

Глава 2. Околобарьерное рассеяние и слияние деформированных ядер: хаос, флуктуации и ядерные квазимолекулы

Термин «ядерное квазимолекулярное состояние» (ЯКС) был введен в физику тяжелых ионов около тридцати лет назад с целью объяснения наблюдаемых экспериментально сравнительно узких резонансных состояний, образующихся при столкновении легких ядерных систем. Понятие ЯКС подразумевает существование в ядерной системе двух или более хорошо выделенных центров, подобных ядрам в атомной молекуле. Такое сравнение образно, поскольку роль валентных электронов атомной молекулы в ядре играют нуклоны, сами являющиеся частью квазимолекулярных центров. ЯКС можно определить как состояние с необычайно большим значением спектроскопического фактора определенного канала распада (например, $^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$). Прекрасным примером ЯКС могут служить некоторые состояния ядер ^8Be и ^{12}C . Спектроскопический фактор «гантеле-образной» конфигурации двух α -частиц в основном состоянии ^8Be практически равен 1, а в спектре его возбуждения присутствует ротационная полоса отвечающая той же конфигурации. Возбужденное состояние 0^+ (7.65 МэВ) в ядре ^{12}C имеет большую приведенную ширину по отношению к распаду на три α -частицы.

В конце 60-х годов сложилось мнение [103] о том, что резонансное поведение сечений присуще возбужденным состояниям всех легких ядер вблизи соответствующего α -частичного порога развала. С другой стороны, с ростом энергии возбуждения и массы ядра, а следовательно с ростом числа степеней свободы и открытых выходных каналов, резонансный характер должен был сглаживаться. Однако, уже первые эксперименты по рассеянию тяжелых ионов $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (см. например [16]) показали наличие в энергетической зависимости полного сечения реакции сравнительно узких резонансов при большой энергии возбуждения (порядка 10 – 20 МэВ) составной ядерной системы ^{24}Mg , где плотность уровней измеряется в десятках на 1 МэВ. Дальнейшие исследования выявили подобные структуры при рассеянии более тяжелых систем [16]. Ширины наблюдаемых резонансов в околобарьерной области энергий соответствуют времени жизни примерно в сотни раз большему, чем

характерное время ядерного взаимодействия. Нестатистическая природа этих резонансов проявляется также в строгой корреляции их положения в спектрах различных каналов реакции: от упругого рассеяния, до полного слияния. Интересными свойствами обладают и угловые распределения резонансного упругого рассеяния легких ионов. Сечения рассеяния на большие углы имеют осциллирующий характер, с хорошей степенью точности описываемый полиномом Лежандра l -ого порядка. В терминах потенциального рассеяния и оптической модели можно сказать, что для узкого набора парциальных волн вблизи касательного орбитального момента l оптический потенциал оказывается «полупрозрачным».

Для объяснения этих фактов почти сразу же была выдвинута квазимолекулярная интерпретация наблюдаемых резонансов, позволившая прояснить многие характеристики резонансного взаимодействия легких ядер. Предполагалось, что двухядерная конфигурация «стабилизируется» в потенциальной яме при больших межъядерных расстояниях [104], образованной за счет сложения кулоновского, ядерного и центробежного членов в эффективной потенциальной энергии. В работе [63] Иманиши и соавторы развили модель, предложенную ранее Девисом [104], дополнив картину простого потенциального рассеяния $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ учетом (в рамках модели связанных каналов) первого возбужденного состояния 2^+ одного из ядер ^{12}C . Расширенная таким образом модель показала обнадеживающее согласие с экспериментом и послужила основой для дальнейшего развития теории тяжелоионных резонансов по пути учета большего числа возбуждаемых состояний системы (подробнее смотри обзоры [62,16]).

Изучению ядерно-молекулярных резонансов было также посвящено большое количество исследований структурных эффектов в рамках двух- или многоцентровых оболочечных моделей. В работе [105] потенциал взаимодействия для таких систем как $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ рассчитывался в двуцентровой осцилляторной модели со спин-орбитальной связью. Расчеты показали наличие потенциальной ямы при большом межъядерном расстоянии, которая может быть ответственна за появление молекулярных конфигураций. Линдер и Ларссон [106] представили оболочечные

расчеты потенциальной энергии ядерных систем ^{24}Mg , ^{32}S и показали, что потенциальная энергия как функция параметров деформации системы имеет в высшей степени сложную структуру с набором локальных минимумов, отвечающих за появление изомеров формы – сильно деформированных квазисвязанных состояний. В последние годы в связи с совершенствованием экспериментальной техники такие состояния были обнаружены у целого ряда легких ядер. Сейчас ведутся интенсивные исследования в этой области [107].

В конце 80-х начале 90-х годов в связи с развитием теории нелинейных динамических систем в физике тяжелых ионов возрос интерес к исследованию ядерных систем с сильной связью коллективных степеней свободы. Исследования устойчивости простейших динамических систем с малым числом степеней свободы продемонстрировали существование областей крайне нерегулярного (хаотического) движения. В физику вошли такие понятия как фракталы, бифуркации, катастрофы, детерминированный хаос (см., например, [85,86,108,109]). В разделе 1.6 кратко изложены основные понятия теории нелинейных динамических систем и приведены примеры их приложения к задачам физики ядра. Ниже в рамках классической модели будет показано, что образование и распад ЯКС сопровождаются переходом системы к хаотическому режиму движения, а, следовательно, могут быть причиной нерегулярностей в сечениях, наблюдаемых экспериментально. Кроме того, подход, изложенный ниже, позволяет сделать ряд важных заключений о динамике рассеяния и слияния деформированных ядер.

2.1. Полуклассическая модель столкновения деформированных ядер

Рассмотрим классическую модель столкновения тяжелых ионов, в которой ядро-снаряд налетает из бесконечности с энергией E_0 на ядро мишень, обладающее статической квадрупольной деформацией. Для простоты мы ограничиваемся плоской геометрией задачи (ось симметрии деформированного ядра всегда находится в плоскости реакции). Используемая нами модель в основных чертах совпадает с моделью, используемой в работах [55,59,64]. Гамильтониан системы имеет

следующий вид

$$H = \frac{p_r^2}{2\mu} + \frac{p_\theta^2}{2\mu r^2} + \frac{p_\varphi^2}{2J} + V(r, \xi), \quad (2.1)$$

где μ – приведенная масса, J – момент инерции ядра мишени, $\xi = \pi/2 - \theta + \varphi$, $\mathbf{r} \equiv \{r, \theta\}$ – радиус-вектор, описывающий относительное движение ядер, угол φ – угол ориентации мишени по отношению к оси пучка, p_r , $p_\theta \equiv l$ (относительный орбитальный момент) и $p_\varphi \equiv I$ (собственный момент мишени) – моменты, сопряженные координатам r , θ и φ , соответственно. Форму деформированной ядерной поверхности удобно представлять в виде мультипольного разложения радиуса (1.10). В данном случае мы ограничиваемся квадрупольным членом этого разложения для ядра мишени

$$R_2(\xi) = R_{20}(1 + \alpha_{20}Y_{20}(\xi)), \quad R_{i0} = (1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3})\text{фм}, \quad (2.2)$$

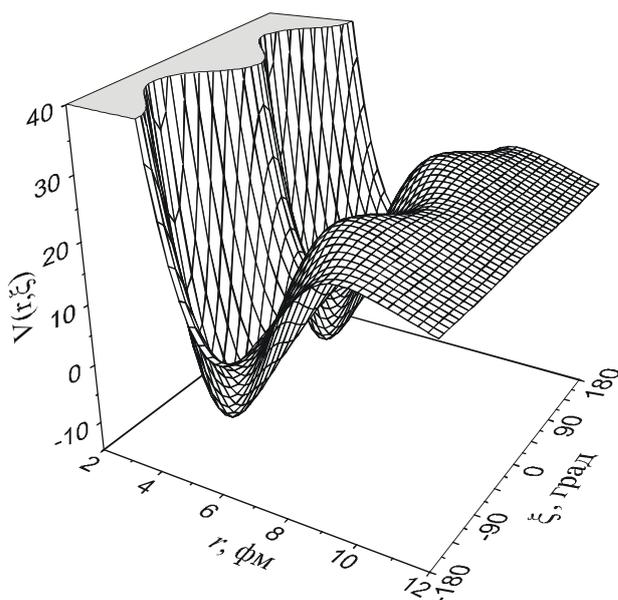


Рисунок 2.1. Потенциальная энергия взаимодействия ядер ^{28}Si и ^{24}Mg в зависимости от межъядерного расстояния r и угла взаимной ориентации ξ ядер.

здесь индекс $i = 1, 2$ соответствует ядрам снаряда и мишени, $A_{1,2}$ – массовые числа ядер, α_{20} – параметр статической квадрупольной деформации мишени.

Потенциальная энергия взаимодействия представляется в виде суммы энергий кулоновского и ядерного взаимодействий $V = V_C + V_N$. Выражение (2.2) позволяет записать кулоновскую энергию в виде разложения по мультиполям. Ограничиваясь членами первого порядка по α_{20} получим

$$V_C(r, \xi) = Z_1 Z_2 e^2 F^{(0)}(r) + \frac{Z_1 e^2}{2R_C^2} Q_2 P_2(\cos \xi) F^{(2)}(r, \xi), \quad (2.3)$$

где $Z_{1,2}$ – заряды ядер снаряда и мишени, $R_C = R_{10} + R_{20}$, $Q_2 = (3/\sqrt{5\pi})Z_2\alpha_{20}R_{20}^2$ – внутренний квадрупольный момент ядра мишени, P_2 – полином Лежандра 2-ого порядка. Функции $F^{(i)}$ определены следующим образом

$$F^{(0)}(r) = \begin{cases} \frac{1}{r}, & r > R_C, \\ \frac{1}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), & r \leq R_C, \end{cases}$$

и

$$F^{(2)}(r, \xi) = \begin{cases} \frac{R_C^2}{r^3}, & r > r' \quad R_{1\bar{\theta}} + R_{20} \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \alpha_{20} \right), \\ c_1^2(r) \frac{R_C^2}{r^3} + c_2^2(r) \frac{r^2}{R_C^3}, & r'' < r < r', \\ \frac{r^2}{R_C^3}, & r < r'' \quad R_{1\bar{\theta}} + R_{20} \left(1 - \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \alpha_{20} \right), \end{cases}$$

здесь функции $c_1(r)$ и $c_2(r)$ подобраны так, чтобы $F^{(2)}(r, \xi)$ была непрерывна вместе со своей первой производной. Фактически функции $F^{(0)}$ и $F^{(2)}$ необходимы, чтобы корректно описать кулоновское взаимодействие двух перекрывающихся ядер при малых межъядерных расстояниях.

