

Учебно-научный центр ОИЯИ

В. И. Загребаев

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Учебное пособие

Дубна 2016

УДК 539.172.17(075)
ББК 22.383.5
314



*Рекомендовано учебно-методическим советом
университета «Дубна» в качестве учебника для студентов,
обучающихся по направлениям подготовки
«Физика» (бакалавриат), «Физика» (магистратура)*

Загребаяев В. И.

314 Ядерные реакции с тяжелыми ионами: Учебное пособие. —
Дубна: ОИЯИ, 2016. — 184 с.

ISBN 978-5-9530-0435-0

В книге рассматриваются основные процессы, происходящие при столкновении атомных ядер низких энергий. Цель данного издания состоит в том, чтобы дать читателю четкое представление об экспериментальных закономерностях низкоэнергетических ядерных реакций, а также познакомиться с современными моделями ядерной динамики, используемыми для их описания. В отдельных главах книги излагаются особенности упругого и неупругого рассеяния нуклонов и тяжелых ионов на атомных ядрах, процессов малонуклонных передач, глубоконеупругого рассеяния, квазиделения и слияния. Подробно обсуждаются вопросы, связанные с возможностями синтеза тяжелых и сверхтяжелых ядер в лабораторных условиях.

Книга рассчитана на студентов старших курсов, аспирантов и научных работников, специализирующихся в физике ядерных реакций низких энергий.

УДК 539.172.17(075)
ББК 22.383.5

ISBN 978-5-9530-0435-0

© Объединенный институт
ядерных исследований, 2016
© Загребаяева С. И., 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие. <i>А. С. Деникин, А. В. Карпов</i>	5
Введение.	6
Список литературы к введению	13
Глава 1. Взаимодействие ядер и общие закономерности ядерных реакций.	14
1.1. Нуклон-нуклонное и нуклон-ядерное взаимодействия, среднее поле ядра	14
1.2. Ядро-ядерное взаимодействие: фолдинг-потенциал, феноменологические потенциалы	18
1.2.1. Фолдинг-потенциалы	19
1.2.2. Потенциал Вудса–Саксона	22
1.2.3. Потенциал проксимити	23
1.2.4. Потенциал Басса	24
1.2.5. Сравнение адиабатических потенциалов ядро-ядерного взаимодействия	25
1.2.6. Зависимость потенциальной энергии от ориентации ядер	26
1.2.7. Зависимость потенциальной энергии от динамической деформации ядер	28
1.3. Классификация ядерных реакций, постановка эксперимента, сечения и кинематика ядерных реакций	29
Список литературы к главе 1.	35
Глава 2. Упругое рассеяние нуклонов и тяжелых ионов	36
2.1. Рассеяние частиц кулоновским полем	36
2.2. Упругое рассеяние протонов и нейтронов атомными ядрами. Оптическая модель	39
2.3. Упругое рассеяние легких ионов	45
2.4. Применимость классической механики и траекторный анализ	48
2.5. Ядерная радуга, дифракционное рассеяние	52
2.6. Упругое рассеяние тяжелых ионов.	59
Список литературы к главе 2.	61
Глава 3. Квазиупругое рассеяние тяжелых ионов и реакции малонуклонных передач	63
3.1. Прямой процесс передачи легкой частицы	64
3.2. Метод искаженных волн для описания прямых реакций	66

3.3. Одночастичные и кластерные состояния в ядрах, спектроскопические факторы	67
3.4. Неупругое возбуждение вибрационных и вращательных состояний ядер.	70
3.5. Квазиупругое рассеяние тяжелых ионов	74
3.6. Реакции малонуклонных передач.	80
Список литературы к главе 3.	84
Глава 4. Глубоконеупругое рассеяние ядер	85
4.1. Экспериментальные закономерности глубоконеупругого рассеяния ядер и процессов квазиделения.	86
4.2. Потенциальная энергия тяжелой ядерной системы, адиабатический и адиабатический драйвинг-потенциалы.	92
4.2.1. Нуклонные передачи и драйвинг-потенциал.	92
4.2.2. Макромикроскопическая модель и адиабатическая потенциальная энергия.	95
4.3. Транспортные уравнения, используемые для описания глубоконеупругих столкновений атомных ядер, ядерные силы трения	100
4.4. Вычисление сечений процессов глубоконеупругого рассеяния	105
4.5. Анализ закономерностей глубоконеупругого рассеяния и квазиделения	108
4.6. Реакции многонуклонных передач. Синтез тяжелых нейтронно-избыточных ядер	114
Список литературы к главе 4.	125
Глава 5. Реакции слияния атомных ядер	126
5.1. Регистрация осколков деления и продуктов испарения составного ядра	127
5.2. Статистическая модель распада возбужденного ядра	129
5.3. Слияние ядер при надбарьерных энергиях	139
5.4. Подбарьерное слияние ядер. Формула Хилла–Уиллера.	141
5.5. Связь каналов. Эмпирическое и квантовое описания процесса слияния	143
5.6. Функция распределения по барьерам.	149
5.7. Передачи нейтронов в процессах подбарьерного слияния ядер	150
5.8. Синтез сверхтяжелых элементов в реакциях слияния.	158
5.9. Радиационный захват легких ядер.	177
Список литературы к главе 5.	183

Предисловие

Более чем 100-летняя история развития ядерной физики позволила ученым в целом сформировать представление об устройстве атомных ядер, определить основные характеристики ядерного взаимодействия, ответить на вопрос о происхождении химических элементов во Вселенной, научиться создавать новые химические элементы и предсказывать их свойства. Современная ядерная физика накопила богатый практический опыт и инструментарий, которые уже сейчас позволяют решать широкий круг прикладных задач, стоящих перед человеком. Тем интереснее, что после столь длительных исследований в ядерной физике остается много белых пятен.

В последние десятилетия развитие новых экспериментальных методов позволило открыть ранее недоступные для исследования области ядерной физики. Значительно расширены границы известной части карты ядер. Удаётся получать и исследовать нуклонные системы с очень экзотическими свойствами, в частности, нейтронно-избыточные ядра на границе стабильности, такие как ${}^7\text{H}$, ${}^{8,10}\text{He}$, ${}^{22}\text{C}$, ${}^{28}\text{O}$. Повышение экспериментальной чувствительности дало возможность, например, изучать ядерные реакции, происходящие при глубокоподбарьерных энергиях. Совершен прорыв в исследованиях самых тяжелых ядер. В последние 15 лет синтезированы шесть новых сверхтяжелых элементов с $Z = 113-118$, получены убедительные доказательства существования в этой области масс острова стабильности ядер, предсказанного полвека назад.

Бурное развитие физики атомного ядра и элементарных частиц в последние годы требует систематизации и детального изложения накопленной за прошедшие 30 лет информации. К сожалению, объем литературы на русском языке, в особенности учебной, изданной по данной тематике за последнее время, крайне мал. Автор настоящего учебного пособия — ученый с мировым именем — частично восполняет этот пробел. В данной книге излагаются основные экспериментальные факты о ядерных реакциях с участием тяжелых ионов низких энергий. Основной упор делается на обсуждение ядерно-физических процессов, являющихся предметом активных современных исследований. Даются наглядные объяснения этих явлений в рамках современных теоретических представлений.

Эта книга рассчитана на студента-физика, прошедшего стандартный курс квантовой механики и имеющего базовые представления о ядерно-физических процессах. Она призвана стать своеобразным мостом, позволяющим студенту по окончании курса достаточно свободно ориентироваться в современной научной литературе, понимать цели и задачи текущих исследований.

*А. С. Деникин, А. В. Карпов,
Дубна, 2015*

ВВЕДЕНИЕ

Для начала кратко напомним об основных свойствах атомных ядер, таких как энергия связи, размер и форма (деформация). Масса ядра всегда меньше суммы масс составляющих его нуклонов. Разность этих величин называется энергией связи ядра:

$$E_{\text{св}}(Z, A) = Z \cdot m_p c^2 + N \cdot m_n c^2 - M(Z, A) c^2. \quad (\text{В1})$$

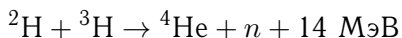
В ядерных реакциях при низких энергиях (которые здесь и рассматриваются) число протонов и нейтронов, как правило, сохраняется и именно энергии связи ядер в начальном и конечном состоянии очень часто играют ключевую роль, определяя вероятность и механизм протекания реакции. Например, закон сохранения энергии в бинарной реакции $a + A \rightarrow b + B$ (в которой ядро a налетает на покоящуюся мишень A) записывается следующим образом:

$$M(a)c^2 + M(A)c^2 + E_{\text{кин}}(a) = M(b)c^2 + M(B)c^2 + E_{\text{кин}}(b) + E_{\text{кин}}(B).$$

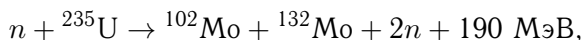
Кинетическая энергия образующихся в реакции частиц определяется именно энергией связи ядер (здесь предполагается, что ядра b и B образуются в основном состоянии, иначе в правую часть надо добавить их энергию возбуждения):

$$E_{\text{кин}}(b) + E_{\text{кин}}(B) = E_{\text{кин}}(a) + [E_{\text{св}}(b) + E_{\text{св}}(B) - E_{\text{св}}(a) - E_{\text{св}}(A)],$$

а величина $Q = E_{\text{св}}(b) + E_{\text{св}}(B) - E_{\text{св}}(a) - E_{\text{св}}(A)$ называется Q -реакцией. Поскольку кинетическая энергия не может быть отрицательной величиной, при $Q < 0$ данная реакция возможна лишь при $E_{\text{кин}}(a) > |Q|$ (эндотермическая реакция). Реакции с $Q > 0$ называются экзотермическими. Примером экзотермических реакций (реакций с выделением энергии) являются реакции слияния легких ядер

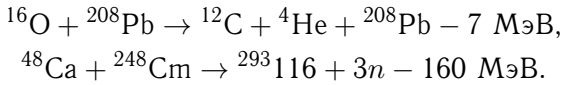


и реакции деления тяжелых ядер



в то время как реакции расщепления легких ядер и реакции слияния тяжелых ядер — эндотермические, и для их протека-

ния требуется дополнительная кинетическая энергия сталкивающихся частиц:



Такое положение объясняется характерной зависимостью удельной энергии связи ядер $e_{\text{CB}}(A) = E_{\text{CB}}(A)/A$ от массового числа, показанной на рис. В1.

Удельная энергия связи ядер вначале резко увеличивается с ростом числа нуклонов, достигает максимума при $A \sim 60$ и затем

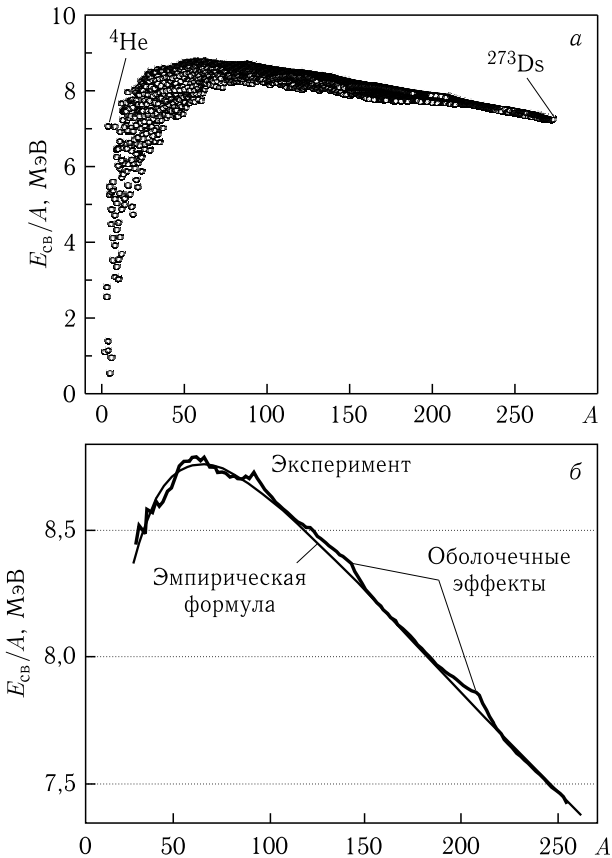


Рис. В1. а) Экспериментальные значения удельной энергии связи ядер. б) Экспериментальные и сосчитанные по формуле Вайцзеккера (плавная кривая) удельные энергии связи ядер, расположенных вдоль линии стабильности

плавно убывает с увеличением A . Это означает, что при делении тяжелых ядер всегда образуются более связанные фрагменты с суммой масс меньше массы исходного ядра. Точно так же при слиянии легких ядер образуется более связанное ядро с массой меньше, чем суммы масс исходных ядер. Именно поэтому эти реакции идут с выделением энергии. Такое поведение удельной энергии связи объясняется короткодействием ядерных сил притяжения (поверхностные нуклоны, которых много в легких ядрах, имеют меньше соседей и дают меньший вклад в энергию связи) и нарастанием кулоновских сил отталкивания с ростом заряда ядра. Именно эти эффекты и отражены в формуле Вайцеккера [1]

$$E_{\text{св}}(Z, A) \approx c_{\text{об}}A - c_{\text{пов}}A^{2/3} - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R_C} - \frac{1}{2} c_{\text{сим}} \frac{(N - Z)^2}{A} \quad (\text{B2})$$

с коэффициентами $c_{\text{об}} \approx 15,6$ МэВ, $c_{\text{пов}} \approx 17,2$ МэВ и $c_{\text{сим}} \approx 46,6$ МэВ, которая дает достаточно хорошую качественную аппроксимацию энергии связи ядра (см. рис. В1, б).

