медленно меняющуюся функцию $f(E + \varepsilon)$ можно по теореме о среднем считать константой и заменить на $f(E_0)$. Пределы же интегрирования при обсчете каждого резонанса можно заменить на бесконечные, поскольку брейт-вигнеровское сечение быстро падает при удалении энергии от резонансного значения. В результате интегрирование по каждому резонансу сведется к вычислению интеграла

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{(\varepsilon - E_0)^2 + \Gamma^2/4} = \frac{2\pi}{\Gamma}. \quad (4.53)$$

Полагая для простоты, что функция $f(E + \varepsilon)$ постоянна в области интегрирования, и используя (4.53), находим из (4.51) для $\bar{\sigma}$, выражение

$$\bar{\sigma}_r = 2\pi\lambda_n^2 \bar{\Gamma}_n / \bar{D}, \quad (4.54)$$

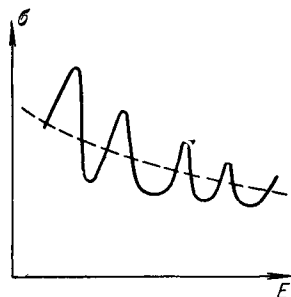


Рис. 4.11. Схематическое изображение усреднения резонансной зависимости сечения от энергии.

Сплошной кривой показано сечение, которое получается при измерении с монохроматическими нейтронами; пунктирной кривой — усредненное по энергии сечение.

где $\bar{\Gamma}_n$ и \bar{D} — усредненные по всем уровням в интервале ΔE соответственно нейтронная парциальная ширина уровня и расстояние между уровнями.

Таким образом, измерения нейтронных сечений с низким разрешением по энергиям приводят к усреднению по резонансам и дают непосредственную информацию о величине $\bar{\Gamma}_n/\bar{D}$, которая называется *силовой функцией*. Вместо силовой функции иногда вводят *коэффициент прилипания* $\xi = 2\pi(\bar{\Gamma}_n/\bar{D})$. Полное усредненное сечение $\bar{\sigma}_t$ тогда можно записать в виде

$$\bar{\sigma}_t = \pi\lambda^2\xi$$

и толковать его как предельное сечение $\pi\lambda^2$, помноженное на вероятность того, что нейтрон прилипнет к ядру. Для коэффициента прилипания хорошо выполняются следующие закономерности. При энергиях нейтронов, больших по сравнению с потенциалом взаимодействия V нейтрона с ядром ($E \gg V$), коэффициент прилипания близок к единице: $\xi \approx 1$. При малых энергиях ($E \ll V$) коэффициент прилипания падает пропорционально скорости налетающего нейтрона: $\xi \sim v_n$. Зависимость от E и A усредненных по резонансам сечений взаимодействий нейтронов с ядрами описывается оптической моделью, изложенной в § 9.

6. Сделаем небольшое замечание о резонансных реакциях с заряженными частицами.

На средних и тяжелых ядрах резонансные реакции с участием заряженных частиц практически не идут из-за малой проницаемости кулоновского барьера. На легких ядрах такие реакции вполне возможны, поскольку в этом случае кулоновский барьер сравнительно низок, а энергии резонансных уровней, напротив, относительно высоки.

7. Посмотрим теперь, до каких энергий следует ожидать реакций резонансного характера. Ядерные реакции (в узком смысле слова) будут резонансными до тех пор, пока соблюдается условие $\Gamma < D$. Поэтому надо проследить, как зависят величины D и Γ от массового числа A и от энергии возбуждения E ядра.

Плотность уровней ядра $\rho = 1/D$ резко увеличивается как с ростом A , так и с ростом E . Это возрастание объясняется, грубо говоря, тем, что с ростом числа частиц и энергии возбуждения увеличивается число способов, которыми заданную энергию можно распределить по частицам. Из опытных данных следует, что зависимость $\rho(E)$ приближенно выражается формулой

$$\rho(E) = C \cdot \exp(2\sqrt{aE}), \quad (4.55)$$

где C , a — коэффициенты, зависящие от A . Некоторые значения C и a приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

A	$a, \text{МэВ}^{-1}$	$C, \text{МэВ}^{-1}$	A	$a, \text{МэВ}^{-1}$	$C, \text{МэВ}^{-1}$
27	0,45	0,5	181	10	0,01
63	2	0,3	231	12	0,005
115	8	0,02			

Из этой таблицы следует, что, например, для $A = 27$ будет $\rho(E) = 10$ при $E = 5$ МэВ и $\rho(E) \approx 90$ при $E = 15$ МэВ. Для $A = 181$ $\rho(E) \approx 1,8 \cdot 10^5$ при $E = 7$ МэВ и $\rho(E) = 4 \cdot 10^7$ при $E = 15$ МэВ. Ширины же уровней в среднем также растут с ростом энергии, но уменьшаются (также в среднем) с ростом массового числа. Последнее свойство наглядно объясняется тем, что при больших A движение нуклонов в ядре носит более запутанный характер. Вопрос о том, начиная с каких энергий возбуждения уровни становятся перекрывающимися, пока еще окончательно не решен. Считается, что в средних и тяжелых ядрах уровни, возбуждаемые нейтронами с энергией в несколько мегаэлектронвольт, уже перекрываются, и, следовательно, изолированные резонансы в реакциях исчезают. В легких ядрах, в которых плотность уровней невелика, изолированные резонансы могут существовать и при более высоких энергиях.