Потенциальная энергия ядерного взаимодействия выбрана в виде потенциала proximity (см. раздел 1.5)

$$V_N(r, \xi) = 4\pi b \sigma \bar{R}(\xi) \Phi(s(r, \xi)). \quad (2.4)$$

Форма зависимости универсальной «proximity» функции Φ от параметра s при ненулевой деформации ядра мишени останется той же, а угловая зависимость войдет в параметр $s = (r - R_{10} - R_2(\xi))/b$ и в выражение для приведенного радиуса кривизны

$$\bar{R}(\xi) = \frac{R_{10}R_{20}}{R_{10} + R_{20}} \left(1 - \frac{2R_{10}}{R_{10} + R_{20}} \alpha_{20} Y_{20}(\xi) \right).$$

Гамильтониану (2.1) соответствует система из шести дифференциальных уравнений, описывающих временную эволюцию рассматриваемой ядерной системы

$$\begin{aligned}\dot{r} &= \frac{1}{\mu} p_r, & \dot{p}_r &= \frac{1}{\mu r^3} p_\theta^2 - \frac{\partial}{\partial r} V(r, \xi), \\ \dot{\theta} &= \frac{1}{\mu r^2} p_\theta, & \dot{p}_\theta &= -\frac{\partial}{\partial \xi} V(r, \xi) \frac{d\xi}{d\theta}, \\ \dot{\varphi} &= \frac{1}{J} p_\varphi, & \dot{p}_\varphi &= -\frac{\partial}{\partial \xi} V(r, \xi) \frac{d\xi}{d\varphi}.\end{aligned}\tag{2.5}$$

Известно, что система $2N$ дифференциальных уравнений (где N – число степеней свободы) в общем случае интегрируется в квадратурах, если для неё существует $2N$ первых интегралов. Отличительным свойством гамильтоновских систем является тот факт, что для их интегрируемости достаточно N первых интегралов. Примером служит частный случай, изложенный в разделе 1.1, где для $N = 2$ система уравнений имеет два первых интеграла: полная энергия E_0 и проекция полного углового момента l_z .

Учет дополнительной вращательной степени свободы одного из ядер ($N = 3$) разрушает симметрию и ведет к неинтегрируемости системы. Согласно теореме Лиувилля-Арнольда [85] фазовые траектории такой системы в общем случае уже не лежат на N -мерном торе и не являются условно-периодическими, т.е. движение системы становится нерегулярным. Степень нерегулярности в нашем случае определяется степенью деформированности ядра мишени (параметром α_{20}), или, другими словами, силой связи степеней свободы нецентральной ядерным взаимодействием. Поэтому хаотическое поведение система демонстрирует, по-видимому, только в области действия ядерных сил.

Для численного интегрирования системы гамильтоновских уравнений движения (2.5) необходимо задать начальные условия: энергию столкновения E_0 , прицельный параметр соударения ядер $b = l_{tot} / \sqrt{2\mu E_0}$, а также угол начальной ориентации ядра мишени φ_0 . Численное интегрирование уравнений (2.5) осуществлялось методом Рунге-Кутты четвертого порядка.

Анализ динамики рассеяния в рамках данной модели будем проводить на примере столкновения ядер ^{28}Si и ^{12}C с деформированными ядрами ^{24}Mg . Выбор этих систем не обусловлен какими-либо их специфическими свойствами. Как показано в работе [55], динамика рассеяния целого ряда систем (например,

${}^4\text{He} + {}^{24}\text{Mg}$, ${}^{12}\text{C} + {}^{24}\text{Mg}$, ${}^{86}\text{Kr} + {}^{24}\text{Mg}$ и др.) в рамках данного подхода демонстрирует качественное сходство.

Экспериментальные данные о квадрупольной деформации и моменте инерции основного состояния ядер взяты из работы [53] (с. 126). В частности, для ядра ${}^{24}\text{Mg}$ параметр $\alpha_{20} = 0.423$.

2.2. Локальная неустойчивость и хаотическое рассеяние

Если система демонстрирует такое поведение, при котором сколь угодно малое возмущение начальных условий приводит к сколь угодно большой расходимости фазовых траекторий в пределе бесконечного времени, то такой тип движения называют локально неустойчивым [85,86,110]. Важным свойством *перемешивания* обладают все консервативные локально-неустойчивые динамические системы. Можно дать следующее нестрогое определение: перемешивание – это крайне хаотическое заполнение доступного фазового пространства системы, при котором фазовый объем, оставаясь постоянным (теорема Лиувилля), ограничивается поверхностью все более сложной формы. Количественной мерой перемешивания наряду с величиной $\langle h \rangle$ (см. раздел 1.6) может служить корреляционная функция

$$\mathfrak{R}(f, g; \tau) = \langle f(z(t+\tau))g(z(t)) \rangle - \langle f(z(t)) \rangle \langle g(z(t)) \rangle, \quad (2.6)$$

где $f(z)$ и $g(z)$ – две произвольные интегрируемые функции, τ – временной сдвиг. Перемешиванию соответствует затухание корреляторов в пределе $\tau \rightarrow \infty$, т.е. $\lim_{\tau \rightarrow \infty} \mathfrak{R}(f, g; \tau) = 0$. Корреляционная функция (2.6) показывает насколько значения функций вычисленные в моменты времени t и $t + \tau$ связаны между собой. Для регулярного движения функция $\mathfrak{R}(\tau)$ постоянна или осциллирует, а для хаотического экспоненциально затухает.

Определенные выводы о динамике рассеяния ядер ${}^{28}\text{Si} + {}^{24}\text{Mg}$ можно сделать, проведя аналогию с динамикой частиц в бильярде. Поведение частиц в бильярде наглядно демонстрирует появление локальной неустойчивости решений и перемешивания фазовых траекторий. На рисунке 2.2а схематически показано как возникает расходимость двух близких в начальной точке лучей при их перерассея-

нии на сферах. Если обозначить через $\delta\phi$ угол отклонения луча после первого рассеяния, то, как показано в [85], после следующего рассеяния он будет равен

$$\delta\bar{\phi} \sim K\delta\phi, \quad K \sim r/R, \quad (2.7)$$

где R – радиус рассеивающих сфер, а r – характерное расстояние между сферами. Если параметр $K > 1$, то многократное рассеяние на сферах приведет к потере информации о начальном состоянии. В работе [85] также показано, что если динамика системы подчиняется закону (2.7), то корреляционная функция может быть записана в виде $\mathfrak{R} \sim K^{-n} \exp(-n \ln K)$, где n – число актов рассеяния. Переходя к непрерывному времени $t = n t_0$, где характерное время $t_0 = r/v$, получаем

$$\mathfrak{R}(t) \sim \exp\left(-\frac{t}{t_0} \ln \frac{r}{R}\right), \quad (2.8)$$

откуда характерное время расщепления корреляций $\tau_{dec} = t_0 / \ln(r/R)$.

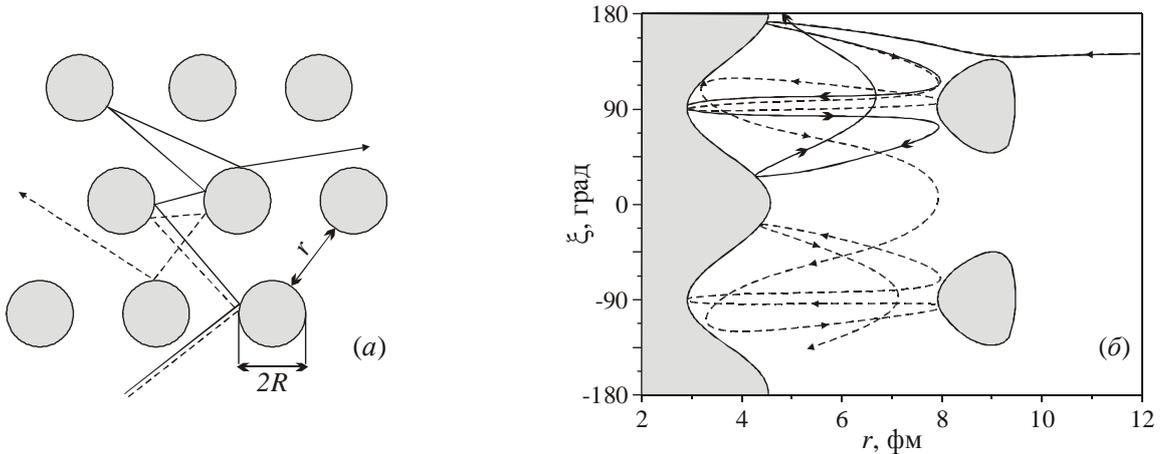


Рисунок 2.2. Расхождение близких траекторий при рассеянии лучей на системе сфер (а) и при рассеянии ядер $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{цм} = 25$ МэВ (б).

На рисунке 2.2б в зависимости от координат r и ξ изображены линии равного потенциала ($V(r, \xi) = 25$ МэВ) ядерной системы $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$, заштрихованные участки – классически недоступные области для движения с энергией 25 МэВ, т.е. области, где $V(r, \xi) > E_{цм} = 25$ МэВ. Видно, что структура потенциала близка по форме к бильярду, а, следовательно, можно, исходя из формулы (2.8), получить грубую оценку характерного времени затухания корреляций τ_{dec} для траекторий системы, не выходящих из области взаимодействия. Несмотря на разные единицы

измерения по осям на Рис. 2.2б, можно приближенно оценить среднее отношение $r/R \approx 3$. Глубина потенциального кармана для данной системы составляет примерно -10 МэВ (см. Рис. 2.1). Если считать потенциальную яму прямоугольной с глубиной $V_0 \approx \frac{1}{2}(E_{цм} + 10) = 17.5$ МэВ, тогда скорость движения частицы составит $v = \sqrt{2V_0/\mu} = 0.054 c$, откуда $t_0 = r/v \approx 25 \cdot 10^{-23}$ сек. Таким образом, времена затухания корреляций в системе $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при околобарьерных энергиях составляет $\tau_{dec} \approx 20 \cdot 10^{-23}$ сек. Если ядра проводят в области взаимодействия время большее τ_{dec} , то их движение становится хаотичным. Время τ_{dec} порядка характерных времен ядерного взаимодействия и значительно меньше (как показано ниже) времен жизни квазимолекулярных состояний, образующихся при столкновении ядер $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$.

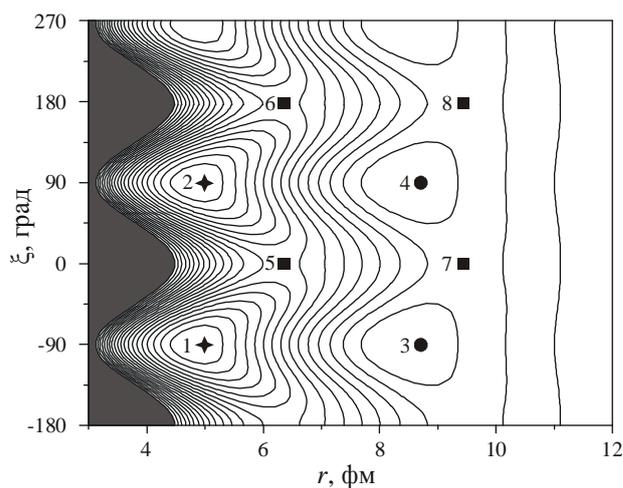


Рисунок 2.3. Топография потенциальной энергии взаимодействия ядра ^{28}Si с деформированным ядром ^{24}Mg в зависимости от относительного расстояния r и угла взаимной ориентации ξ . На рисунке указаны особые точки: эллиптического типа (1,2), гиперболического типа (3,4) и точки смешанного типа (5,6,7,8).