Первое слагаемое в (B2) отражает суммарную энергию связи всех нуклонов со своими соседями. В силу короткодействия ядерных сил каждый нуклон взаимодействует лишь со своими ближайшими соседями. Второе слагаемое как раз и учитывает тот факт, что поверхностные нуклоны (их количество пропорционально площади поверхности ядра $S = 4\pi R^2 \sim A^{2/3}$) имеют меньшее число соседей и, следовательно, связаны слабее, т. е. надо слегка уменьшить полную энергию связи (отсюда знак минус). Третье слагаемое учитывает кулоновское отталкивание протонов, которое также уменьшает энергию связи. Оболочечные эффекты (не учтенные в этой формуле) вносят заметный вклад в полную энергию связи ядра (более 10 МэВ для ^{208}Pb) и играют заметную роль в динамике ядерных реакций при низких энергиях (см. ниже).

Определение размера ядра является достаточно сложной задачей, хотя уже из знаменитого опыта Резерфорда следовало, что радиус ядра золота не превышает 10^{-12} см. Наиболее прямое измерение распределения заряда внутри ядра было сделано в опытах по рассеянию электронов с энергией 153 МэВ на тех же ядрах золота [2]. Полученная (хотя и слабо выраженная) дифракционная картина позволила сделать вывод о достаточно однородном распределении заряда внутри ядра золота с радиусом порядка 6,5 фм и диффузностью 0,5 фм. Дальнейшие эксперименты (в том числе с использованием методов лазерной

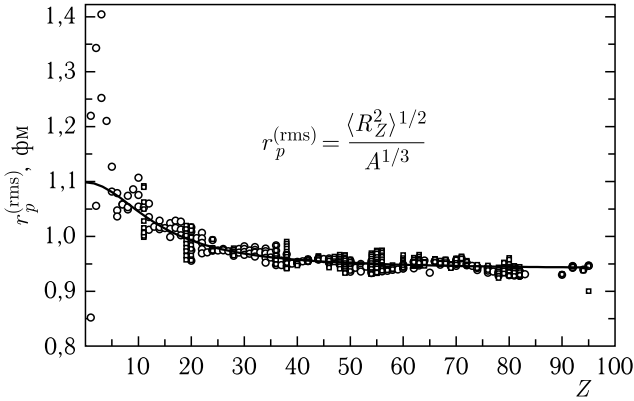


Рис. В2. Экспериментальные значения среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер, деленные на величину $A^{1/3}$. Сплошная кривая соответствует формуле (В3)

спектроскопии) позволили определить зарядовые радиусы большинства ядер, лежащих вблизи линии стабильности. На рис. В2 показаны экспериментальные значения среднеквадратичных радиусов ядер, деленные на величину $A^{1/3}$. Видно, что среднеквадратичные зарядовые радиусы средних и тяжелых ядер очень хорошо аппроксимируются формулой $\langle R_p^2 \rangle^{1/2} = r_p^{(\text{rms})} A^{1/3}$, где $r_p^{(\text{rms})} \approx 1$ фм. Учитывая некоторое увеличение $r_p^{(\text{rms})}$ с уменьшением Z , можно предложить следующую приближенную формулу для этой величины:

$$r_p^{(\text{rms})} = 0,94 + \frac{32}{Z^2 + 200} \text{ фм}, \quad (\text{В3})$$

полученную простым фитированием экспериментальных данных (см. сплошную кривую на рис. В2) и применимую для ядер тяжелее углерода.

Если предположить, что плотность вещества в сферическом ядре постоянна вплоть до некоторого радиуса R , т. е. $\rho(r \leq R) = \rho_0 = A / \frac{4}{3} \pi R^3$ и $\rho(r > R) = 0$, то среднеквадратичный радиус оказывается меньше величины R , а именно $\langle R^2 \rangle^{1/2} = \sqrt{3/5} R$. Диффузность a поверхности ядра несколько сглаживает это уменьшение, и, в частности, для получения зарядового радиуса

ядра $R_p = r_p^0 A^{1/3}$ может быть использована формула

$$r_p^0 = r_p^{(\text{rms})} \sqrt{\frac{5}{3} \left(1 - \frac{7}{5} \pi \xi + O(\xi^3) \right)}, \quad (\text{B4})$$

где $\xi = a/r_p^{(\text{rms})} A^{1/3}$.

Прямое измерение материальных радиусов ядер вряд ли возможно. Здесь наиболее информативными являются эксперименты по дифракционному рассеянию протонов и нейтронов на ядрах с последующим анализом результатов, например, в рамках оптической модели (см. ниже). Пример дифракционного рассеяния протонов на ядрах кальция показан на рис. В3, а. Предполагая, что дифракционное рассеяние протонов обусловлено их поглощением полупрозрачной сферой радиуса R_A , и зная дебройлевскую длину волны протона $\lambda = \hbar/\sqrt{2m_p E_p}$, по положению минимумов можно грубо оценить величину R_A по формуле $2R_A \sin \theta_n = n\lambda$ ($\lambda = 2\pi\lambda$), где n — номер минимума. При высоких энергиях необходимо учитывать релятивистскую поправку к массе протона. Из рис. В3, а получаем приближительное значение 3,4 фм для радиуса ядра ^{40}Ca . Более точную оценку радиусов ядер можно сделать из аккуратного анализа

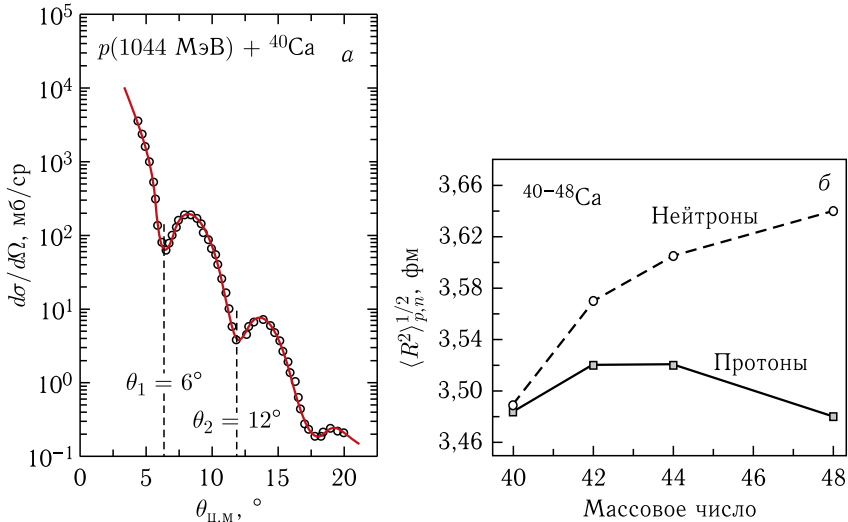


Рис. В3. а) Упругое рассеяние протонов с энергией 1044 МэВ на ядрах кальция [3]. б) Среднеквадратичные радиусы ядер изотопов кальция, извлеченные из анализа дифракционного рассеяния протонов [4]

этих данных в рамках квантовой модели упругого рассеяния нейтронов (см. ниже). Анализ большого числа экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что распределение нейтронов в ядре также достаточно равномерно. Для легких и средних ядер, расположенных вблизи линии стабильности, распределение нейтронов и протонов по объему ядра фактически одинаковы, т.е. $r_n^0 \approx r_p^0$. В тяжелых же ядрах число нейтронов значительно превышает число протонов и $R_N > R_Z$. Это заметно уже для нейтронно-избыточных изотопов кальция (см. рис. ВЗ, б). Если предположить, что плотности нейтронов и протонов примерно одинаковы в тяжелых ядрах, т.е. $N/R_N^3 \approx Z/R_Z^3$, то $R_N/R_Z \approx (N/Z)^{1/3}$.

Форма большинства ядер в основном состоянии близка к сферически-симметричной (минимальная поверхность при заданном объеме). Однако для многих ядер наблюдается отклонение от сферической формы (деформация) уже в основном состоянии. Динамические же деформации ядерной поверхности возможны для любого ядра. Отклонение от сферической формы ядра (при сохранении его аксиальной симметрии) определяется выражением

$$R(\boldsymbol{\beta}; \theta, \varphi) = \tilde{R}_0 \left(1 + \sum_{\lambda \geq 2} \sum_{\mu = -\lambda}^{\lambda} \beta_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right) = \\ = \tilde{R}_0 \left(1 + \sum_{\lambda \geq 2} \beta_{\lambda} \sqrt{\frac{2\lambda + 1}{4\pi}} P_{\lambda}(\cos \theta) \right), \quad (\text{B5})$$

где второе равенство справедливо в случае аксиально-симметричных деформаций; $\boldsymbol{\beta} \equiv \{\beta_{\lambda}\}$ — безразмерные параметры деформации мультипольности $\lambda = 2, 3, \dots$; $Y_{\lambda\mu}(\Omega)$ — ортонормированные шаровые функции, а P_{λ} — полиномы Лежандра;

$$\tilde{R}_0 = R_0 \left[1 + \frac{3}{4\pi} \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^2 + \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda, \lambda', \lambda''} \sqrt{\frac{(2\lambda' + 1)(2\lambda'' + 1)}{4\pi(2\lambda + 1)}} \times \right. \\ \left. \times (\lambda' 0 \lambda'' 0 | \lambda 0)^2 \beta_{\lambda} \beta_{\lambda'} \beta_{\lambda''} \right]^{-1/3}, \quad (\text{B6})$$

R_0 — радиус эквивалентной сферы с тем же объемом, что и объем деформированного ядра, а $(\lambda' 0 \lambda'' 0 | \lambda 0)$ — коэффициенты Клебша–Гордона. Примеры формы ядер с квадрупольной ($\lambda = 2$), октупольной ($\lambda = 3$) и гексадекапольной ($\lambda = 4$) деформациями

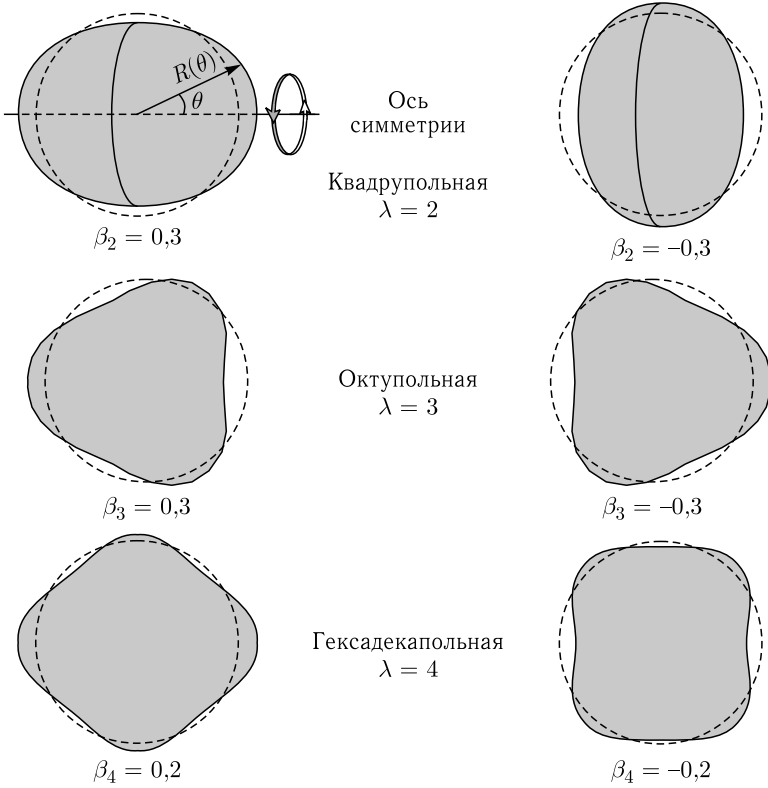


Рис. В4. Форма ядер при квадрупольной, октупольной и гексадекапольной деформациях поверхности (слева положительные, а справа отрицательные значения параметров деформации)

показаны на рис. В4. Наличие квадрупольной статической деформации β_2^{gs} у ядра означает наличие у него квадрупольного момента $Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} ZR_0^2 \beta_2^{\text{gs}}$, который может быть измерен экспериментально. При динамической деформации ядра, например при возбуждении состояния $3^-(2,6 \text{ МэВ})$ в ядре ^{208}Pb , можно говорить о среднеквадратичном значении полной деформации соответствующих колебаний $\langle \beta_\lambda^0 \rangle = \frac{4\pi}{3ZR_0^\lambda} \left[\frac{B(E\lambda)}{e^2} \right]^{1/2}$, которая может быть найдена из экспериментального значения вероятности электромагнитного перехода $B(E\lambda)$ из этого возбужденного состояния в основное. Жесткость ядерной поверхности

(относительно колебаний мультипольности λ) определяется при этом выражением $C_\lambda = (2\lambda + 1) \frac{\varepsilon_\lambda}{2\langle\beta_\lambda^0\rangle^2}$, где $\varepsilon_\lambda = \hbar\omega_\lambda$ — энергия колебаний.