Среднее расстояние между уровнями падает и с увеличением массового числа A . Но при этом уменьшаются и ширины уровней. Поэтому резонансными свойствами при достаточно низких энергиях возбуждения обладают почти все ядра, от легких до самых тяжелых. Только легчайшие ядра с $A = 2$ и 3 не обладают резонансными уровнями.

Особенно четко резонансные реакции как с заряженными, так и с нейтральными частицами проявляются на легких ядрах. С другой стороны, например, резонансные свойства реакции (n, γ) сохраняются вплоть до самых тяжелых ядер, хотя энергии возбуждения здесь не малы (6—9 МэВ).

За последние годы большое число отчетливых резонансов открыто в реакциях с элементарными частицами. Эти резонансы будут рассмотрены в гл. VII, § 7.

В заключение отметим, что сечения ядерных реакций в области сильно перекрывающихся резонансов, вообще говоря, не являются плавными функциями энергии: они флуктуируют около своих средних значений. По внешнему виду эти *флуктуации в сечениях* можно спутать с резонансами (тем более, что ширина «флуктуационных резонансов» по порядку величины совпадает с шириной перекрывающихся уровней). Отличить флуктуации от истинных резонансов

помогает то, что флуктуационные максимумы в разных каналах располагаются при разных энергиях, в то время как истинные резонансы — при одних и тех же энергиях.

Изучение флуктуаций в сечениях позволяет в принципе определять такую нетривиальную характеристику, как ширина перекрывающихся уровней. Для примера укажем, что ширина перекрывающихся уровней ядра изотопа серы ${}_{16}\text{S}^{32}$, определенная по

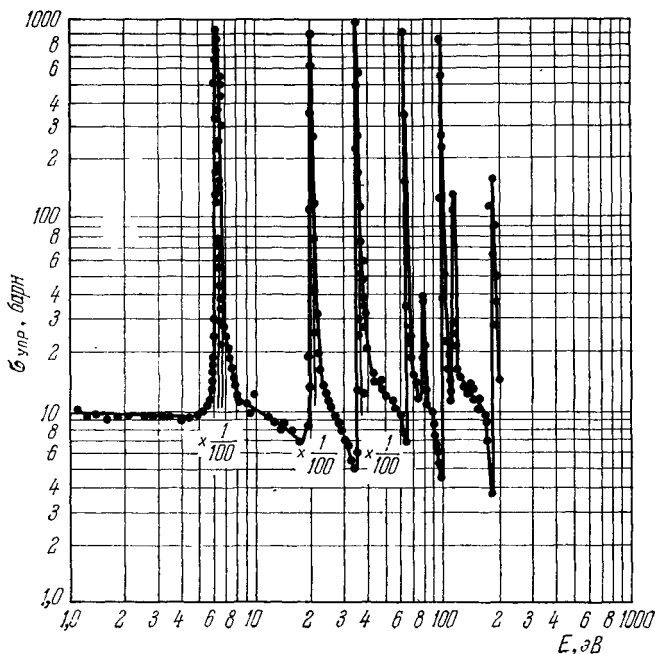


Рис. 4.12. Асимметричные резонансные пики в зависимости от энергии сечения упругого рассеяния нейтронов на ядре изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$.

Цифры 1/100 у первых трех резонансов означают, что на рисунке отложены соответствующие им сечения, умноженные на 1/100.

флуктуациям сечения реакции ${}_{15}\text{P}^{31}(\rho, \gamma){}_{16}\text{S}^{32}$ (энергия возбуждения 19 МэВ), оказалась равной приблизительно 70 кэВ.

8. Даже в окрестности резонанса форма сечения может отличаться от брейт-вигнеровской (4.43). Это наблюдается в том случае, когда, например, наряду с резонансным рассеянием имеется большой фон нерезонансного рассеяния. Для примера на рис. 4.12 приведено сечение упругого рассеяния медленных нейтронов на ядре изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{238}$. Асимметричная форма резонансных пиков есть результат интерференции резонансного и нерезонансного рассея-

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, удастся 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