Рельеф потенциальной поверхности играет важную роль в динамике нелинейной системы. На рисунке 2.3 изображены линии равного потенциала взаимодействия $V(r, \xi)$ ядер ^{28}Si и ^{24}Mg , а также отмечены особые точки: эллиптического типа (минимумы 1,2), гиперболического типа (максимумы 3,4) и точек смешанного типа (седловые точки 5,6,7,8), присутствие которых характерно для систем с несколькими степенями свободы. Известно, что фазовые траектории вблизи гиперболической точки, а тем более в области действия нескольких особых точек, неустойчивы. Однако сильная связь всех степеней свободы в данном случае и перераспределение между ними энергии приводят к тому, что рельеф эффективной потенци-

альной энергии постоянно изменяется ($l = p_{\theta} \neq const$). Поэтому очень сложно выявить роль той или иной особой точки в процессе столкновения ионов.

2.3. Динамика столкновения. Квазимолекулярные состояния

В данном разделе на примере одной характерной траектории проследим за динамикой рассеяния ядер ^{28}Si (деформацией которых мы пренебрегли) на деформированной мишени ^{24}Mg ($\alpha_{20} = 0.423$).

На рисунках 2.4, 2.5 и 2.6 одна и та же траектория изображена в различных

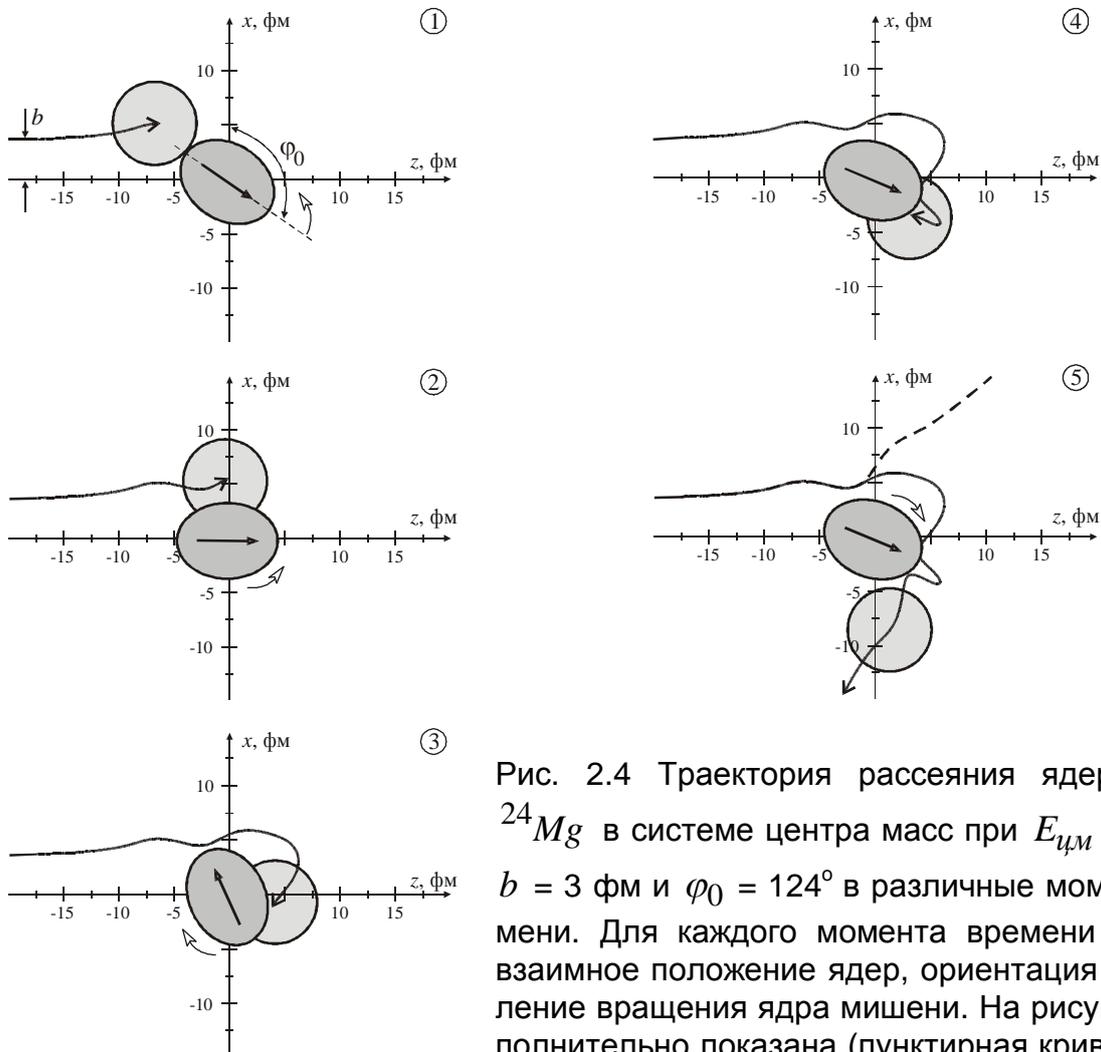


Рис. 2.4 Траектория рассеяния ядер $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ в системе центра масс при $E_{ц.м} = 30$ МэВ, $b = 3$ фм и $\varphi_0 = 124^\circ$ в различные моменты времени. Для каждого момента времени показаны взаимное положение ядер, ориентация и направление вращения ядра мишени. На рисунке (5) дополнительно показана (пунктирная кривая) траектория рассеяния сферических ядер $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при тех же параметрах.

координатах в различные моменты времени. Пронумерованные точки на Рис. 2.5 и

2.6 соответствуют тем же моментам времени, что и пронумерованные рисунки 2.4: точка 1 траектории соответствует входу в область взаимодействия, точки 2, 3 и 4 –

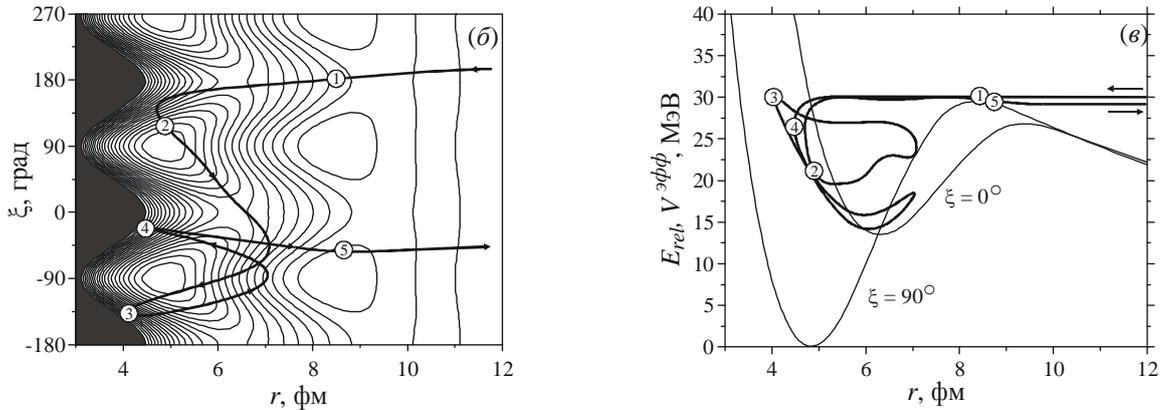


Рисунок 2.5 (а) – траектория рассеяния, та же что на Рис. 2.4 в координатах $\{r, \xi\}$, топография соответствует эффективной потенциальной энергии. (б) – изменение во времени энергии относительного движения ядер E_{rel} ($E_{rel} + E_{rot} = const$), для двух значений угла ξ изображена эффективная потенциальная энергия $V^{эфф}(r, \xi)$. На всех рисунках цифрами обозначены одни и те же моменты времени, соответствующие временам на Рис. 2.4.

моменты первого, второго и третьего соударений с внутренней стенкой эффективно-го потенциала, точка 5 – точка выхода из области ядерного взаимодействия.

На рисунках 2.4, 2.5 и 2.6 для наглядности приведена относительно простая траектория, когда ядра проводят небольшое время в области взаимодействия. Для сравнения крупным пунктиром на рисунках 2.4(точка 5) и 2.6а изображена траектория, соответствующая рассеянию на сферической мишени. Видно, что время взаимодействия со сферической мишенью составляет примерно 50×10^{-23} сек, а время рассеяния на деформированной мишени для данного случая в 5 раз больше. Существуют такие углы начальной ориентации мишени φ_0 , при которых время взаимодействия ядер в сотни раз превышает характерное время ядерного взаимодействия, а траектории в области взаимодействия становятся предельно запутанными. Такое долгоживущее состояние системы будем называть *ядерным квазимолекулярным состоянием* (ЯКС).

Траектория на рисунке 2.5 в области взаимодействия демонстрирует характерное для ЯКС поведение – многократное столкновение с потенциальными стен-

ками (Рис. 2.5а), сопровождающееся перераспределением энергии между различ-

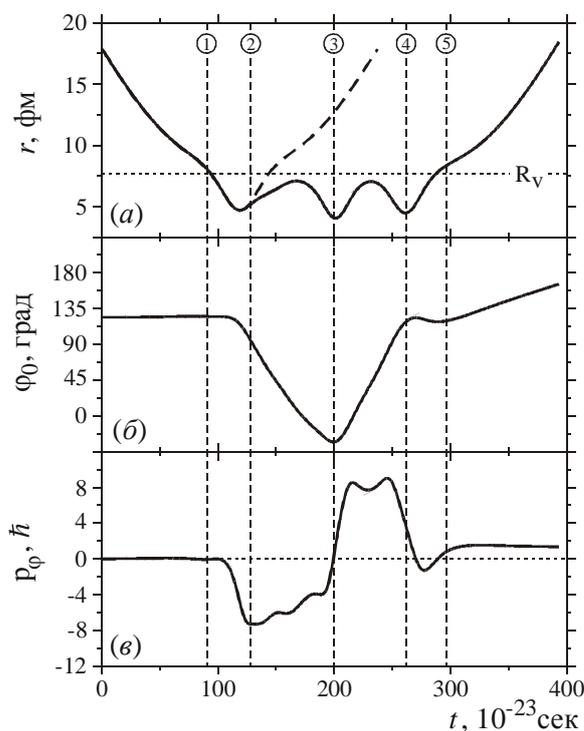


Рисунок 2.6 (а) – изменение во времени относительного расстояния между ядрами для той же траектории, что и на рисунке 2.4, (б) – тоже что и (а) для угла ориентации мишени, (в) – тоже что и (а) для собственного момента вращения ядра мишени. Пунктирная кривая на Рис. (а) – траектория рассеяния сферических ядер с теми же параметрами.

ными степенями свободы (Рис. 2.5б). Из рисунка 2.6в, в частности, видно, что каждое соударение сопровождается сменой направления вращения ядра мишени (смена на знак p_φ).

Как было показано в предыдущем разделе, время затухания корреляций в системе τ_{dec} мало по сравнению со временем жизни ЯКС, поэтому распад такого состояния фактически не зависит от входного канала. Асимптотические значения энергии относительного движения и собственного углового момента мишени изменяются во всем диапазоне доступных величин, а угловое распределение продуктов распада ЯКС изотропно в системе центра масс.