Список литературы к введению

1. *von Weizsäcker C. F.* // Z. Phys. 1935. V. 96. P. 431.
2. *Hahn B., Ravenhall D. G., Hofstadter R.* // Phys. Rev. 1956. V. 101. P. 1131.
3. *Alkhazov G. D. et al.* Elastic and Inelastic Scattering of 1.044 GeV Protons by ^{40}Ca , ^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{48}Ca and ^{48}Ti // Nucl. Phys. A. 1976. V. 274, No. 3–4. P. 443–462.
4. *Алхазов Г. Д. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1977. Т. 41. С. 27.

Глава 1

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЯДЕР И ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1.1. Нуклон-нуклонное и нуклон-ядерное взаимодействия, среднее поле ядра

Несмотря на многолетнюю историю развития ядерной физики, мы и сегодня не готовы просто взять и написать *точную* формулу для потенциальной энергии взаимодействия двух нуклонов. Причина кроется в сложном характере ядерных сил и в сложной структуре самих нуклонов, которые тем не менее при интересующих нас низких энергиях ведут себя как неразрушаемые частицы. Обсуждение этой проблемы выходит за рамки данного курса, и мы ограничимся здесь констатацией известных в наше время свойств нуклон-нуклонного взаимодействия.

Из хорошо известных свойств дейтрона (${}^2\text{H}$: спин $S_d = 1$, энергия связи $E_{\text{св}}^d = 2,2$ МэВ, радиус $R_d \sim 4$ фм, квадрупольный момент $Q_d \approx 0,3$ фм²) можно сделать вполне определенный вывод о 1) короткодействии нуклон-нуклонных сил, 2) их большой величине, 3) зависимости от спина (отсутствие связанного $n-p$ -состояния со спином нуль) и 4) нецентральности ($Q_d \neq 0$, т.е. дейтрон имеет небольшую квадрупольную деформацию). Рассеяние нейтронов на протонах дает дополнительную информацию о $n-p$ -взаимодействии. В частности, было обнаружено неожиданно большое сечение рассеяния на задние углы (см. рис. 1.1), которое указывает на обменный характер нуклон-нуклонных сил, т.е. нейтроны, летящие в системе центра масс в обратном направлении, образуются из протонов в результате обмена заряженными переносчиками взаимодействия. Если такими переносчиками являются π -мезоны, то радиус действия нуклон-нуклонных сил определяется из следующих простых соображений. После испускания π -мезона он должен поглотиться за время $\tau \sim \hbar/m_\pi c^2$, чтобы не нарушался закон сохранения энергии. За это время он не может удалиться на расстояние большее, чем

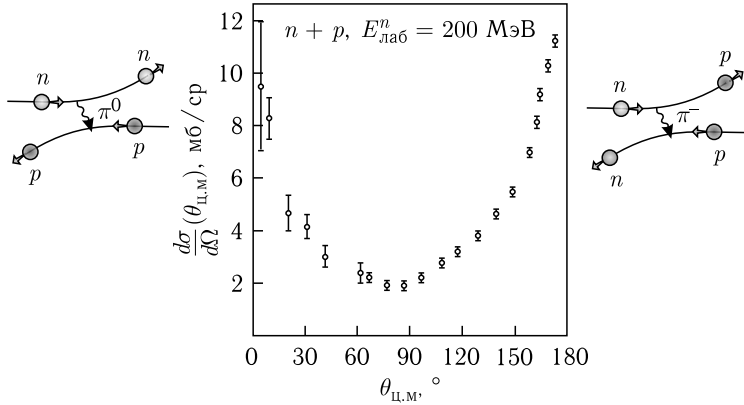


Рис. 1.1. Угловое распределение упругого рассеяния нейтронов на протонах [1]

$r_{NN} = c\tau = \hbar/m_{\pi}c \approx 1,43$ фм. Это и есть характерный радиус действия межукулонных сил.

В конкретных расчетах (в зависимости от того, на что направлены эти расчеты) используют либо нуклон-нуклонные силы, рассчитанные на основе мезонной теории, либо феноменологические силы с параметрами, подобранными из сравнения с экспериментом. Одним из феноменологических NN -потенциалов является, например, потенциал Хамады–Джонстона

$$v_{NN}(r) = V_C(r) + V_T(r)S_{12} + V_{LS}(r)(\mathbf{L} \cdot \mathbf{S}) + V_{LL}(r)L_{12}, \quad (1.1)$$

представляющий собой сумму центральных (V_C), тензорных (V_T) и спин-орбитальных сил первого (V_{LS}) и второго (V_{LL}) порядков. В этом выражении

$$S_{12} = (3/r^2)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{r}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2), \quad \mathbf{S} = 1/2(\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2)$$

— суммарный спин двух нуклонов;

$$L_{12} = [\delta_{LJ} + (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)]\mathbf{L}^2 - (\mathbf{L} \cdot \mathbf{S})^2.$$

Радиальная зависимость различных компонент выбирается в виде

$$V_C = v_0(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)Y(x)[1 + a_C Y(x) + b_C Y^2(x)],$$

$$V_T = v_0(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)Z(x)[1 + a_T Y(x) + b_T Y^2(x)],$$

$$V_{LS} = g_{LS}v_0 Y^2(x)[1 + b_{LS} Y(x)],$$

$$V_{LL} = g_{LL}v_0 Z(x)/x^2[1 + a_{LL} Y(x) + b_{LL} Y^2(x)],$$

$$Y(x) = \exp(-x)/x, \quad Z(x) = (1 + 3/x + 3/x^2)Y(x),$$

$$x = r/(\hbar/m_\pi c) \approx r/1,43,$$

$v_0 = 3,65$ МэВ, $\sigma_{1,2}$ и $\tau_{1,2}$ — спиновые и изоспиновые операторы нуклонов (матрицы Паули). На малых расстояниях ($r < 0,48$ фм) потенциал (1.1) предполагается равным $+\infty$ (силы отталкивания). Остальные параметры (а также другие виды NN -потенциалов) можно найти в книге [2]. При описании свойств и взаимодействия тяжелых ядер обычно предполагается, что нуклон-нуклонные силы в ядерной среде могут отличаться от «пустотных» сил. В этом случае часто используют так называемые эффективные силы Скимра с нулевым радиусом действия (см., например, обзор [3]), что значительно облегчает вычисление различных матричных элементов.

При описании нуклон-ядерного взаимодействия широкое распространение получила концепция среднего поля ядра. Она базируется как на экспериментальных данных по упругому рассеянию нуклонов на ядрах, так и на проявлении оболочечной структуры и одночастичных связанных состояний атомных ядер. Если мы посчитаем плотность нуклонов в ядре по формуле $\rho_0 = A/\frac{4}{3}\pi R_A^3$, используя для радиуса ядра выражение $R_A = r_0 A^{1/3}$ и $r_0 \sim 1,2$ фм, то придем к выводу, что атомные ядра внутри достаточно «пустые»: $\rho_0 \approx 0,2$ фм⁻³, тогда как объем одного нуклона не превышает 1 фм³. В результате, как показывают экспериментальные данные, нуклоны с большой вероятностью проходят через ядро, испытывая отклонение за счет ядерных

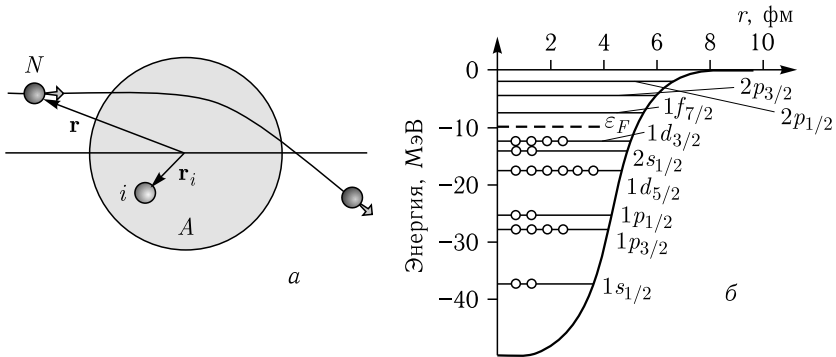


Рис. 1.2. а) Упругое рассеяние нуклона средним полем ядра. б) Одночастичные уровни нейтронов в ядре ⁴⁰Са, рассчитанные для среднего поля глубиной $V_0 = -50$ МэВ, радиусом $r_0 = 1,25$ фм и диффузностью $a = 0,7$ фм

сил притяжения (преломление) и оставаясь при этом в упругом канале (рис. 1.2, *a*). Если определить вероятность выхода нуклона из упругого канала (за счет столкновения с другим нуклоном или какого-либо неупругого возбуждения ядра) выражением $P_{\text{abs}} = 1 - \exp\left(-\int_{\text{tr}} ds/\lambda_{\text{free}}\right)$, в котором интеграл вычисляется вдоль траектории, а λ_{free} обозначает длину свободного пробега нуклона в ядре, то из анализа экспериментальных данных можно получить оценку $\lambda_{\text{free}} \sim R_A$.

Такая «полупрозрачность» ядра позволяет использовать так называемую оптическую модель (ОМ) для описания упругого рассеяния нуклонов на ядрах, в которой нуклон-ядерное взаимодействие определяется выражением $V(r) + iW(r)$, называемым оптическим потенциалом (ОП). Вещественная часть этого выражения определяет преломление (упругое рассеяние) нуклонов средним полем ядра, а мнимая часть $W \sim \hbar v/2\lambda_{\text{free}}$ отвечает за выход частиц из упругого канала (поглощение). Параметры ОП выбираются из анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию в рамках ОМ (см. ниже). Однако достаточно разумную оценку $V(r)$ можно сделать, если представить нуклон-ядерное взаимодействие как сумму нуклон-нуклонных взаимодействий, усредненных с учетом их волновых функций (см. рис. 1.2, *a*):

$$V(r) = \sum_{i=1}^A \int v_{Ni}(r - r_i) |\varphi_i(r_i)|^2 d^3 r_i. \quad (1.2)$$

Аппроксимируя короткодействующее нуклон-нуклонное взаимодействие дельта-силами $v_{Ni}(r - r_i) = -u_0 \delta(r - r_i)$, получим для $V(r)$ простое выражение $V(r) = -u_0 \sum_{i=1}^A |\varphi_i(r)|^2 = -u_0 \rho(r) \approx -V_0 / \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_A}{a}\right)\right]$, где $\rho(r)$ обозначает плотность нуклонов в ядре, которая, как отмечалось выше, практически постоянна внутри ядра и быстро уменьшается до нуля в пограничном слое шириной $a \approx 0,6$ фм. Глубина нуклон-ядерного среднего поля V_0 получается в этом случае порядка 50 МэВ.

Концепция среднего поля ядра находит свое отражение также и в модели независимых частиц при описании связанных состояний нуклонов в атомных ядрах. Суть этой модели состоит в том, что нуклоны в ядре движутся независимо друг от друга в некотором среднем поле, образованном именно за счет взаимодействия

нуклонов друг с другом, усредненном по их относительному движению. В этом случае полная волновая функция ядра может быть записана как антисимметризованное произведение одночастичных волновых функций $\Psi_A(r_1, r_2, \dots, r_A) = \left\{ \prod_{i=1}^A \varphi_i(r_i) \right\}_{\pm}$, которые в свою очередь определяются из решения одночастичного уравнения Шредингера

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(r) + V_{SO}(r)(\boldsymbol{\ell} \cdot \mathbf{s}) \right] \varphi_{nlj\mu}(r) = \varepsilon_{nlj} \varphi_{nlj\mu}(r). \quad (1.3)$$

Спин-орбитальное взаимодействие $V_{SO}(r)(\boldsymbol{\ell} \cdot \mathbf{s})$ расщепляет уровни с полным моментом $j = \ell \pm 1/2$, давая правильные значения чисел нуклонов в ядрах с заполненными оболочками (магические числа). Пример нейтронных одночастичных состояний в ядре ^{40}Ca показан на рис. 1.2, б. Из рисунка видно, что оболочка $1d_{3/2}$ полностью заполнена и 21-й нейтрон может находиться лишь в состоянии $1f_{7/2}$. Действительно, если мы посмотрим на экспериментальное значение спина основного состояния ядра ^{41}Ca , то оно равно $7/2$, а отрицательная четность этого состояния указывает на орбитальный момент $\ell = 3$.