2.4. Флуктуации функций угла отклонения и переданного момента при хаотическом рассеянии ядер

Локальная неустойчивость траекторий рассеяния ядер находит свое проявление в зависимости функций угла отклонения Θ и переданного момента p_φ от параметров системы: прицельного параметра b , энергии столкновения E_0 и угла на-

чальной ориентации мишени φ_0 . В работах [55,64] в рамках близких по духу моде-

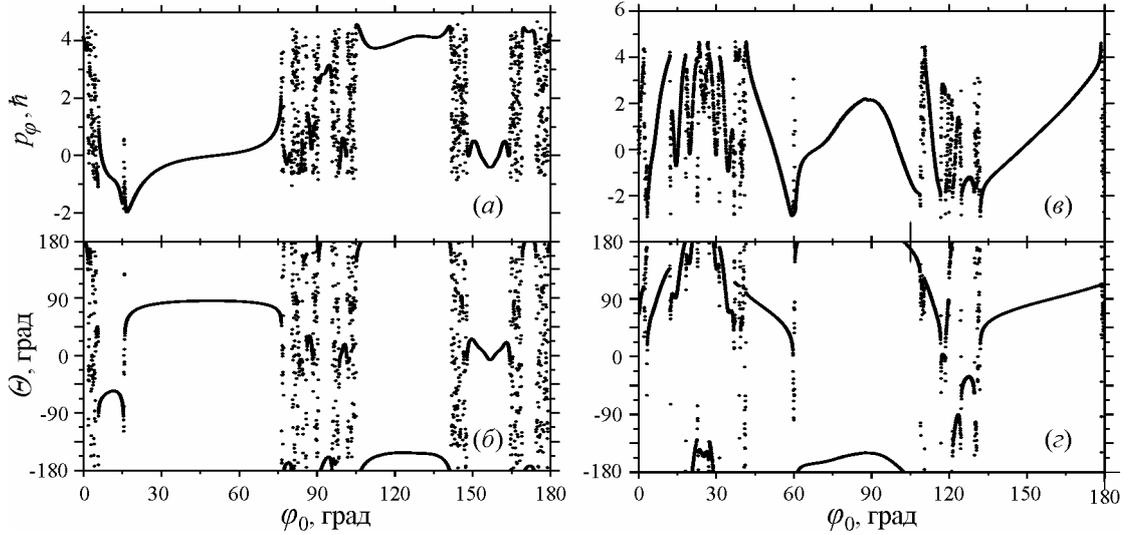


Рисунок 2.7 (а) – функция переданного углового момента p_φ в зависимости от угла φ_0 для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{\text{цм}} = 30$ МэВ и $b = 3.5$ фм. (б) – угол отклонения Θ в зависимости от φ_0 для той же реакции, что и (а). (в, г) – то же, что (а, б) для реакции $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ при $E_{\text{цм}} = 16$ МэВ и $b = 2$ фм.

лей были исследованы зависимости этих функций от угла начальной ориентации φ_0 для различных ядерных систем. В частности, было показано, что при ненулевой деформации ядра мишени функции $\Theta(\varphi_0)$ и $p_\varphi(\varphi_0)$ содержат участки регулярного и хаотического характера. Причем хаотические участки соответствуют образованию и распаду долгоживущих ЯКС двойной ядерной системы. На рисунке 2.7, в качестве примера, приведены графики функций $\Theta(\varphi_0)$ и $p_\varphi(\varphi_0)$ для реакций $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ и $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$. Как видно из Рис. 2.7 функции $\Theta(\varphi_0)$ и $p_\varphi(\varphi_0)$ демонстрируют свойства, присущие фракталам – множествам с размерностью Хаусдорфа D , неравной их топологической размерности $D_T = 1$. На данный момент нет строгого определения фрактала. В работе [111] фрактал определяется как объект, состоящий из частей, которые «в каком-то смысле подобны целому». Это типичное свойство продемонстрировано на рисунке 2.8, где изображена функция угла отклонения $\Theta(\varphi_0)$ для реакции рассеяния $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ с прицельным параметром $b = 3.5$ фм и энергией $E_{\text{цм}} = 30$ МэВ для различных диапазонов угла начальной ориентации φ_0 . Мы видим, что с увеличением масштаба по φ_0 характер зависимости $\Theta(\varphi_0)$ остается не-

изменным – участки регулярного движения продолжают сосуществовать наряду с участками хаотического рассеяния.

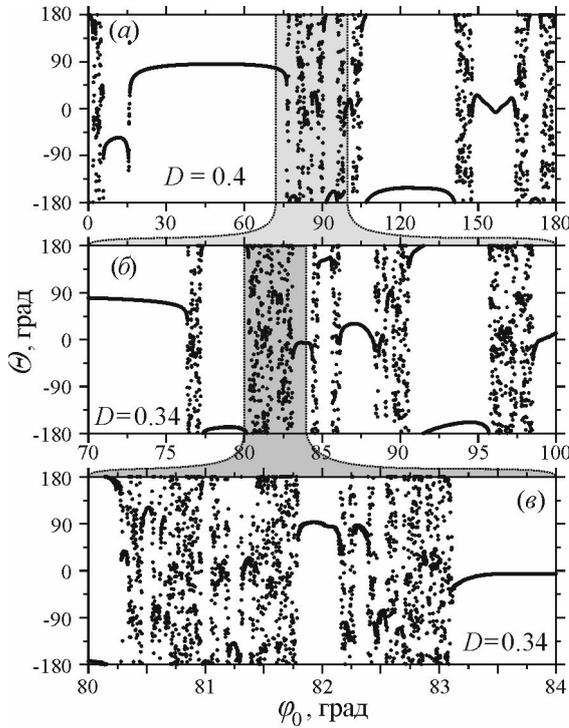


Рисунок 2.8. Функция угла отклонения для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{\text{ц.м}} = 30$ МэВ и $b = 3.5$ фм для разных интервалов угла начальной ориентации мишени φ_0 . Для каждого интервала указано значение размерности D функции $\Theta(\varphi_0)$, определенное численно.

Определим размерность D фрактальной функции $\Theta(\varphi_0)$ при различных значениях параметров системы и покажем, что величина D может служить мерой хаотичности и локальной неустойчивости для рассматриваемой ядерной системы. Строгое определение размерности D может быть найдено, например, в работах [108,109,112]. В нашем частном случае для определения размерности Хаусдорфа воспользуемся методом «подсчета клеток» (см., например, [109]). Для этого разделим плоскость $\{\Theta, \varphi_0\}$ на $N \times N$ квадратов со стороной δ . Определим число квадратов ΔN необходимых, чтобы покрыть все точки кривой $\Theta(\varphi_0)$. Тогда асимптотическое значение ΔN в пределе малых δ определяется формулой

$$\Delta N(\delta) = C \delta^{-D}, \quad (2.9)$$

где C – некоторая константа, а D – размерность Хаусдорфа. Можно показать, что для непрерывной линии значение $D = 1$. Таким образом, если $\Theta(\varphi_0)$ – монотонная функция угла φ_0 , т.е. характер динамики столкновения регулярный, то ее размерность равна 1. Глобальный хаос в системе наступает, когда размерность $D = 0$. В

этом случае функция $\Theta(\varphi_0)$ представляет собой множество отдельных точек, топологическая размерность которых равна нулю. На рисунке 2.8, в частности, для каждого участка $\Delta\varphi_0$ вычислены значения размерности D , которая остается примерно постоянной при дальнейшем укрупнении масштаба, что характерно для фракталов. Численное определение величины D производилось с точностью порядка 10%.

Исследуем зависимость размерности D функции $\Theta(\varphi_0)$ (далее везде будем говорить о D как о размерности $\Theta(\varphi_0)$) от величины деформации ядра мишени α_{20} и прицельного параметра соударения b . Как было показано выше, связь относительных и вращательной степеней свободы определяется величиной α_{20} . Поэтому, при $\alpha_{20} = 0$, когда все степени свободы независимы (т.е. переменные разделяются), функция $\Theta(\varphi_0)$ есть постоянная величина для каждого фиксированного значения b , в том числе, и для параметра орбитирования b_{orb} . Значение фрактальной размерности $D = 1$ в этом случае соответствует регулярной динамике рассеяния.

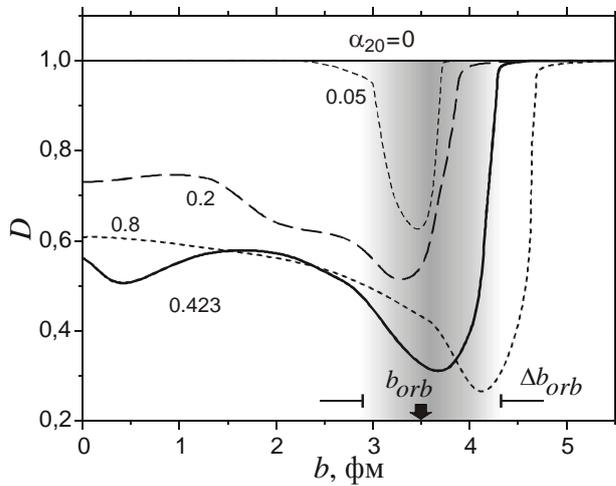


Рисунок 2.9. Размерность Хаусдорфа D для функции $\Theta(\varphi_0)$ в зависимости от прицельного параметра соударения для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{цм} = 30$ МэВ. Кривые – функция $D(b)$ при различных значениях параметра деформации мишени α_{20} (указаны у каждой кривой). Стрелкой показано значение параметра орбитирования для $\alpha_{20} = 0$, заштрихованная область – интервал орбитирования при $\alpha_{20} = 0.423$.

Картина меняется при $\alpha_{20} \neq 0$. На рисунке 2.9 приведены графики зависимости размерности D от прицельного параметра b при различных значениях α_{20} для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{цм} = 30$ МэВ. Мы видим, что в случае малых деформаций вблизи параметра орбитирования b_{orb} образуется область хаотического рассеяния Δb_{orb} , увеличивающаяся с ростом α_{20} . Как мы уже знаем, нерегу-

лярность функции угла отклонения связана с образованием и распадом ЯКС, близких по природе к состояниям орбитирования. Поэтому можно сформулировать следующую важную теорему:

1. При малых $\alpha_{20} \ll 1$ для любого b из некоторого интервала прицельных параметров Δb_{orb} можно найти начальный угол ориентации мишени $\tilde{\varphi}_0$ такой, что угол рассеяния $\Theta(b, \tilde{\varphi}_0) \rightarrow -\infty$, при этом фрактальная размерность $D(b \in \Delta b_{orb}) < 1$.

2. При больших $\alpha_{20} \leq 1$ угол $\tilde{\varphi}_0$ существует для любого $b \in [0, b_{gr}]$ (здесь b_{gr} – параметр касательного столкновения), а функция $D(b)$ имеет минимум при $b \in \Delta b_{orb}$.