1.2. Ядро-ядерное взаимодействие: фолдинг-потенциал, феноменологические потенциалы

Потенциальная энергия ядро-ядерного взаимодействия (как, впрочем, и любой физической системы) является ключевой характеристикой, определяющей свойства этой системы и ее эволюцию во времени. При низких энергиях возбуждения тяжелой ядерной системы (состоящей из десятков или сотен нуклонов) лишь несколько коллективных степеней свободы играют наиболее важную роль. Правильный выбор этих степеней свободы очень важен. Расстояние между центрами ядер, их взаимная ориентация (вращение) и динамические деформации их поверхностей являются ключевыми координатами при низкоэнергетических столкновениях тяжелых ядер. Характер ядро-ядерного взаимодействия зависит также от скорости сближения ядер. При относительных скоростях, превышающих скорость нуклонов внутри ядер (т.е. фермиевскую скорость), ядро-ядерный потенциал должен содержать на малых расстояниях отталкивающую составляющую, которая препятствует проникновению «замороженных» ядер друг в друга с образованием области с удвоенной плотностью (отмеченная темным цветом область перекрытия

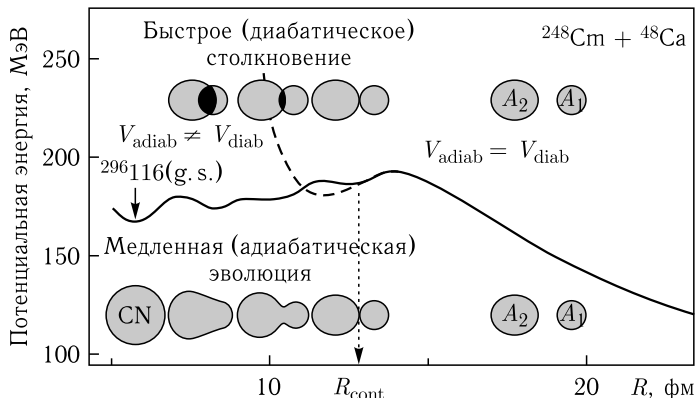


Рис. 1.3. Потенциальная энергия при диабатическом (штриховая кривая) и адиабатическом (сплошная кривая) столкновениях ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm

ядер на рис. 1.3). Такие условия столкновения называются диабатическими. При более медленных столкновениях ($v_{\text{отн}} \ll v_{\text{Fermi}}$), когда у нуклонов есть достаточно времени, чтобы достичь равновесного распределения в объеме с постоянной ядерной плотностью (адиабатические условия), ядро-ядерный потенциал имеет совершенно другой вид (рис. 1.3). Эти условия с очевидностью выполняются при энергиях столкновения, близких к высоте кулоновского барьера, когда скорость относительного движения ядер в области барьера (т. е. до их соприкосновения) близка к нулю. Адиабатическая потенциальная энергия и методы ее вычисления обсуждаются ниже в гл. 4. Для разделенных ядер диабатический и адиабатический потенциалы, естественно, совпадают.

1.2.1. Фолдинг-потенциалы. Наиболее последовательным подходом к вычислению диабатического ядро-ядерного потенциала взаимодействия является так называемая фолдинг-процедура, в которой осуществляется простое суммирование и усреднение по плотностям ядер эффективных нуклон-нуклонных взаимодействий (см., например, [4]). Эффекты, обусловленные изменением кривизны ядерных поверхностей, при этом учитываются автоматически. В этом подходе межъядерное взаимодействие достаточно просто вычисляется также и для случая произвольной ориентации статически деформированных ядер (рис. 1.4). Потенциал взаимодействия при этом записывается в виде

$$V_{12}(R; \beta_1, \Omega_1, \beta_2, \Omega_2) = \int_{V_1} \rho_1(\mathbf{r}_1) \int_{V_2} \rho_2(\mathbf{r}_2) v_{NN}(\mathbf{r}_{12}) d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2, \quad (1.4)$$

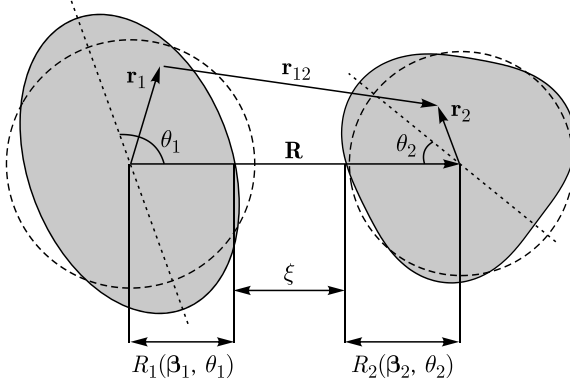


Рис. 1.4. Схематическое изображение двух деформированных ядер, вращающихся в плоскости реакции. θ_1 и θ_2 — ориентации осей симметрии ядер

где $v_{NN}(\mathbf{r}_{12} = \mathbf{R} + \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1)$ — эффективный нуклон-нуклонный потенциал; $\rho_i(\mathbf{r}_i)$ — плотность распределения ядерного вещества в i -м ядре, а $\beta_i \equiv \{\beta_\lambda^{(i)}\}$ — безразмерные параметры деформации i -го ядра (см. введение). Плотность ядерного вещества $\rho(\mathbf{r})$ обычно выбирается в виде фермиевской функции с диффузностью a :

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R(\beta, \Omega_{\mathbf{r}})}{a}\right)}, \quad (1.5)$$

где $R(\beta, \Omega_{\mathbf{r}})$ — радиус точки на поверхности ядра ($\Omega_{\mathbf{r}}$ — сферические координаты вектора \mathbf{r}), а значение ρ_0 определяется из условия нормировки: $\int \rho_i d^3\mathbf{r} = A_i$.

Эффективный нуклон-нуклонный потенциал состоит из короткодействующей ядерной части и дальнедействующей кулоновской: $v_{NN} = v_{NN}^N + v_{NN}^C$. Последняя, очевидно, действует только между протонами, $v_{NN}^C(r) = e^2/r$. Для ядерной части эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия используются как конечный, так и нулевой радиусы действия. В частности, зависящее от плотности эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие с нулевым радиусом действия значительно упрощает вычисление шестимерного интеграла (1.4) и при соответствующей параметризации ядерной плотности дает правильные значения (и положения) кулоновских барьеров ядро-ядерных взаимодействий.

Среди потенциалов конечного радиуса действия наиболее часто используется потенциал МЗУ [4]. При соответствующем

выборе параметров фолдинг-потенциал с МЗУ-взаимодействием хорошо описывает кулоновские барьеры ядер и успешно используется для описания упругого рассеяния. Однако в области перекрытия ядер, где из-за действия принципа Паули должно возникать отталкивание, препятствующее появлению области с удвоенной ядерной плотностью (несжимаемость ядерного вещества), МЗУ-взаимодействие дает слишком сильное притяжение, противоречащее, в частности, экспериментам по глубоконеупругому рассеянию тяжелых ядер. Одним из решений этой проблемы может быть введение дополнительного феноменологического потенциала отталкивания нулевого радиуса в эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие, приводящего к появлению дополнительного слагаемого $V_0^{\text{rep}} \int_{V_1} \rho_1(\mathbf{r}_1, \tilde{a}_1, r_{01}) \rho_2(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1, \tilde{a}_2, r_{02}) d^3 \mathbf{r}_1$

в выражении (1.4). Параметры диффузности в ядерных плотностях в этом слагаемом рекомендуется брать несколько меньшими, например, $\tilde{a} = 0,65a$, чтобы отталкивающая часть сильно не влияла на высоту кулоновского барьера. Величина потенциала отталкивания $V_0^{\text{rep}} \approx 480 \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^3$ выбирается из условия воспроизведения коэффициента ядерной несжимаемости.

Зависящий от плотности и от энергии эффективный нуклон-нуклонный МЗУ-потенциал содержит прямой и обменный члены:

$$v_{\text{МЗУ}}^N(\mathbf{r}) = [v_{\text{МЗУ}}^{\text{dir}}(\mathbf{r}) + v_{\text{МЗУ}}^{\text{ex}}(\mathbf{r})] F(\rho) \left(1 - k \frac{E}{A} \right), \quad (1.6)$$

где $k = 0,003 \text{ МэВ}^{-1}$, а E — энергия столкновения. Для прямой части взаимодействия рекомендуется использовать выражение

$$v_{\text{МЗУ}}^{\text{dir}}(r) = 11061,625 \frac{\exp(-4r)}{4r} - 2537,5 \frac{\exp(2,5r)}{2,5r}, \quad (1.7)$$

а для обменного члена обычно выбираются силы нулевого радиуса $v_{\text{МЗУ}}^{\text{ex}} = -592\delta(\mathbf{r})$. Функция

$$F(\rho) = C[1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho] \quad (1.8)$$

с параметрами $C = 0,2658$, $\alpha = 3,8033$, $\beta = 1,4099 \text{ фм}^3$, $\gamma = 4,0 \text{ фм}^3$ и $\rho(\mathbf{r}) = \rho_1(\mathbf{r}) + \rho_2(\mathbf{r})$ определяет плотностную зависимость нуклон-нуклонного взаимодействия.

С целью уменьшения числа необходимых параметров можно использовать протонные и нейтронные плотности с одинаковыми радиусами $r_p^0 = r_n^0$ и диффузностями $a_p = a_n = a$. Глобальная параметризация зарядового радиуса r_p^0 может быть полу-

чена из аппроксимации имеющихся экспериментальных данных (см. рис. В2 и формулы (В3), (В4)). Значение второго параметра модели — диффузности a — подбирается исходя из наилучшего соответствия получаемых барьеров слияния ядер экспериментальным значениям или эмпирическим значениям барьеров Басса [5]. В частности, выражение

$$a(Z, A) = 0,45 - 6(Z^2/A)^{-3} \quad (1.9)$$

может быть рекомендовано для параметра диффузности ядерных плотностей при вычислении фолдинг-потенциалов ядро-ядерных взаимодействий для $A_{1,2} \geq 16$ и $Z_{1,2} \geq 8$.

1.2.2. Потенциал Вудса–Саксона. В большинстве случаев потенциальная энергия взаимодействия двух разделенных ядер может быть параметризована какой-либо простой функциональной зависимостью, например, потенциалом Вудса–Саксона или потенциалом проксимити [6]. В случае небольших деформаций форма аксиально-симметричного ядра обычно определяется формулой (В5), а потенциальная энергия взаимодействия двух деформированных ядер, изображенных на рис. 1.4, может быть записана в виде суммы кулоновской и ядерной энергии:

$$V_{12}(R; \beta_1, \theta_1, \beta_2, \theta_2) = V_C(R; \beta_1, \theta_1, \beta_2, \theta_2) + V_N(R; \beta_1, \theta_1, \beta_2, \theta_2). \quad (1.10)$$

Пренебрегая мультиполь-мультипольным взаимодействием, с точностью до второго порядка по деформациям кулоновское взаимодействие деформированных ядер можно записать в виде

$$\begin{aligned} V_C = Z_1 Z_2 e^2 & \left[F^{(0)}(R) + \sum_{i=1}^2 \sum_{\lambda \geq 2} F_{i\lambda}^{(1)}(R) \beta_{i\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta_i) \right] + \\ & + Z_1 Z_2 e^2 \sum_{i=1}^2 \sum_{\lambda'} \sum_{\lambda''} \sum_{\lambda = |\lambda' - \lambda''|}^{\lambda = \lambda' + \lambda''} F_{i\lambda}^{(2)}(R) \sum_{\mu} \int Y_{\lambda' \mu}^* Y_{\lambda'' - \mu}^* Y_{\lambda 0} d\Omega \times \\ & \times \beta_{i\lambda'} \beta_{i\lambda''} Y_{\lambda 0}(\theta_i) + \dots \quad (1.11) \end{aligned}$$

Здесь $F_{\lambda}^{(n)}(R)$ — формфакторы взаимодействия. При $R > R_1 + R_2$ имеем $F^{(0)} = \frac{1}{R}$, $F_{i\lambda}^{(1)} = \frac{3}{2\lambda + 1} \frac{R_i^{\lambda}}{R^{\lambda+1}}$, $F_{i\lambda=2}^{(2)} = \frac{6}{5} \frac{R_i^2}{R^3}$, $F_{i\lambda=4}^{(2)} = \frac{R_i^4}{R^5}$. При меньших значениях R , когда ядерные поверхности перекрываются, для формфакторов кулоновского взаимодействия получаются более сложные выражения, что, впрочем, несущественно для рассматриваемых здесь низкоэнергетических про-

цессов столкновения тяжелых ионов, поскольку при $R < R_1 + R_2$ ядерная система регулируется уже адиабатической потенциальной энергией (см. гл. 4). При описании вращения деформированных ядер обычно учитывается их квадрупольная и/или гексадекапольная деформация. Поскольку, как правило, $\beta_4 \ll 1$, в третьем слагаемом сохраняются лишь члены с $\lambda' = \lambda'' = 2$ и λ принимает значения 2 и 4.

Короткодействующее ядерное взаимодействие зависит от расстояния между поверхностями сталкивающихся ядер, в качестве которого обычно используется расстояние вдоль межъядерной оси $\xi = R - R_1(\beta_1, \theta_1) - R_2(\beta_2, \theta_2)$ (см. рис. 1.4). Это взаимодействие часто аппроксимируется потенциалом Вудса–Саксона, который записывается в форме

$$V_{\text{WS}}(\xi) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{\xi}{a_V}\right)}, \quad (1.12)$$

где $\xi = R - R_V - \Delta R_1 - \Delta R_2$, а $\Delta R_1 = R_1(\beta_1, \theta_1) - R_1$, $\Delta R_2 = R_2(\beta_2, \theta_2) - R_2$. Заметим, что для потенциала Вудса–Саксона радиус взаимодействия $R_V = r_0^V (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ обычно не совпадает с суммой радиусов самих ядер и r_0^V является дополнительным независимым параметром (помимо V_0 и a_V). Для легких ядер ($A_1 \leq 4$) очень часто используют ту же параметризацию радиуса потенциала взаимодействия, что и для нуклонов, а именно, $R_V = r_0^V A_2^{1/3}$.

1.2.3. Потенциал проксимити. Другой, более удобной, возможностью описания ядро-ядерного взаимодействия является использование потенциала *проксимити* [6]:

$$V_{\text{prox}}(\xi) = 4\pi\gamma b P_{\text{sph}}^{-1} \cdot \Phi(\xi/b). \quad (1.13)$$

Здесь $\Phi(\xi/b)$ — универсальный безразмерный формфактор:

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \\ &= \begin{cases} -1,7817 + 0,9270x + 0,14300x^2 - 0,09000x^3, & x < 0, \\ -1,7817 + 0,9270x + 0,01696x^2 - 0,05148x^3, & 0 < x < 1,9475, \\ -4,41 \exp\left(-\frac{x}{0,7176}\right), & x > 1,9475; \end{cases} \end{aligned} \quad (1.14)$$

b — параметр толщины поверхностного слоя (≈ 1 фм); $\gamma = \gamma_0(1 - 1,7826 \cdot I^2)$, $\gamma_0 \approx 0,95$ МэВ·фм⁻² — коэффициент

поверхностного натяжения, $I = (N - Z)/A$, а $P_{\text{sph}} = 1/\bar{R}_1 + 1/\bar{R}_2$ — суммарная кривизна поверхностей сферических ядер и $\bar{R}_i = R_i[1 - (b/R_i)^2]$. Это взаимодействие наиболее чувствительно к выбору материальных радиусов ядер. Реальные результаты получаются при выборе $r_0 \approx 1,16$ фм для радиусов тяжелых ядер ($A > 50$) и $r_0 \approx 1,22$ фм для ядер с $A \sim 16$. Для промежуточных значений A можно использовать выражение $r_0 \approx 1,16 + 16/A^2$, а для $A < 16$ значение r_0 должно выбираться индивидуально (см. рис. В2). Основное достоинство потенциала проксимити состоит в его универсальности, т. е. в отсутствии подгоночных параметров типа V_0, r_0^V, a_V (как для потенциала Вудса–Саксона).

Величина притяжения двух ядерных поверхностей зависит также от их кривизны, т. е. от площади соприкасающихся поверхностей. Обычно это учитывается заменой P_{sph} в (1.13) на выражение

$$P(\beta_1, \theta_1, \beta_2, \theta_2) = \left[(k_1^{\parallel} + k_2^{\parallel})(k_1^{\perp} + k_2^{\perp}) \right]^{1/2}, \quad (1.15)$$

где $k_i^{\parallel, \perp}$ — главные параметры локальной кривизны поверхностей снаряда и мишени. Для сферических ядер $k_i^{\parallel, \perp} = R_i^{-1}$ и $P = P_{\text{sph}}$. В случае межосевых динамических деформаций, $\theta_1 = \theta_2 = 0$, возникающих при медленных столкновениях динамически деформируемых ядер, локальная кривизна поверхностей может быть найдена в явном виде:

$$P(\beta_1, \theta_1 = 0, \beta_2, \theta_2 = 0) = \sum_{i=1,2} \frac{1}{\bar{R}_i} \left(1 + \sum_{\lambda \geq 2} \sqrt{\frac{2\lambda + 1}{4\pi}} \beta_{i\lambda} \right)^{-2} \times \\ \times \left(1 + \sum_{\lambda \geq 2} (1 + \eta(\lambda)) \sqrt{\frac{2\lambda + 1}{4\pi}} \beta_{i\lambda} \right), \quad (1.16)$$

где $\eta(\lambda) = \frac{1}{2}\lambda(\lambda + 1)$.

1.2.4. Потенциал Басса. Для оценки кулоновского барьера при взаимодействии достаточно тяжелых ядер часто используют также феноменологический потенциал Басса [5]:

$$V_{\text{Bass}}(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} - \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} g(\xi), \quad (1.17)$$

где $\xi = R - (R_1 + R_2)$ — расстояние между поверхностями ядер, радиусы ядер определяются выражением $R_i = 1,16A_i^{1/3}$ —

$-1,39A_i^{-1/3}$, а функция $g(\xi) = \left[A \exp\left(\frac{\xi}{d_1}\right) + B \exp\left(\frac{\xi}{d_2}\right) \right]^{-1}$ с параметрами $A = 0,03 \text{ МэВ}^{-1} \cdot \text{фм}$, $B = 0,0061 \text{ МэВ}^{-1} \cdot \text{фм}$, $d_1 = 3,3 \text{ фм}$ и $d_2 = 0,65 \text{ фм}$.

1.2.5. Сравнение адиабатических потенциалов ядро-ядерного взаимодействия. Сравнительный вид полученных в перечисленных выше моделях потенциалов взаимодействия сферических ядер ^{48}Ca и ^{208}Pb показан на рис. 1.5. При правильно подобранных параметрах различные модели дают близкие значения кулоновских барьеров взаимодействия тяжелых ядер (в пределах 2 или 3 МэВ). На малых же расстояниях (в области перекрытия ядерных поверхностей) эти потенциалы различаются очень сильно. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют лучше определять адиабатический ядро-ядерный потенциал на малых расстояниях. Основной причиной этого является сильная связь относительного движения ядер (координата R) со многими другими внутренними степенями свободы перекрывающихся ядер. Использование одномерного потенциала $V(R)$ в этой области теряет смысл, и эволюция ядерной системы определяется многомерным драйвинг-потенциалом (см. гл. 4).

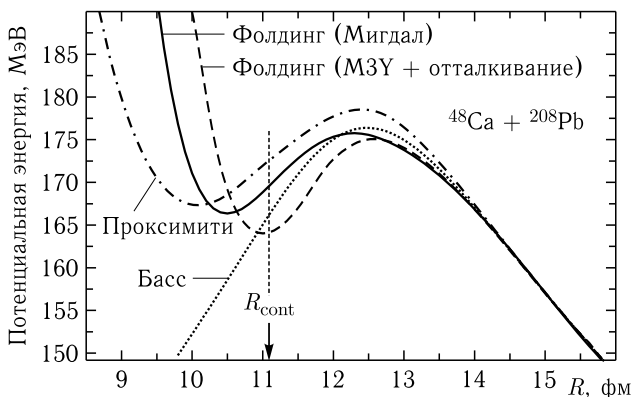


Рис. 1.5. Потенциальная энергия взаимодействия сферических ядер $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Сплошная кривая — фолдинг-потенциал с силами нулевого радиуса, штриховая кривая — фолдинг-потенциал с МЗУ-взаимодействием и отталкиванием (см. приведенные выше параметры), пунктирная и штрихпунктирные кривые — феноменологические потенциалы Басса [5] и проксимити [6] соответственно. R_{cont} указывает расстояние между центрами ядер при соприкосновении их поверхностей

1.2.6. Зависимость потенциальной энергии от ориентации ядер. Как отмечалось выше, некоторые ядра являются деформированными уже в основном состоянии. Взаимодействие таких ядер, естественно, зависит от их пространственной ориентации (см. рис. 1.4). Короткодействующие притягивающие ядерные силы зависят от расстояния между поверхностями ядер $\xi = R - R_1(\beta_1, \theta_1) - R_2(\beta_2, \theta_2)$, а дальнедействующие кулоновские силы отталкивания зависят от расстояния между ядерными центрами R . Поэтому если, например, рассматривать конфигурацию двух соприкасающихся ядер ($\xi = 0$), то ядерные силы остаются постоянными, а кулоновская энергия резко уменьшается для ориентации «нос к носу», поскольку при этом увеличивается расстояние между центрами ядер. В результате для такой конфигурации уменьшается и суммарная потенциальная энергия. Взаимодействие сферического ядра ^{16}O с деформированным ядром ^{154}Sm ($\beta_2 = 0,3, \beta_4 = 0,1$) показано на рис. 1.6 в зависимости от ориентации ^{154}Sm . Видно, что высота кулоновского барьера действительно очень сильно зависит от ориентации деформированного ядра — разница для предельных ориентаций («бок к боку» и «нос к носу») может превышать 20 МэВ для тяжелых статически деформированных ядер.

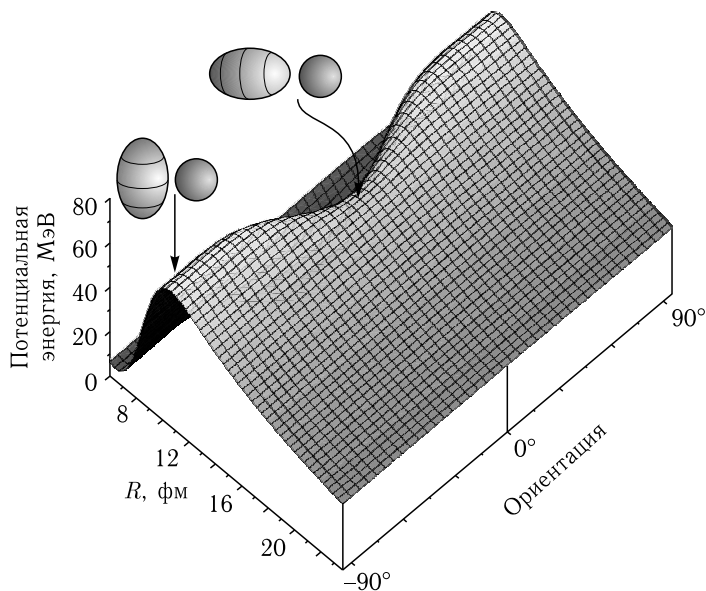


Рис. 1.6. Потенциальная энергия взаимодействия ядер $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ ($\beta_2 = 0,3, \beta_4 = 0,1$) в зависимости от расстояния и взаимной ориентации

Азимутальная же ориентация двух деформированных ядер влияет на потенциальную энергию их взаимодействия гораздо слабее. На рис. 1.7 показана потенциальная энергия двух статически деформированных ядер, ^{64}Zn ($\beta_2 = 0,22$) и ^{150}Nd ($\beta_2 = 0,24$), в зависимости от их полярной и азимутальной ориентаций (вращение в плоскости, перпендикулярной межъядерной оси, см. рис. 1.4). Как видно из рисунка, кулоновский барьер изменяется лишь на 1 или 2 МэВ при изменении азимутальной ориентации ядер (независимо от их полярной ориентации), и таким вращением, в принципе, можно пренебречь. Более подробное описание потенциальной

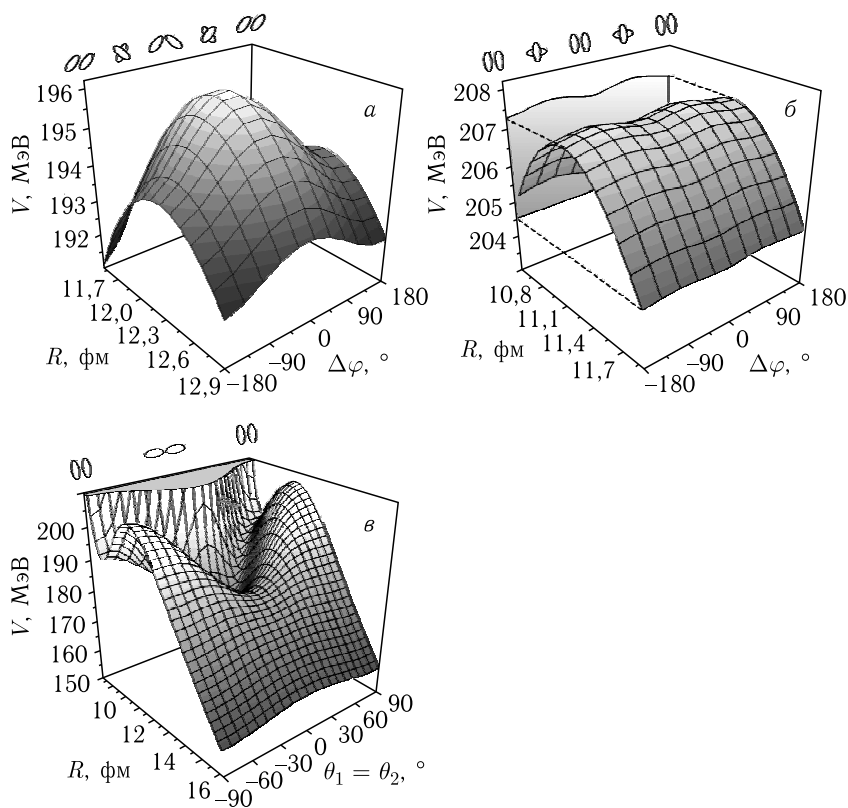


Рис. 1.7. Потенциальная энергия взаимодействия двух деформированных ядер ^{64}Zn ($\beta_2 = 0,22$) и ^{150}Nd ($\beta_2 = 0,24$) в зависимости от их азимутальной (а и б) и полярной (в) ориентаций. а) $\theta_1 = \theta_2 = \pi/4$; б) $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$; в) $\varphi_1 = \varphi_2$, т.е. $\Delta\varphi = 0$. Схематическая ориентация ядер показана в верхней части рисунков

энергии взаимодействия тяжелых ядер вместе с алгоритмами ее вычисления можно найти в работе [7] и в ядерно-физической базе знаний на веб-сайте <http://nr.v.jinr.ru/nrv>.