Суть первого утверждения заключается в том, что при ненулевой деформации мишени происходит «размытие» параметра орбитирования b_{orb} на некоторый «интервал орбитирования» Δb_{orb} . Это проиллюстрировано на рис. 2.10, где функция угла отклонения $\Theta(b)$ для реакции ^{28}Si (2.2 МэВ/нуклон) + ^{24}Mg построена для различных значений параметра α_{20} . Значение угла Θ для каждого b вычислялось

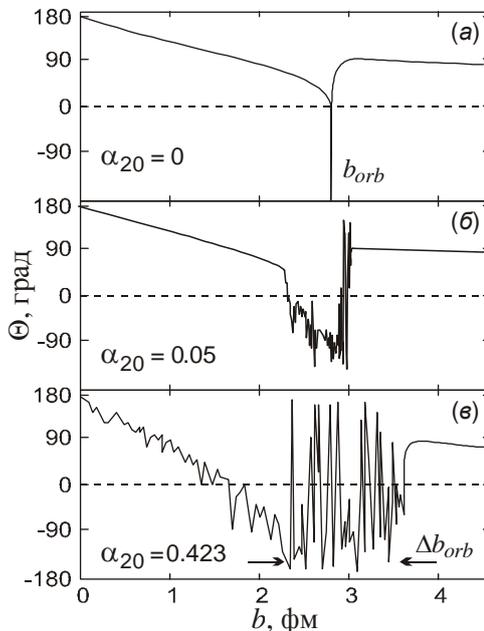


Рис. 2.10. Функция угла отклонения $\Theta(b)$ в зависимости от прицельного параметра для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{цм} = 28$ МэВ и различных параметрах деформации мишени $\alpha_{20} = 0$ (а), $\alpha_{20} = 0.05$ (б) и $\alpha_{20} = 0.423$ (в). Углы рассеяния по модулю большие 180° преобразовывались так, чтобы их значения лежали в интервале $[-180^\circ, 180^\circ]$.

усреднением по начальным ориентациям мишени. Ширина интервала орбитирования пропорциональна параметру деформации мишени $\Delta b_{orb} \approx 3/2 \sqrt{5/4\pi} \alpha_{20} b_{orb}$, а его положение смещено относительно b_{orb} в сторону больших прицельных пара-

метров и меньшего поглощения, а значит, процессы орбитирования (процессы распада ЯКС) будут давать больший (по сравнению с рассеянием сферических ядер) парциальный вклад в сечение упругого и неупругого рассеяния и приводить к появлению в угловых распределениях симметричной компоненты, характерной для орбитирования. Этот эффект наблюдается экспериментально [62,113-116] и подробнее рассмотрен в разделе 2.6.

Второе утверждение отражает факт перехода системы к преимущественно хаотическому рассеянию при больших деформациях мишени (функция $D(b)$ на рисунке 2.9 при $\alpha_{20}=0.8$), причем функция угла отклонения $\Theta(\varphi_0)$ для $b \in \Delta b_{orb}$ становится крайне нерегулярной, что подтверждается общим уменьшением ее фрактальной размерности D .

С ростом энергии столкновения E_0 области хаоса в функции $\Theta(\varphi_0)$ становятся меньше и полностью исчезают, когда уменьшение энергии относительного движения (за счет возбуждения вращательных степеней свободы) не достаточно для их захвата в потенциальном кармане. В силу простоты модели и учета лишь одной дополнительной степени свободы значение предельной энергии E_0 в рамках данной модели получается несколько заниженным в сравнении с энергией, при которой исчезают флуктуации в экспериментальных сечениях.

С ростом момента инерции деформированного ядра мишени J хаотический режим рассеяния также исчезает, т.к. при этом уменьшается передаваемая во вращательную степень свободы энергия и, следовательно, уменьшается время взаимодействия.

2.5. Статистические закономерности в сечениях ядерных реакций

При взаимодействии легких ионов с энергиями вблизи кулоновского барьера сечения большинства каналов реакции демонстрируют резонансный характер. Хорошо известно, что в сечениях реакций, идущих через возбуждение некоторого промежуточного состояния $|\alpha\rangle$, должны наблюдаться флуктуации [117]. Если энергия возбуждения промежуточной системы больше нуля, то состояние $|\alpha\rangle$ является ре-

зонансом с шириной $\Gamma_\alpha = \hbar/\tau_\alpha$, где τ_α – среднее время жизни резонанса. Парциальное сечение процесса, протекающего с заселением промежуточного состояния $|\alpha\rangle$, выражается брейт-вигнеровской амплитудой

$$f(E, E_\alpha) \propto \frac{1}{(E - E_\alpha) + i\Gamma_\alpha/2}. \quad (2.10)$$

При высоких энергиях возбуждения часто имеет место перекрытие большого числа резонансных состояний, когда среднее расстояние между уровнями меньше ширины Γ_α . В этом случае происходит когерентное возбуждение перекрывающихся уровней, поэтому полное сечение процесса должно быть представлено в виде когерентной суммы вкладов всех этих состояний

$$\sigma_{ij}(E) \propto \left| \sum_\alpha \frac{\Gamma_{i\alpha} \times \Gamma_{j\alpha}}{(E - E_\alpha) + i\frac{1}{2}\Gamma_\alpha} \right|^2, \quad (2.11)$$

здесь $\Gamma_{i\alpha}$ и $\Gamma_{j\alpha}$ – парциальная ширина распада резонанса $|\alpha\rangle$ в i, j -й канал, при этом $\sum_\alpha \Gamma_{i\alpha} = \Gamma_\alpha$. К дополнительному уширению интервала когерентности приводит разброс энергии ΔE в пучке. Как показано в [117] усреднение по N возбуждаемым промежуточным состояниям системы приводит к флуктуациям в сечениях $\sigma_{ij} = \bar{\sigma}_{ij} (1 \pm 1/\sqrt{N})$, т.е. флуктуации будут тем меньше, чем больше число возбуждаемых промежуточных состояний. Таким образом, появление в сечении резких флуктуаций при больших энергиях возбуждения для легких ядер говорит, по всей видимости, о существовании уровня возбуждающегося не когерентно с близлежащими, имеющего совершенно отличную структуру, например квазимолекулярную.

Анализ области когерентности удобно проводить с помощью автокорреляционной функции $C(\varepsilon)$ для сечений. С учетом (2.11) функция $C(\varepsilon)$ равна

$$C(\varepsilon) = \frac{\langle \sigma_{ij}(E)\sigma_{ij}(E + \varepsilon) \rangle - \langle \sigma_{ij}(E) \rangle \langle \sigma_{ij}(E + \varepsilon) \rangle}{\langle \sigma_{ij}(E) \rangle^2} = \frac{\Gamma^2}{\varepsilon^2 + \Gamma^2}, \quad (2.12)$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по энергии. Значения ширины Γ , извлеченные из эксперимента, для разных по природе процессов имеют разную величину, что позволяет разделять резонансы составного ядра и, в частности, квазимолекулярные состояния. Образование составного ядра предполагает полную релаксацию кинетиче-

ской энергии относительного движения и переход системы в равновесное состояние. Распад обычного состояния по выходному каналу представляется затруднительным, а значит, время жизни резонанса по отношению к этому каналу должно быть очень большим, величина $\Gamma_{j\alpha}$ и вклад в сечение мал. Если промежуточное состояние представляет собой ЯКС, то парциальная ширина его распада через входной канал значительно выше.

Значения полных ширин извлеченные из анализа автокорреляционной функции (2.12) для таких систем как $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [118], $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ [119] лежат в диапазоне 100 – 400 кэВ, что соответствует времени жизни порядка $10^{-21} \div 10^{-20}$ сек. Эти и другие косвенные данные (например, измерение момента инерции распадающейся системы) свидетельствуют о квазимолекулярной природе наблюдаемых резонансов.

В рамках классической модели ядро-ядерного рассеяния, излагаемой в этой главе, информация о среднем времени жизни квазимолекулярного состояния может быть получена из анализа функции распределения по времени взаимодействия $P(t)$ сталкивающихся ядер. Классическая автокорреляционная функция $C(\varepsilon)$ в этом случае есть Фурье-образ от функции $P(t)$

$$C(\varepsilon) = \left| \int P(t) e^{i\varepsilon t} dt \right|^2, \quad (2.13)$$

при этом если $P(t) \sim \exp(-\hbar\Gamma_{cl}t)$, то автокорреляционная функция имеет форму лоренциана – $C(\varepsilon) = \Gamma_{cl}^2 / (\varepsilon^2 + \Gamma_{cl}^2)$. На рисунке 2.11 изображены функции $P(t)$ и $C(\varepsilon)$ для системы $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$, рассчитанные при энергии $E_{цм} = 17$ МэВ и прицельном параметре соударения $b = 3$ фм. Соответствующее значение извлеченной ширины когерентности равно $\Gamma_{cl} = 260$ кэВ.

Как сказано выше, экспериментальные значения резонансных ширин определяются по формуле (2.12) с усреднением сечения на некотором интервале начальной энергии $E_{цм}$. В работе [120] показано, что размеры этого интервала при взаимодействии тяжелых ионов должны лежать в диапазоне 1 – 2 МэВ. Произведем усреднение функции распределения $P(t)$, представленного на рисунке 2.11, по энергии в указанном интервале и подставим полученную функцию $\langle P(t) \rangle_{\Delta E}$ в выраже-

нии (2.13). Усредненное значение ширины автокорреляционной функции составляет $\bar{\Gamma}_{cl} = 285$ кэВ, что находится в удовлетворительном согласии с эксперименталь-

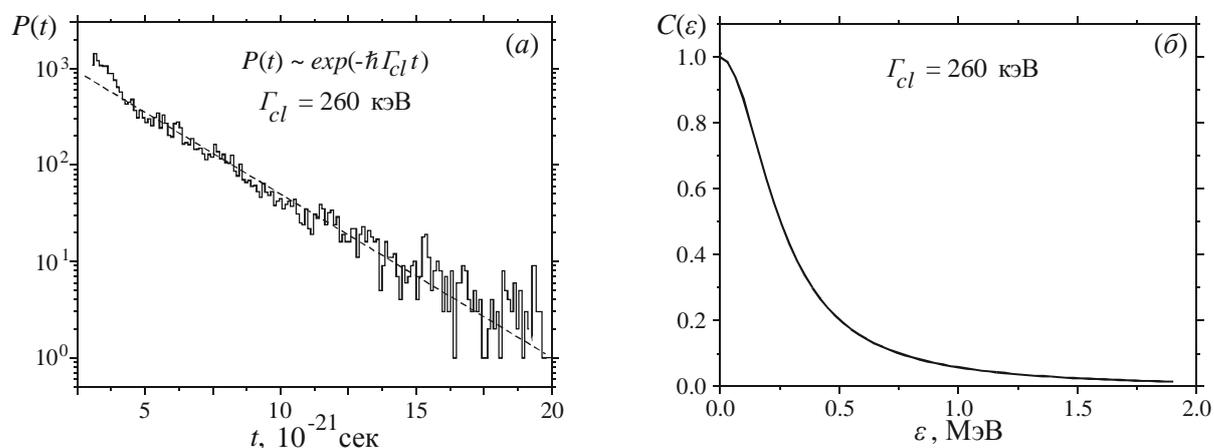


Рисунок 2.11 (а) – распределение по времени взаимодействия $P(t)$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ при $E_{цм} = 17$ МэВ и $b = 3$ фм, (б) – автокорреляционная функция $C(\varepsilon)$, рассчитанная на основе $P(t)$.