1.2.7. Зависимость потенциальной энергии от динамической деформации ядер. Тяжелые (сферические в их основных состояниях) ядра при столкновении могут испытывать динамические деформации. На рис. 1.8 показана потенциальная энергия взаимодействия ядер ^{40}Ca и ^{90}Zr в зависимости от их динамических квадрупольных деформаций, рассчитанная с параметрами жидкокапельной модели. Для простоты здесь предполагалось, что энергия деформации ядер пропорциональна их массам и вместо двух параметров динамической деформации β_1 и β_2 использовался лишь один: $\beta = \beta_1 + \beta_2$ (индексы здесь относятся к пер-

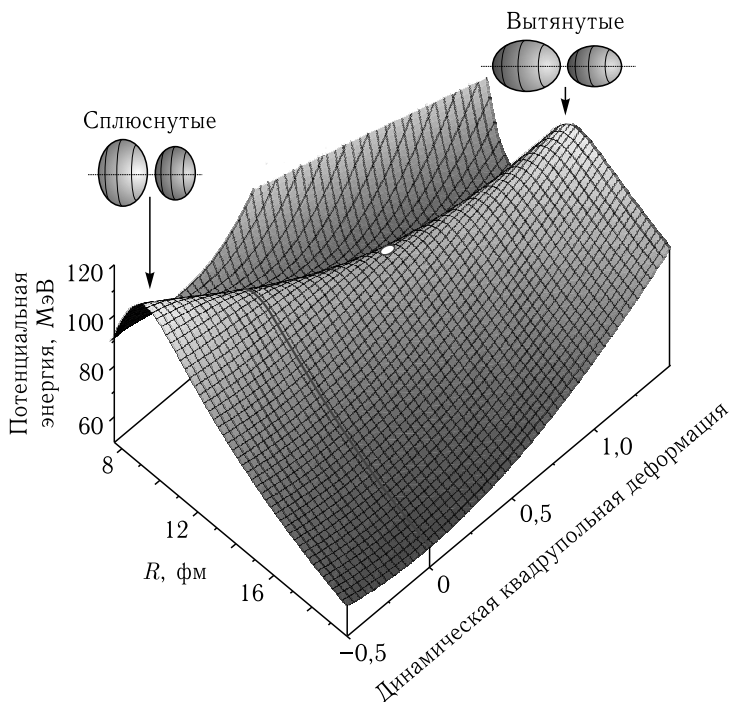


Рис. 1.8. Потенциальная энергия взаимодействия ядер ^{40}Ca и ^{90}Zr (сферических в основном состоянии) в зависимости от расстояния между их центрами масс и от их динамической деформации. Минимальное значение высоты кулоновского барьера (отмеченное кружком) достигается при ненулевой динамической деформации. Красной линией на поверхности отмечена потенциальная энергия взаимодействия сферических ядер

вому и второму ядрам, а сама деформация квадрупольная). Из рисунка видно, что высота кулоновского барьера сильно зависит от динамической деформации ядер. В области кулоновского барьера, т. е. на расстояниях $R > R_1 + R_2$, увеличение деформации приводит к уменьшению расстояния между поверхностями ядер и увеличению ядерных сил притяжения. При дальнейшем увеличении динамической деформации потенциальная энергия начинает увеличиваться из-за упругости ядерной поверхности, поскольку к величине межъядерного взаимодействия $V_{12}(R; \beta_1, \beta_2)$ следует добавить энергию деформации, которая при малых значениях β_1 и β_2 имеет вид $\frac{1}{2}C_1\beta_1^2 + \frac{1}{2}C_2\beta_2^2$, где $C_{1,2}$ — жесткости поверхностей двух ядер. В результате кулоновский барьер приобретает вид хребта с седловой (минимальной) точкой при некотором ненулевом значении динамической деформации. Как мы увидим ниже, именно такое поведение кулоновского барьера приводит к увеличению сечения слияния ядер при подбарьерных энергиях.

1.3. Классификация ядерных реакций, постановка эксперимента, сечения и кинематика ядерных реакций

Ядерные реакции с участием тяжелых ионов используются для самых разнообразных целей. С их помощью изучаются свойства самих ядер, получаются и исследуются экзотические состояния ядер (сильно возбужденные, быстро вращающиеся и т.п.) и ядра на границе ядерной стабильности (протонно- и нейтронно-избыточные), синтезируются сверхтяжелые ядра (в том числе новые химические элементы), изучаются механизмы ядерных реакций и т.д. В зависимости от преследуемой цели выбираются подходящая энергия столкновений, нужная комбинация ядер и соответствующий механизм ядерной реакции. Энергию столкновения ядер можно условно разделить на «низкую» (от нуля до 150 МэВ/нуклон, т.е. до порога рождения самых легких мезонов), «промежуточную» (от 150 до 1000 МэВ/нуклон, т.е. до порога рождения барионов), «высокую» (от 1 до 100 ГэВ/нуклон) и «сверхвысокую» (несколько ТэВ/нуклон). Конечно, это деление несколько условно. Тем не менее в данном курсе нас интересуют именно низкие энергии столкновения, при которых не рождается никаких новых частиц (или их рождение крайне маловероятно) и число нуклонов сохраняется.

Однако и в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов наблюдается большое количество самых разнообразных

ядерных процессов: упругое рассеяние сталкивающихся частиц, квазиупругое рассеяние и малонуклонные передачи, глубоконеупругое рассеяние, реакции слияния, процессы фрагментации и процессы деления. В последующих главах как раз и рассматриваются различные механизмы ядерных реакций.

Простейшая постановка эксперимента показана на рис. 1.9, а. Пучок монохроматических ионов из ускорителя падает на мишень, на расстоянии d от которой расположен детектор с площадью окна ΔS , $\Delta\Omega = \Delta S/d^2$ — телесный угол, под которым виден детектор. Обозначим поперечное сечение ядра σ (см. рис. 1.9, б). Если площадь мишени, на которую падает пучок ускоренных частиц, равна S , а толщина мишени ℓ , то видимая площадь всех ядер равна $\Sigma = \sigma \cdot \rho \cdot S \cdot \ell$, где ρ — концентрация атомов в материале мишени [штук/см³]. Вероятность того, что одна из налетающих частиц попадет в какое-нибудь ядро $P = \Sigma/S = \sigma \cdot \rho \cdot \ell$, а число событий (реакций) в секунду $N = \nu_0 \cdot \sigma \cdot \rho \cdot \ell$ зависит также от интенсивности пучка ν_0 [частиц в секунду]. Обозначим через $\Delta\sigma(\theta)$ часть полного сечения ядра, которое приводит к рассеянию именно на угол θ в телесный угол $\Delta\Omega$. Тогда скорость счета детектора $\Delta N = \nu_0 \cdot \Delta\sigma \cdot \rho \cdot \ell$ [событий в секунду]. Очевидно, что скорость счета прямо пропорциональна площади окна ΔS (при достаточно удаленном детекторе). Поэтому удобно определить так называемое дифференциальное сечение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\Delta N(\theta)}{\nu_0 \rho \ell \Delta\Omega}. \tag{1.18}$$

Эта величина не зависит от интенсивности пучка, плотности и толщины мишени или свойств детектора и отражает лишь характер взаимодействия налетающих частиц с атомными ядрами мишенного материала. В более сложных экспериментах детекторы измеряют не только факт попадания в него какой-то

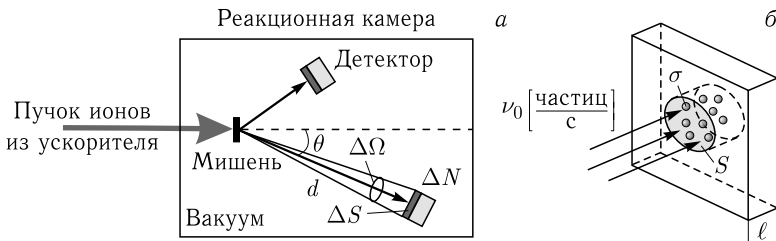


Рис. 1.9. Схематическое изображение постановки эксперимента (а) и определения сечения ядерной реакции (б)

частицы, но, например, и ее энергию, либо факт попадания частицы при условии, что в другой детектор попала другая частица (например, в процессах фрагментации). В этом случае измеряются многомерные сечения: $d^2\sigma/d\Omega dE$, $d^3\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_2$ и т. п. (см. ниже).

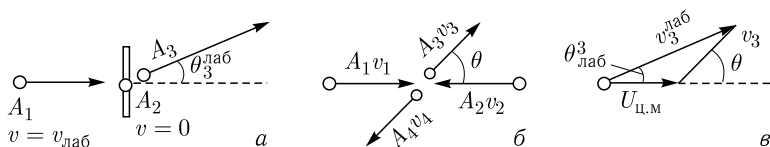
Расчеты и анализ любых процессов столкновения более удобно проводить в системе центра масс, в то время как все измерения проводятся в лабораторной системе координат. При этом возникает необходимость перевода данных из одной системы в другую. Это делается с помощью кинематических соотношений, основанных на законах сохранения энергии и полного импульса. Пусть, например, ядро с массовым числом A_1 и скоростью $v_{\text{лаб}}$ налетает на покоящееся ядро мишени A_2 и в результате столкновения образуются ядра с массами A_3 и A_4 (рис. 1.10, а). Оче-

видно, что $E_{\text{лаб}} = \frac{m_N A_1}{2} v_{\text{лаб}}^2$, $E_{\text{ц.м}} = \frac{A_2}{A_1 + A_2} E_{\text{лаб}} = \frac{\mu}{2} v_{\text{лаб}}^2$, где $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} m_N$ — приведенная масса, а m_N — масса нуклона.

В системе центра масс сталкивающиеся частицы движутся навстречу друг другу со скоростями $v_1 = \frac{A_2}{A_1 + A_2} v_{\text{лаб}}$ и

$v_2 = \frac{A_1}{A_1 + A_2} v_{\text{лаб}}$, а их импульсы равны: $A_1 v_1 = A_2 v_2$. Импульсы разлетающихся частиц (под углом θ и $\pi - \theta$) также равны: $A_3 v_3 = A_4 v_4$, и весь процесс столкновения в системе центра масс выглядит, как показано на рис. 1.10, б. Поскольку центр масс всей системы движется в лабораторной системе координат со скоростью $U_{\text{ц.м}} = \frac{A_1 v_{\text{лаб}} + A_2 v_{\text{лаб}}^{(2)}}{A_1 + A_2} = \frac{A_1}{A_1 + A_2} v_{\text{лаб}}$, то к скорости

каждой частицы \mathbf{v}_i надо добавить $\mathbf{U}_{\text{ц.м}}$ при переходе в лабораторную систему координат (рис. 1.10, в). В результате углы вылета частиц в лабораторной системе координат оказываются меньше, чем в системе центра масс. Для показанного на рис. 1.10



Постановка эксперимента Система центра масс Лабораторная система

Рис. 1.10. Кинематика простейшей ядерной реакции

фрагмента 3 эти углы связаны соотношением

$$\operatorname{tg} \theta_3^{\text{лаб}} = \frac{v_3 \sin \theta}{v_3 \cos \theta + U_{\text{ц.м}}} = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{U_{\text{ц.м}}}{v_3}}. \quad (1.19)$$

В случае упругого рассеяния $v_3 = v_1 = \frac{A_2}{A_1 + A_2} v_{\text{лаб}}$, $\frac{U_{\text{ц.м}}}{v_3} = \frac{A_1}{A_2}$ и $\operatorname{tg} \theta_3^{\text{лаб}} = \frac{\sin \theta}{\cos \theta + \frac{A_1}{A_2}}$, а при столкновении одинаковых частиц

$$(A_1 = A_2) \theta^{\text{лаб}} = \theta/2.$$

Пересчет дифференциального сечения из системы центра масс в лабораторную систему координат (или наоборот) основан на равенстве числа частиц ΔN , попадающих в детектор, в обеих системах координат, т.е. $\frac{d\sigma^{\text{лаб}}}{d\Omega}(\theta^{\text{лаб}}) = \frac{d\sigma^{\text{ц.м}}}{d\Omega}(\theta) \frac{\sin \theta}{\sin \theta^{\text{лаб}}} \frac{d\theta}{d\theta^{\text{лаб}}}$.

В частности, для упругого рассеяния получаем следующую формулу для пересчета дифференциальных сечений:

$$\frac{d\sigma^{\text{лаб}}}{d\Omega}(\theta^{\text{лаб}}) = \frac{x\sqrt{x}}{|1 + \alpha \cos \theta|} \frac{d\sigma^{\text{ц.м}}}{d\Omega}(\theta), \quad (1.20)$$

где $\alpha = A_1/A_2$, $x = 1 + \alpha^2 + 2\alpha \cos \theta$, а углы θ и $\theta^{\text{лаб}}$ связаны соотношением (1.19).