ным значением $\bar{\Gamma}_{exp} = 380$ кэВ, полученным для той же системы [119], но при несколько большей энергии столкновения.

Классическая ширина когерентности Γ_{cl} демонстрирует сильную зависимость от относительного орбитального момента l сталкивающихся ядер (т.е. от прицельного параметра b). На рисунке 2.12а приведены функции распределения времени взаимодействия для системы $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при энергии $E_{цм} = 30$ МэВ для двух значений b . Быстрый спад функции $P(t, b = 2$ фм) свидетельствует о том, что среднее время жизни квазимолекулярных состояний с малым угловым моментом, образующихся в центральных столкновениях, значительно меньше времени жизни тех, которые образуются в периферических столкновениях. На рисунке 2.12б приведена зависимость когерентной ширины Γ_{cl} от прицельного параметра b . Видно, что минимальное значение Γ_{cl} принимает в области прицельных параметров $b \in \Delta b_{orb}$ (см. Рис. 2.9). Абсолютные значения ширин когерентности в этом интервале свидетельствует о том, что экспериментально наблюдаются распады долгоживущих ЯКС, образованных в столкновениях именно из этого диапазона прицельных параметров. В частности, из данных по упругому и неупругому рассеянию на большие углы [113 –

116] следует, что основной вклад в дифференциальное сечение рассеяния в диапазоне углов $90^\circ \div 180^\circ$ определяется парциальными волнами с большими $l \approx l_{gr}$ (здесь l_{gr} соответствует касательному столкновению).

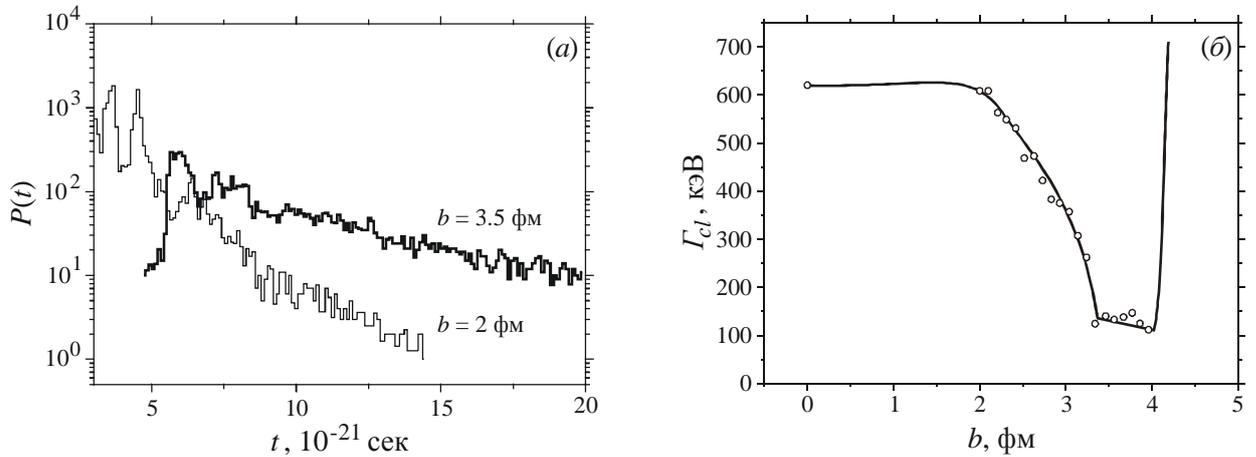


Рисунок 2.12 (а) - функция $P(t)$ для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при $E_{ц.м.} = 30$ МэВ для двух значений $b = 2$ и 3.5 фм. (б) - зависимость от прицельного параметра классической ширины когерентности Γ_{cl} для той же реакции. Точки соответствуют реальному расчету Γ_{cl} , кривая проведена для.

Большое время жизни ЯКС, образующихся в периферических столкновениях, при околобарьерных энергиях в рамках данной модели обусловлено присутствием центробежного барьера и передачей значительной энергии во вращательную степень свободы. Переданный орбитальный момент в этом случае невелик, вследствие чего центробежный барьер почти не разрушается.

Отметим также, что для определения среднего значения $\bar{\Gamma}_{cl}$ необходимо осуществить усреднение и по некоторому интервалу прицельных параметров, дающих вклад в сечение. Однако нет четкого критерия для однозначного определения этого интервала. Кроме того, из рисунка 2.12б видно, что величина ширины Γ_{cl} мало меняется в области периферических столкновений, дающих максимальный вклад в сечение рассеяния.

2.6. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния

Как было показано в разделе 2.3, образование и эволюция квазимолекулярно-

го состояния при ядро-ядерных столкновениях сопровождается интенсивным перераспределением кинетической энергии между всеми степенями свободы. По сути дела процесс рассеяния носит глубоко-неупругий характер, а дифференциальные сечения рассеяния демонстрируют присущие этому процессу свойства.

В рамках классической модели столкновения деформированных ядер были рассчитаны энергетические и угловые распределения, а также парциальные сечения неупругого рассеяния для реакций $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ и $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ при околобарьерных энергиях. В данной модели можно выделить два канала: канал упругого рассеяния и инклюзивный канал неупругого рассеяния. Рассеяние считалось упругим (неупругим), если энергия возбуждения ^{24}Mg после рассеяния остается меньше (больше) половины экспериментальной энергии первого ротационного уровня $\hbar\omega^{(2+)}/2 \approx 0.7$ МэВ. Парциальные сечения рассчитывались по формуле

$$\frac{d\sigma_{el(in)}}{db}(b) \approx 2\pi b P_{el(in)}(b) = 2\pi b \frac{\Delta N_{el(in)}}{N_{tot}(b)}, \quad (2.14)$$

где $P_{el(in)}(b)$ - вероятность упругого (неупругого) рассеяния при столкновении с прицельным параметром b , выражаемая через отношение числа упруго (неупруго) рассеянных ядер $\Delta N_{el(in)}$ к полному числу событий N_{tot} , разыгранных при данном b . Аналогично вычислялось двойное дифференциальное сечение рассеяния в телесный угол $\Delta\Omega_{\psi\mu}$ с энергией в интервале $(E_{\psi\mu}, E_{\psi\mu} + \Delta E_{\psi\mu})$

$$\frac{d^2\sigma_{el(in)}}{dE d\Omega}(E_{\psi\mu}, \theta_{\psi\mu}) \approx \int_0^{\infty} \frac{2\pi b db}{2\pi \sin\theta_{\psi\mu} \Delta\theta_{\psi\mu} \Delta E_{\psi\mu}} \frac{\Delta N_{el(in)}}{N_{tot}(b)}. \quad (2.15)$$

Дополнительное интегрирование выражения (2.15) по энергии или углу дает, соответственно, полное энергетическое $d\sigma/dE(E)$ или угловое $d\sigma/d\Omega$ распределения.

Большое время жизни квазимолекулярного состояния, локальная неустойчивость фазовых траекторий, а также быстрое время расцепления корреляций в системе приводит к тому, что распад ЯКС в системе центра масс происходит изотропно по направлению вылета и к присутствию симметричной компоненты в угловом спектре.

Как упоминалось выше, экспериментально измеренные угловые распределения упругого рассеяния легких ядер на большие углы имеют осциллирующий характер [62,113-116], который отвечает вкладу определенной парциальной волны l (т.е. $d\sigma/d\Omega \sim |P_l(\cos\theta_{ц.м.})|^2$), соответствующей касательному столкновению. В классической модели в упругом спектре появление именно изотропной компоненты будет соответствовать квантовым осцилляциям. Однако классическое сечение оказывается переоцененным по абсолютному значению, поскольку в используемой модели учтены не все неупругие каналы, дающие вклад в эффективное поглощение в упругом канале.

В работах [121,122] для нескольких реакций с участием легких ядер измерены дифференциальные сечения неупругого рассеяния $d\sigma/d\Omega$, проинтегрированные по энергии выходных фрагментов. Было показано, что при больших углах вылета в *ц.м.* системе сечение $d\sigma/d\Omega(\theta_{ц.м.})$ ведет себя пропорционально $1/\sin\theta_{ц.м.}$. Такое поведение сечения характерно для «орбитирующих» ядерных систем. Обычно эти процессы сильно подавлены в упругом и квазиупругих каналах из-за сильного поглощения, но проявляются в каналах глубоко-неупругого рассеяния, сопряженного со значительными передачами массы и потерями кинетической энергии (см. раздел 1.1 и Рис. 1.4б). С другой стороны, как было показано в разделе 2.4, учет деформации ядра мишени приводит к расширению области орбитирования Δb_{orb} в сторону больших прицельных параметров. Столкновения при этих b характеризуются меньшим поглощением и большим парциальным вкладом этих процессов в дифференциальное сечение упругого и неупругого рассеяния. На рисунке 2.13а изображены рассчитанные в рамках данной модели дифференциальные сечения (точки) $d\sigma/d\Omega(\theta_{ц.м.})$ неупругого рассеяния на большие углы для реакций $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ и $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$. При расчетах учитывались события с $b \in \Delta b_{orb}$. Видно, что угловые распределения хорошо аппроксимируются зависимостью $1/\sin\theta$ (штриховые кривые на Рис. 2.13а).

Распадающиеся квазимолекулярные состояния вносят значительный вклад в энергетическое распределение продуктов рассеяния. На рисунке 2.13б приведены

дифференциальные сечения $d\sigma/dE(E^*)$ для тех же реакций, что и на рисунке 2.13а. Кроме упругого пика в энергетических распределениях присутствует неупругая компонента (заштрихованные области), расположенная вблизи энергии равной высоте кулоновского барьера V_C . Легко понять, что неупругий пик формируется за

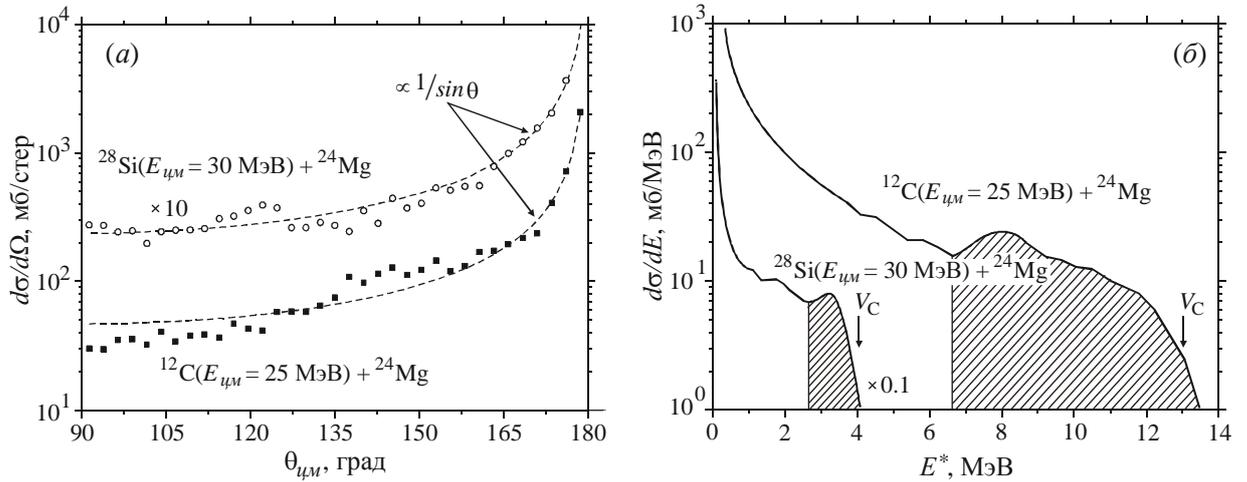


Рисунок 2.13 (а) – Рассчитанные угловые распределения (точки) неупругого рассеяния ядер $^{28}\text{Si}(E_{cm} = 30 \text{ МэВ})$ и $^{12}\text{C}(E_{cm} = 25 \text{ МэВ})$ на ^{24}Mg , штриховые кривые – подгоночные функции, пропорциональные $1/\sin\theta_{cm}$. (б) – распределение по конечным энергиям возбуждения мишени для тех же реакций. Относительное положение кулоновского барьера V_C указано стрелкой. События, дающие вклад в заштрихованные области, используются для вычисления сечения неупругого рассеяния (см. текст и Рис. 2.14)

счет распада долгоживущих квазимолекулярных состояний, которые выходят из области взаимодействия преимущественно с околобарьерными энергиями.