Законы сохранения полной энергии и импульса дают в общей сложности четыре соотношения. В случае двухтельной ядерной реакции $A_1 + A_2 \rightarrow A_3 + A_4$ (при низких энергиях именно такие процессы в основном и происходят) из шести неизвестных ($v_3^x, v_3^y, v_3^z, v_4^x, v_4^y, v_4^z$ или $E_3, \theta_3, \varphi_3, E_4, \theta_4, \varphi_4$) две переменные остаются произвольными. Одна из них фиксируется выбором плоскости реакции, проходящей через ось пучка и через линию, соединяющую мишень и детектор (см. рис. 1.9). Очевидно, что в силу азимутальной симметрии выбор этой плоскости совершенно произволен и определяется лишь удобством расположения детектора. Если эту плоскость обозначить (y, z) , то $v_3^x = 0$ или $\varphi_3 = 0$ и остается пять переменных при четырех уравнениях, определяющих законы сохранения. Это означает, что в двухтельных каналах реакции остается лишь одна величина, которая должна быть измерена, а все остальные могут быть легко определены из соответствующих законов сохранения. В качестве такой величины выбирают обычно угол вылета одного из фрагментов, т.е. в эксперименте измеряют просто количество частиц, регистрируемых детектором, в зависимости от его угла поворота,

которое затем по формуле (1.18) пересчитывается в «одномерное» дифференциальное сечение. При этом нет необходимости в измерении энергии этого фрагмента, а также угла вылета и энергии второго фрагмента, которые легко и однозначно (в системе центра масс) определяются из законов сохранения. На рис. 1.11 в качестве примера показаны возможные энергии и углы вылета в лабораторной системе ядер ^{17}F и ^{12}B , образующихся в реакции $^{20}\text{Ne} + ^9\text{Be}$ при энергии 50 МэВ/нуклон. Очевидно, что для изучения этой реакции достаточно одного детектора (а не двух, как показано для наглядности на рис. 1.11). Ситуация не изменяется, если вылетающее ядро образуется в одном из своих возбужденных состояний, например, $A_1 + A_2 \rightarrow A'_3(\varepsilon_n) + A_4$. При этом энергия возбуждения ε_n должна быть просто учтена в законе сохранения полной энергии, а детектор должен быть способен

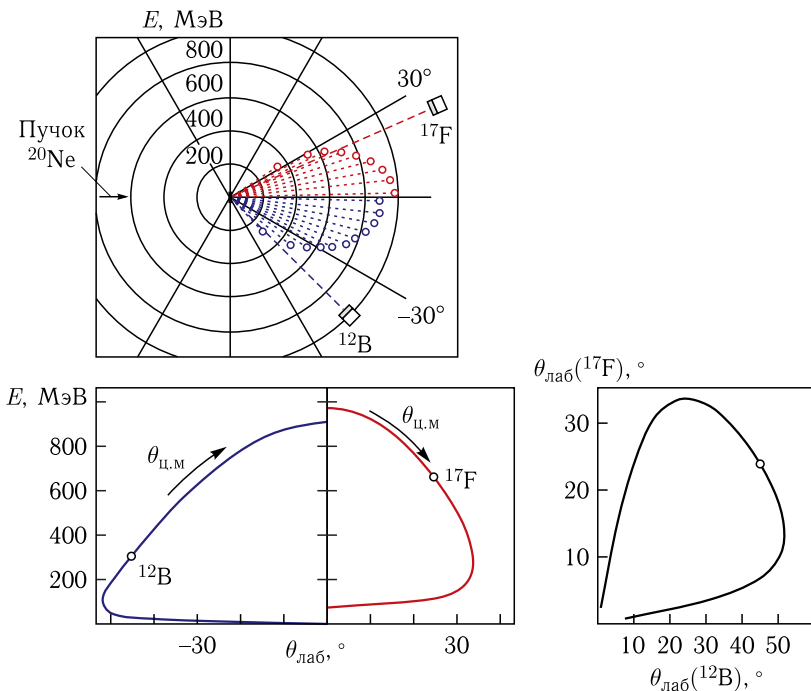


Рис. 1.11. Кинематика двухтельной ядерной реакции в лабораторной системе координат. Показан случай столкновения ^{20}Ne с энергией 50 МэВ/нуклон с бериллиевой мишенью с образованием в выходном канале ядер ^{17}F и ^{12}B , находящихся в их основных состояниях. Измерение, например, энергии одного из вылетающих ядер однозначно определяет угол и энергию второго ядра

отличить возбужденное состояние ядра A_3 от его основного состояния. В этом случае измеряется дифференциальное сечение $d\sigma^{(n)}(\theta)/d\Omega$ в канале n .

Однако при столкновении достаточно тяжелых ядер в выходном канале могут образовываться фрагменты с большой энергией возбуждения (см. ниже реакции глубоконеупругого рассеяния). В этом случае энергия возбуждения обоих фрагментов (т. е. потеря кинетической энергии) является еще одной переменной, и

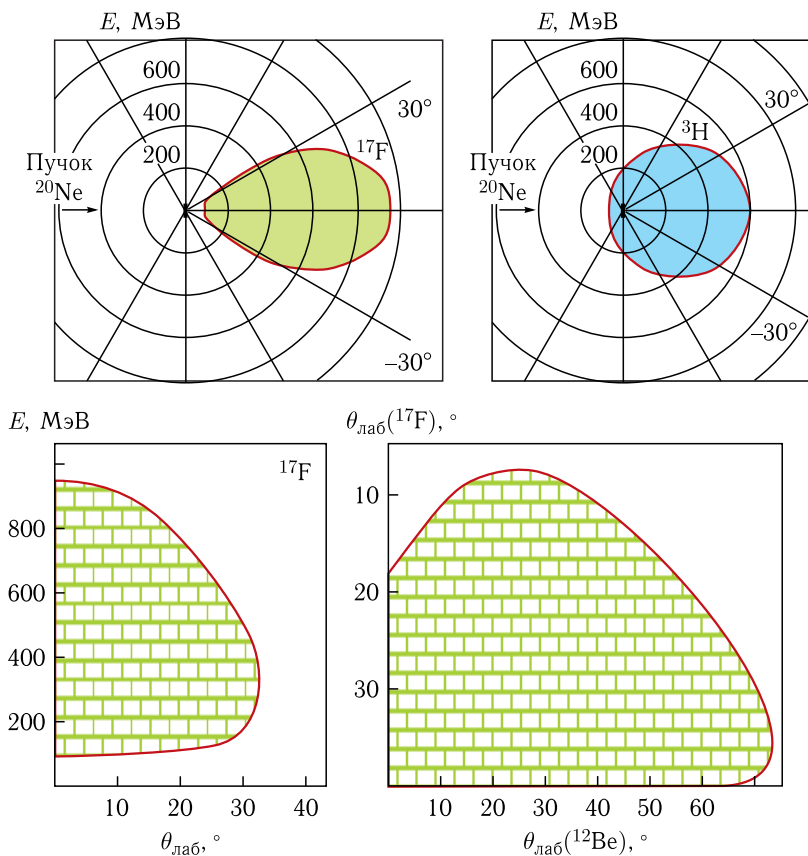


Рис. 1.12. Кинематика трехтельной ядерной реакции в лабораторной системе координат. Показан случай столкновения ^{20}Ne с энергией 50 МэВ/нуклон с бериллиевой мишенью с образованием ядер ^{17}F , ^9Be и ^3H в выходном канале. Вылетающие ядра могут иметь любые значения углов и энергий в соответствующих заштрихованных областях

интерес представляет измерение двойного дифференциального сечения $d^2\sigma/d\Omega dE$ даже в случае двухтельной ядерной реакции.

При увеличении энергии столкновения в выходном канале с некоторой вероятностью образуется больше двух фрагментов и ситуация кардинально изменяется. В реакциях с участием слабосвязанных ядер (например ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{He}$ и т. п.) такие процессы происходят уже и при низких энергиях столкновения. Поскольку по-прежнему имеются только четыре закона сохранения, углы вылета и энергии образующихся частиц могут принимать произвольные значения в некоторых заданных интервалах. В качестве примера на рис. 1.12 изображена кинематика трехтельной реакции ${}^{20}\text{Ne} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{17}\text{F} + {}^9\text{Be} + {}^3\text{H}$ при энергии пучка 50 МэВ/нуклон. Любая точка внутри заштрихованных областей определяет энергию и угол вылета соответствующего фрагмента, которые могут быть получены в одном из зарегистрированных событий. Как видно из рисунка, эти значения не совсем произвольны. Законы сохранения накладывают определенные ограничения на энергии и углы вылета всех частиц. Эти законы, однако, не позволяют сделать вывод, с какими энергиями и при каких углах частиц будет вылетать больше или меньше (для этого требуется решать динамические уравнения движения, учитывая взаимодействия частиц друг с другом). Для полного изучения механизма такой реакции требуется измерение углов вылета двух частиц и энергии одной из них (или двух энергий и одного угла), т. е. использование двух независимых детекторов.

Список литературы к главе 1

1. Казаринов Ю. М., Смирнов Ю. Н. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 35.
2. Айзенберг И., Грайнер В. Микроскопическая теория ядра. М.: Атомиздат, 1976.
3. Bender M., Heenen P.-H., Reinhard P.-G. // Rev. Mod. Phys. 2003. V. 75. P. 121.
4. Satchler G. R., Love W. G. // Phys. Rep. 1979. V. 55. P. 183.
5. Bass R. Nuclear Reactions with Heavy Ions. Berlin: Springer, 1980.
6. Blocki J., Randrup J., Swiatecki W. J., Tsang C. F. // Ann. Phys. (N.Y.). 1977. V. 105. P. 427.
7. Загребавев В. И., Карпов А. В., Аритомо Я., Науменко М. А., Грайнер В. // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38. С. 893.

Глава 2

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НУКЛОНОВ И ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

2.1. Рассеяние частиц кулоновским полем

При низких энергиях столкновения ядер значительную роль играет кулоновская энергия их взаимодействия. Наложение ядерных сил притяжения (начинающих действовать при сближении ядерных поверхностей на расстояние в 1–2 фм) и кулоновских сил отталкивания формирует потенциальную энергию взаимодействия с кулоновским барьером V^B на расстоянии $R_B > R_{\text{cont}} = R_1 + R_2$ (рис. 2.1, а). При энергии ниже высоты кулоновского барьера (обозначенной E_1 на рис. 2.1) сталкивающиеся ядра не могут соприкоснуться. Ядерные силы в этом случае не играют никакой роли, и наблюдается лишь упругое рассеяние частиц в кулоновском поле $V(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$ и некоторая вероятность неупругого возбуждения ядер (см. ниже).

Поле траекторий при подбарьерных столкновениях ядер ^{48}Ca с ядрами свинца показано на рис. 2.1, б. Видно, что даже при лобовых столкновениях ($b = 0$) ядра не могут преодолеть кулоновский барьер — затененная область является классически недоступной для движения, а волновая функция, описывающая относительное движение ядер, экспоненциально затухает в этой области (см. ниже). Трехмерная поверхность (с учетом вращения вокруг оси z), разделяющая доступную и недоступную области движения, $\theta_C(r)$, называется каустической поверхностью. Она изображена штриховой кривой на рис. 2.1, б. Через каждую точку пространства (r, θ) в доступной области движения проходят две кулоновские траектории (жирные линии на рис. 2.1, б): с прицельным параметром b_2 (еще не достигшая каустической поверхности) и b_1 (уже отраженная), при этом $b_{1,2}(r, \theta) = \frac{r \sin \theta}{2} \left\{ 1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\eta}{kr} \frac{1}{(1 - \cos \theta)}} \right\}$. Угол отклонения кулоновской траектории с прицельным параметром b от оси

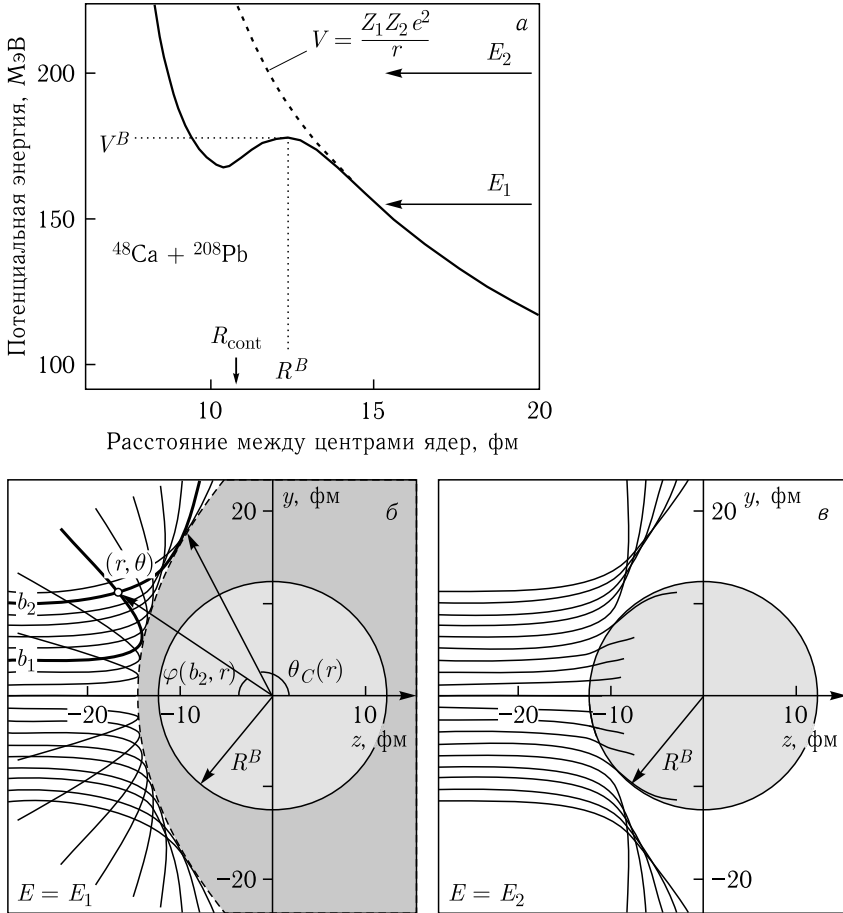


Рис. 2.1. Потенциальная энергия взаимодействия (а) и поле траекторий при рассеянии ядер ^{48}Ca на ^{208}Pb при подбарьерной энергии $E_1 = 160$ МэВ (б) и надбарьерной энергии $E_2 = 200$ МэВ (в) в системе центра масс