На рисунке 2.14 для тех же реакций, что и на рисунке 2.13, приведены парциальные сечения неупругого рассеяния (распада ЯКС) с асимптотическим значением кинетической энергии, лежащей вблизи кулоновского барьера V_C , т.е. с энергиями возбуждения $E^* > 2.5 \text{ МэВ}$ для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$ и $E^* > 7 \text{ МэВ}$ для реакции $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ (заштрихованные области на рисунке 2.13б). Видно, что максимальный вклад в сечение дают распадающиеся ЯКС, образованные в периферических столкновениях с прицельными параметрами $b \in \Delta b_{orb}$. Малость величины $(E_{cm} - V_C) \approx 4 \text{ МэВ}$, и, следовательно, доминирование хаотического режима рассеяния приводят к появлению нерегулярности парциального сечения для реакции $^{28}\text{Si} + ^{24}\text{Mg}$. С

ростом энергии, как указывалось выше, степень хаотичности движения убывает, поэтому парциальное сечение для реакции $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ на рисунке 2.14 имеет более монотонный характер.

Проведенный анализ угловых и энергетических распределений позволяет

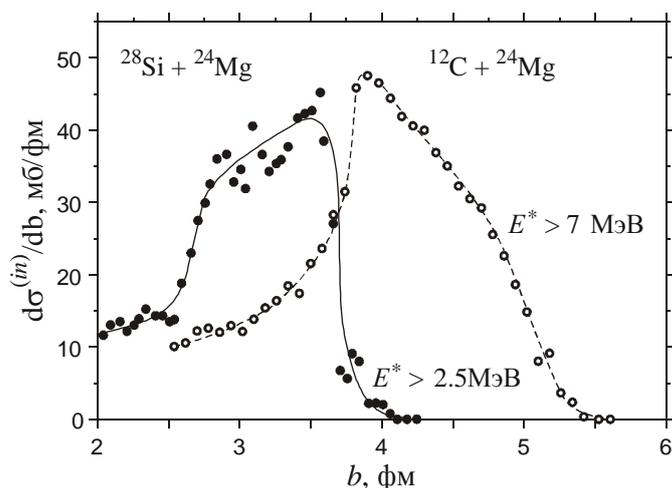


Рисунок 2.14. Парциальные сечения неупругого рассеяния для реакций ^{28}Si (30 МэВ) + ^{24}Mg (сплошные кружки) и ^{12}C (25 МэВ) + ^{24}Mg (пустые кружки). Отбирались события с энергией возбуждения ядра мишени больше 2.5 МэВ и 7 МэВ для первой и второй реакции, соответственно (заштрихованные области на Рис. 2.14). Линии проведены для наглядности.

сделать важный вывод: связь относительного движения всего с одной дополнительной степенью свободы приводит к тому, что дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния демонстрируют свойства, приписываемые обычно статистическим процессам (образование и распад составного ядра) или глубоко-неупругим реакциям, протекающим с возбуждением большого числа степеней свободы (одночастичные и коллективные возбуждения, процессы нуклонного обмена и др.), а именно, (а) наличие симметричной в системе центра масс компоненты в угловых распределениях, (б) наличие неупругой компоненты в энергетических спектрах продуктов реакции, «прижатой» к кулоновскому барьеру выходного канала.

В этой связи, можно также отметить работу [123] в которой показано, что хаотизация энергетического спектра простейшей квантовой системы всего лишь с одной степенью свободы (ангармонический осциллятор) приводит к ее «вязкому» (диссипативному) отклику на медленное внешнее воздействие.

2.7 Слияние деформируемых и вращающихся ядер

При столкновениях тяжелых ионов околобарьерных энергий одним из основных каналов реакции является канал полного слияния. Применение полуклассических и эмпирических подходов для изучения слияния тяжелых ионов оказывается весьма плодотворным, благодаря возможности учета сильной связи относительного движения с наиболее важными внутренними степенями свободы, такими как вращение ядер и поверхностные колебания, а также учета диссипативных и стохастических сил (см. Главу 1).

Существует несколько способов расчета сечения слияния тяжелых ионов в рамках полуклассических подходов. В простейшей классической модели (см. раздел 1.1) описать процесс слияния ядер невозможно, т.к. единственный канал реакции, существующий в этой модели, является канал упругого рассеяния. Введение сил ядерного трения в классические уравнения движения (см. раздел 1.3) позволяет описать процесс диссипации кинетической энергии и захват системы в потенциальном кармане. Сечение захвата σ_{cap} при фиксированной энергии столкновения $E_{цм}$ определяется максимальным прицельным параметром b_{max} , он соответствует максимальному относительному орбитальному моменту l_{max} , при котором сталкивающиеся ядра еще входят в область взаимодействия, т.е. $E_{цм} = V^{eff} = V(r) + \hbar^2 l_{max}^2 / 2\mu r^2$. В результате для сечения захвата получим выражение

$$\sigma_{cap}(E) = 2\pi \int_0^{b_{max}(E)} b db = \pi b_{max}^2. \quad (2.16)$$

Связь сечения полного слияния σ_{fus} с сечением захвата в свою очередь выражается в следующем виде

$$\sigma_{fus}(E) = 2\pi \int_0^{b_{max}} b P_{CN}(E, b) db = \int P_{CN}(E, b) d\sigma_{cap}, \quad (2.17)$$

где P_{CN} – вероятность образования составного ядра из системы двух касающихся ядер. Из эксперимента известно, что при оклобарьерных энергиях для легких и средних ядер ($Z_1 + Z_2 < 100$) вероятность P_{CN} близка к единице, т.е. $\sigma_{fus} = \sigma_{cap}$.

Диссипативные ядерные силы, введенные в систему классических уравнений, служат для описания связи относительного движения с внутренними одночастичны-

ми и коллективными модами движения. Однако эволюция коллективных степеней свободы (вращение ядер и колебание поверхностей) и их связь со степенями относительного движения ядер в классическом подходе могут быть описаны явно введением дополнительных уравнений для каждой моды движения и определением зависимости потенциальной энергии от параметров, описывающих эволюцию формы ядер (например, параметры динамической деформации, угол ориентации деформированного ядра и др., см. разделы 1.2 и 2.1).

Наличие дополнительных степеней свободы ядер приводит к появлению сложного рельефа потенциальной поверхности. В частности, при ненулевой статической деформации одного из ядер высота кулоновского барьера становится функцией угла взаимной ориентации ядер (см., например, Рис. 2.1). Динамика столкновения такой системы описывается системой уравнений (2.5). В этом случае формула (2.16) должна быть переписана в виде

$$\sigma_{cap}(E) = 2\pi \int_0^{\infty} bT(E,b)db, \quad (2.18)$$

где $T(E,b)$ – коэффициент проницаемости многомерного потенциального барьера $V^{eff}(r,\varphi)$. В классической модели коэффициент T для каждого прицельного параметра вычисляется усреднением по начальной ориентации деформированного ядра.

Учесть динамические деформации сталкивающихся ядер в классическом подходе можно, например, так как это описано в разделе 1.2.2. Если ограничиться только квадрупольными колебаниями поверхности одного из ядер, то полный гамильтониан (2.1) должен быть дополнен гамильтонианом (1.11), из всей суммы в котором оставлено лишь одно слагаемое с $\lambda = 2$, а массовый параметр D_2 и коэффициент жесткости C_2 ядра рассчитан в рамках модели жидкой капли [53]. В систему гамильтоновых уравнений (2.5) в этом случае войдут дополнительно два уравнения

$$\dot{\alpha}_2 = \frac{p_\alpha}{D_2}; \quad \dot{p}_\alpha = -\frac{\partial V}{\partial \alpha_2} - C_2(\alpha_2 - \alpha_{20}),$$

где α_2 – динамическая деформация ядра, p_α – сопряженный ей момент, α_{20} –

статическая деформация ядра в основном состоянии, V – потенциальная энергия ядро-ядерного взаимодействия, описанная в разделе 2.1. Деформируемость ядер на стадии сближения также приведет к изменению потенциальной поверхности, а, следовательно, будет влиять на величину $T(E, b)$. Существование так называемых нулевых колебаний ядерной поверхности относительно равновесного состояния требует проведения дополнительного усреднения по ним коэффициента $T(E, b)$.

Важным шагом является введение в систему классических уравнений стохастических ланжевеновских сил (см. раздел 1.4). Это, в частности, позволяет получить хорошее количественное согласие с экспериментальными данными по спинам составного ядра и удовлетворительное описание угловых и энергетических распределений продуктов глубоко-неупругого рассеяния тяжелых ионов [57]. Влияние случайных ланжевеновских сил при описании околобарьерного слияния тяжелых ионов оказывается незначительным, т.к. малая энергия возбуждения, а значит малая ядерная температура и амплитуда случайной силы, будут приводить к небольшим флуктуациям вокруг средней траектории движения ядер и незначительным изменениям величин канальных сечений.

Знание потенциальной энергии взаимодействия ядер в явном виде позволяет вычислить коэффициент проницаемости T в квазиклассическом приближении. Для этого определим высоту B и положение R_B барьера V^{eff} , аппроксимируем его параболой шириной $\hbar\omega_B$ и воспользуемся известной формулой Хилла-Вилера для проницаемости параболического барьера [124]

$$T(E, l, B) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_B(l)} \left[B + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{l(l+1)}{R_B^2(l)} - E \right]\right)}, \quad (2.19)$$

здесь $l = kb$ – орбитальный момент относительного движения. Сечение захвата при этом определяется формулой, известной из квантовой механики,

$$\sigma_{cap}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T(E, l). \quad (2.20)$$

Формула (2.19) определяет коэффициент проницаемости одномерного барье-

ра для сферических ядер. Однако в данном подходе можно эмпирически учесть влияние вращательных и колебательных степеней свободы. Для этого оказывается достаточно ввести так называемую функцию распределения по барьерам $f(B)$ [125], такую что

$$T(E,l) = \int f(B)T(E,l,B)dB, \quad (2.21)$$

потребовав при этом выполнения $\int f(B)dB = 1$. Чтобы понять смысл функции $f(B)$

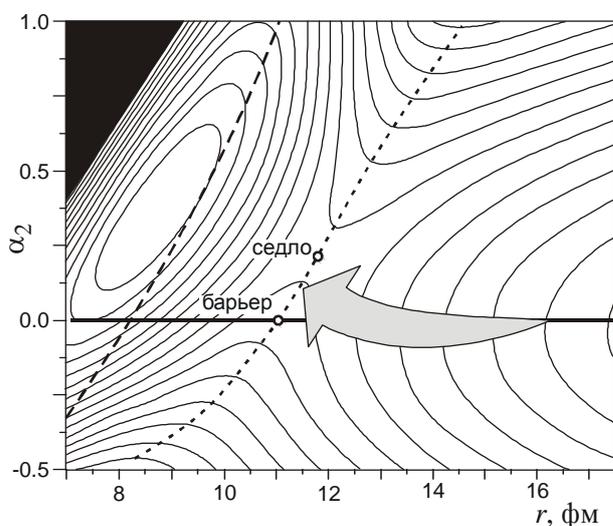


Рисунок 2.15. Потенциальная энергия взаимодействия $V(r, \alpha)$ ядер $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$. Ядерная часть взята в виде потенциала «proximity» (параметр $b = 1.1$ фм). Изменение энергии с изменением α_2 ядра ^{144}Sm задано в виде потенциала гармонического осциллятора с параметрами, рассчитанными в жидкокапельной модели. Штриховая линия – линия контакта ядер при разной деформации; пунктирная кривая – гребень потенциального барьера. Точками обозначены положение барьера сферических ядер и седловая точка. Стрелкой схематически показан входной поток.

рассмотрим конкретный пример: столкновение двух сферических ядер $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ с учетом квадрупольной деформируемости только ядра ^{144}Sm (при низких энергиях возбуждения можно пренебречь поверхностными колебаниями дважды магического ядра ^{16}O). Топография потенциальной энергии в зависимости от межъядерного расстояния и деформации ^{144}Sm для такой системы представлена на Рис. 2.15. Из рисунка видно существование двумерного потенциального барьера (пунктирная кривая) и седловой точки на нем. Входной поток (схематически показан стрелкой на Рис. 2.15) перераспределяется так, что ядра приходят в соприкосновение с ненулевой деформацией. Таким образом, функция $f(B)$ фактически определяет, с какой деформацией ядра преимущественно преодолевают барьер.

Функция $f(B)$ может быть извлечена из эксперимента, как вторая производная $d^2(E\sigma)/dE^2$, при тщательном измерении сечения захвата в области около-

барьерных энергий [126]. Другой, приближенный путь [127] состоит в аппроксимации функции $f(B)$ асимметричным гауссианом

$$f(B) = N \begin{cases} \exp\left(-[(B - B_m)/\Delta_1]^2\right), B < B_m, \\ \exp\left(-[(B - B_m)/\Delta_2]^2\right), B > B_m, \end{cases} \quad (2.22)$$

где $N(\Delta_1, \Delta_2)$ – нормировочный коэффициент, $B_m = (B_0 + B_S)/2$, B_0 – высота барьера при нулевой деформации, B_S – высота потенциала в седловой точке, па-

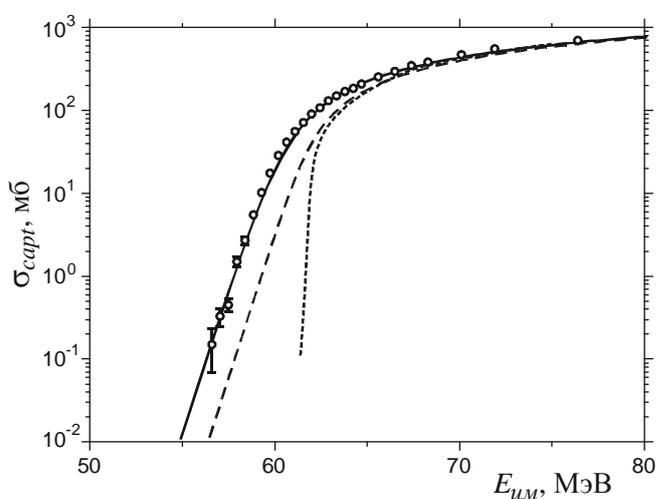


Рисунок 2.16. Сечение захвата для реакции слияния $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ в зависимости от энергии столкновения. Точки – экспериментальные данные [128]; пунктирная кривая – классический расчет сечения для сферических деформируемых ядер (2.18); штриховая кривая – сечение, рассчитанное с коэффициентом проницаемости для одномерного барьера (2.19); сплошная кривая – сечение захвата, рассчитанное с коэффициентом проницаемости для многомерного барьера (2.21).

раметр $\Delta_2 = (B_0 - B_S)/2$, величина Δ_1 , как известно из эксперимента, меньше Δ_2 и полагается здесь равной 2 МэВ. В случае если сталкивающиеся ядра деформированы в основном состоянии, значения B_0 вычисляется для конфигурации, в которой оси ядер ориентированы параллельно, а седловая точка B_S определяются для конфигурации «нос-к-носу».

На рисунке 2.16 приведено сравнение экспериментального и рассчитанных сечений захвата ядер $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера. Пунктирная кривая соответствует расчету в классической модели. Оказалось, что влияние динамической деформации на сечение захвата в околбарьерной области энергий в классическом подходе невелико и ее учет не позволяет получить удовлетворительного согласия с экспериментом. Расчет сечения по формуле (2.20) с коэффициентом проницаемости одномерного барьера (2.19) также недооценивает се-

чение в области низких энергий, а коэффициент T вычисленный для многомерного барьера по формуле (2.21) с приближенной функцией $f(B)$ (2.22) дает хорошее описание экспериментальных данных во всем диапазоне энергий. Кривые на рисунке 2.16 свидетельствуют о том, что при подбарьерном слиянии сферических ядер главную роль при преодолении кулоновского барьера играет динамическая деформация ядерных поверхностей. В случае столкновения ядер деформированных в основном состоянии возникает необходимость дополнительного учета взаимной ориентации ядер. Ярким примером может служить реакция слияния сферически симметричных ядер ^{16}O с ядрами ^{154}Sm , основное состояние которых характеризуется квадрупольной деформацией $\alpha_{20} = 0.27$.

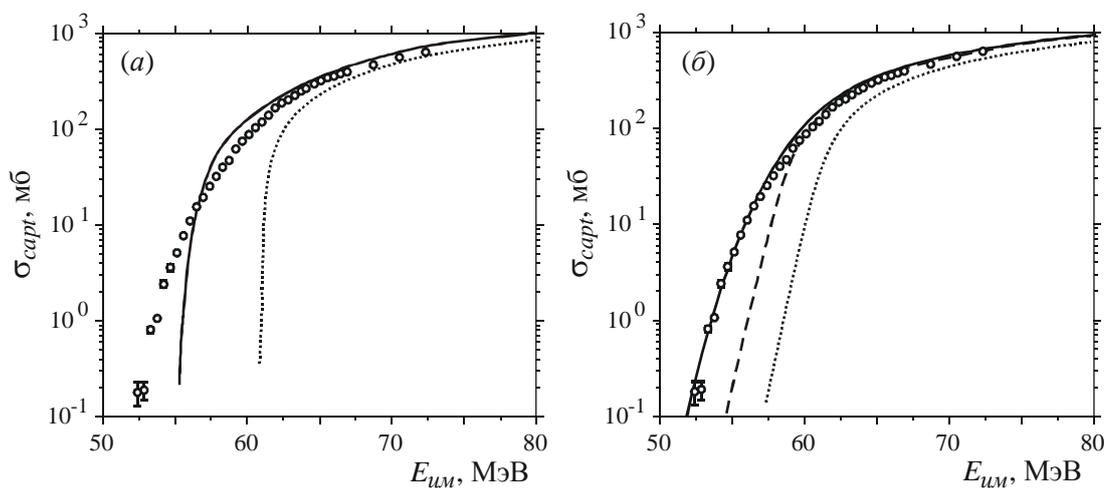


Рисунок 2.17. Сечение захвата для реакции $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ в зависимости от энергии столкновения. Точки – экспериментальные данные [128]; (а) – расчет в рамках классической модели: пунктирная кривая – сечение захвата для сферических недеформируемых ядер, сплошная кривая – расчет с учетом статической деформации мишени ($\alpha_{20} = 0.27$) с усреднением по начальной ориентации; (б) – расчет сечения захвата в рамках квантового эмпирического подхода: пунктирная кривая – случай сферических недеформируемых ядер с коэффициентом проницаемости одномерного барьера, штриховая кривая – расчет сечения для сферических деформируемых ядер, сплошная кривая – расчет при $\alpha_{20} = 0.27$ с коэффициентом проницаемости многомерного барьера с учетом ориентации мишени.

На рисунке 2.17а экспериментально измеренное сечение захвата для этой реакции сравнивается с сечением, рассчитанным в рамках классического модели согласно формуле (2.18). Видно, что учет статической деформации и усреднение по начальной ориентации мишени (сплошная кривая на Рис. 2.17а) значительно увели-

чивает сечение при энергиях ниже барьера сферических ядер и вполне удовлетворительно описывает эксперимент. Более того, квантовый расчет сечения захвата для реакции $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ (Рис. 2.17б) показывает, что учет одной только динамической деформации не достаточен для описания экспериментального сечения слияния деформированных ядер (штриховая кривая). Некоторое превышение классического сечения над экспериментом в области малых энергий объясняется соотношением $T_{class}(E \geq B) > T_{quant}(E \geq B)$, что следует из известного соотношения $T_{quant}(B) = 1/2$.

Проведенные расчеты показали, что классическая модель слияния деформированных вращающихся ядер дает качественное и удовлетворительное количественное объяснение явления. В частности, позволяет выявить доминирующую роль вращательных степеней свободы при слиянии деформированных ядер. И хотя в рамках классического подхода невозможно полностью описать экспериментальные данные по слиянию ядер в области подбарьерных энергий в силу квантовой природы этого процесса, классическая модель имеет определенную предсказательную силу, что, вместе с простотой, выгодно отличает ее от более громоздких квантовых подходов (например, от метода связанных каналов). Классическая модель с большим числом дополнительных степеней свободы позволяет выяснить роль каждой из них в изучаемом процессе и может служить основой для построения квантовых моделей. Отметим также, что в рамках классического описания ядро-ядерных столкновений возможно, в принципе, явно учесть процессы многонуклонных передач, дополнив систему (2.5) уравнениями, описывающими изменение заряда и массы ядер при столкновении. Это сложная задача, требующая, в частности, определения драйвинг-потенциала ядро-ядерного взаимодействия, но задача более простая по сравнению с описанием такого процесса на языке квантовой механики.