пучка на расстоянии r от рассеивающего центра определяется формулой

$$\varphi_C(b, r) = \text{arctg} \frac{kb/r + \eta/b}{k(b, r)} - \text{arctg} \frac{\eta}{kb}, \quad (2.1)$$

где $k = \sqrt{2\mu E/\hbar^2}$ — волновое число, $k(b, r) = k\sqrt{1 - \frac{V(r)}{E} - \frac{b^2}{r^2}}$, а $\eta = k(Z_1 Z_2 e^2)/2E$ — кулоновский параметр или параметр

Зоммерфельда. Асимптотический угол отклонения (при $r \rightarrow \infty$) определяется выражением

$$\theta(b) = \pi - 2\varphi_C(b, r_0) = 2\text{arctg}(\eta/kb), \quad (2.2)$$

где $r_0(b) = \eta/k + \sqrt{(\eta/k)^2 + b^2}$ — точка наибольшего сближения частиц, движущихся с прицельным параметром b . Каустическая поверхность определяется соотношением $\theta_C(r) = \arccos(1 - 4\eta/kr)$ или $r_C(\theta) = 4\eta/[k(1 - \cos\theta)]$.

В классической механике дифференциальное сечение упругого рассеяния определяется довольно просто и наглядно. В детектор, стоящий под углом θ и имеющий окно, захватывающее телесный угол $\Delta\Omega = \sin\theta\Delta\theta\Delta\psi$, попадут все частицы, которые движутся по траекториям с прицельными параметрами, близкими к $b(\theta)$. «Трубка» с такими траекториями изображена на рис. 2.2, б. Число частиц, попадающих в детектор каждую секунду, равно $\Delta N = n_0\Delta S$, где n_0 — плотность частиц в пучке [штук/см² в секунду], а $\Delta S = b\Delta\psi\Delta b$ — поперечное сечение трубки траекторий (ψ — азимутальный угол, см. рис. 2.2). Дифференциальное сечение в этом случае определяется как $d\sigma/d\Omega = \Delta N/n_0\Delta\Omega$, т. е.

$$\frac{d\sigma^{\text{кл}}}{d\Omega}(\theta) = \frac{b(\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{|db(\theta)/db|}, \quad (2.3)$$

где $\theta(b)$ — функция угла отклонения, а $b(\theta)$ — обратная ей функция.

Для случая рассеяния кулоновским полем функция угла отклонения имеет простой вид (2.2), т. е. $b(\theta) = \frac{\eta}{k} \text{ctg}(\theta/2)$, и диф-

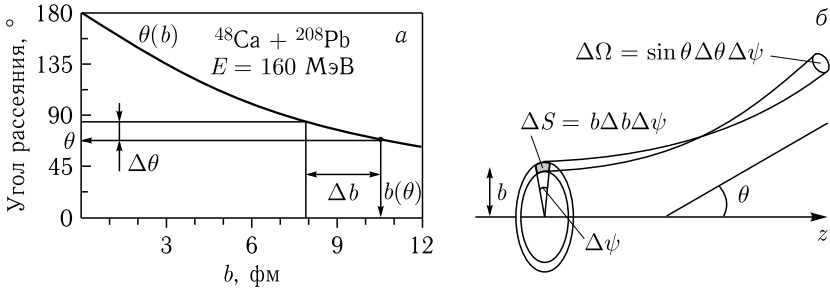


Рис. 2.2. а) Функция угла отклонения при подбарьерном рассеянии ядер ^{48}Ca с энергией 160 МэВ на ^{208}Pb (формула (2.2) при $k = 17,3 \text{ фм}^{-1}$, $\eta = 127,5$). б) Схематическое изображение рассеяния частиц в классической механике

ференциальное сечение (2.3) сводится к выражению

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}, \quad (2.4)$$

называемому формулой Резерфорда. Заметим, что квантовое описание процесса рассеяния кулоновским полем (см. ниже) приводит к той же самой формуле Резерфорда.

Если энергия столкновения превышает высоту кулоновского барьера (случай $E = E_2$ на рис. 2.1), то налетающие частицы с малыми прицельными параметрами достигают поверхности ядрамишени, и их дальнейшая эволюция определяется ядерными силами притяжения. Однако при больших прицельных параметрах, приводящих к рассеянию на малые углы, частицы движутся по кулоновским траекториям (рис. 2.1, в) и, следовательно, сечение упругого рассеяния на малых углах по-прежнему определяется формулой Резерфорда (2.4). Именно поэтому при анализе экспериментальных данных по упругому рассеянию часто рассматривается отношение дифференциального сечения к резерфордовскому, $d\sigma/d\sigma^R$, которое дает более наглядное представление именно о роли ядерных сил.

2.2. Упругое рассеяние протонов и нейтронов атомными ядрами. Оптическая модель

Типичное дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на атомных ядрах показано на рис. 2.3. Характерной особенностью этого сечения являются осцилляции в угловом распределении (интерференционная картина), отражающие волновой характер рассеяния протонов. Аналогичная картина наблюдается и при упругом рассеянии нейтронов (см. выше рис. В3, а). Это означает, что при описании упругого рассеяния нуклонов атомными ядрами необходимо использовать квантовый подход. Действительно, дебройлевская длина волны нуклона $\lambda = 2\pi/k = 2\pi/\sqrt{2mE/\hbar^2} \approx 28,6/\sqrt{E}$ (где энергия определяется в МэВ) при интересующих нас низких энергиях столкновения соизмерима или больше размеров ядра. Точное решение многочастичной квантовой задачи о рассеянии нуклона на ядре невозможно по целому ряду причин. Поэтому при описании упругого рассеяния нуклонов (и более тяжелых ядер) используют так называемую оптическую модель.

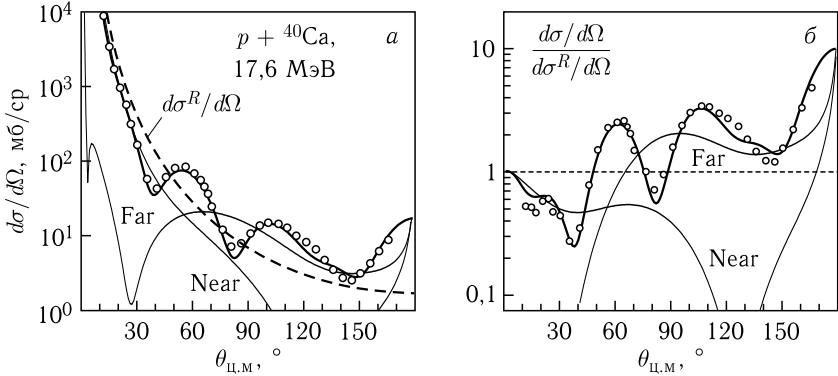


Рис. 2.3. а) Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на ядрах ^{40}Ca при энергии 17,6 МэВ [1]. б) Отношение дифференциального сечения к резерфордскому сечению (2.4). Тонкие кривые показывают вклад «ближней» (near) и «дальней» (far) компонент в сечение рассеяния (см. текст)

Оптическая модель упругого рассеяния ядерных частиц была впервые предложена Фешбахом, Портером и Вайскопфом [2], а ее теоретическое обоснование с помощью так называемых проекционных операторов также было сделано Фешбахом [3]. Суть этой модели состоит во введении комплексного потенциала $V(r) + iW(r)$ (называемого оптическим потенциалом), описывающего относительное движение частиц в упругом канале и уменьшение потока этих частиц за счет их выхода в неупругие каналы (последнее обеспечивается отрицательно определенной мнимой частью потенциала, W).

При столкновении частиц $a + A$ помимо их упругого рассеяния могут происходить и другие процессы (называемые каналами реакции), например, неупругое возбуждение мишени $a + A^*$, развал налетающей частицы $b + c + A$, слияние ядер $a + A \rightarrow B (= a + A)$ и т. п. Полный гамильтониан такой системы имеет вид

$$\hat{H}(r, \xi_a, \xi_A) = \hat{t}(r) + \hat{H}_a(\xi_a) + \hat{H}_A(\xi_A) + V_{aA}(r, \xi_a, \xi_A),$$

где $\hat{t} = -\hbar^2 \nabla^2 / 2\mu$ — оператор кинетической энергии относительного движения, а \hat{H}_a и \hat{H}_A — гамильтонианы внутреннего движения частиц a и A , которое описывается волновыми функциями Φ_m^a и Φ_n^A соответственно: $\hat{H}_a |\Phi_m^a\rangle = \varepsilon_m^a |\Phi_m^a\rangle$, $\hat{H}_A |\Phi_n^A\rangle = \varepsilon_n^A |\Phi_n^A\rangle$ (если a — бесструктурная частица, то \hat{H}_a и Φ_m^a , естественно, отсутствуют). $V_{aA}(r, \xi_a, \xi_A)$ — потенциаль-

ная энергия взаимодействия частиц $a + A$. Используя полноту состояний Φ_m^a и Φ_n^A , можно ввести проекционные операторы $\hat{P} = |\Phi_0^a \Phi_0^A\rangle \langle \Phi_0^a \Phi_0^A|$ и $\hat{Q} = \sum_{m \neq 0} \sum_{n \neq 0} |\Phi_m^a \Phi_n^A\rangle \langle \Phi_n^A \Phi_m^a|$, при-

чем $\hat{P} + \hat{Q} = \hat{1}$, а $\hat{P} \cdot \hat{Q} = 0$ в силу ортогональности этих состояний: $\langle \Phi_m^a | \Phi_{m'}^a \rangle = \delta_{mm'}$ и $\langle \Phi_n^A | \Phi_{n'}^A \rangle = \delta_{nn'}$. Проекция полной волновой функции на основное состояние снаряда и мишени, $\langle \Phi_0^A \Phi_0^a | \Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(a, A) \rangle \equiv |\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle$, с очевидностью описывает относительное движение частиц с импульсом \mathbf{k} именно в упругом канале (знак $(+)$ означает выбор граничных условий с расходящейся рассеянной волной на больших расстояниях).

Из уравнения Шредингера для полной волновой функции $\hat{H}|\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle = E|\Psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle$, легко разделяющегося на систему двух уравнений $\hat{P}\hat{H}\hat{P} + \hat{P}\hat{H}\hat{Q}|\Psi\rangle = E\hat{P}|\Psi\rangle$ и $\hat{Q}\hat{H}\hat{Q} + \hat{Q}\hat{H}\hat{P}|\Psi\rangle = E\hat{Q}|\Psi\rangle$, можно получить эффективное уравнение для функции $|\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle$, описывающей процесс упругого рассеяния:

$$\left[\hat{t}_r + \hat{P}V_{aA}\hat{P} + \hat{P}V_{aA}\hat{Q} \frac{1}{E + i0 + \hat{Q}\hat{H}\hat{Q}} \hat{Q}V_{aA}\hat{P} \right] \times \\ \times |\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle = (E - \varepsilon_0^a - \varepsilon_0^A) |\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}\rangle. \quad (2.5)$$

Получаемый таким образом обобщенный оптический потенциал (ООП) (сумма второго и третьего слагаемого в квадратных скобках)

$$V_{aA}^{\text{ООП}} = \langle \Phi_0^A \Phi_0^a | V_{aA} | \Phi_0^a \Phi_0^A \rangle + \sum_{m \neq 0, n \neq 0} \langle \Phi_0^A \Phi_0^a | V_{aA} | \Phi_m^a \Phi_n^A \rangle \times \\ \times \frac{1}{E + i0 + \hat{Q}\hat{H}\hat{Q}} \langle \Phi_n^A \Phi_m^a | V_{aA} | \Phi_0^a \Phi_0^A \rangle \quad (2.6)$$

имеет достаточно прозрачную структуру. Первое слагаемое в этом выражении представляет собой обычный фолдинг-потенциал (см. предыдущую главу), т. е. взаимодействие нуклонов, из которых состоят ядра a и A , усредненное по их внутреннему движению в основном состоянии этих ядер. Второе слагаемое отражает связь упругого канала с каналами реакции: ядра за счет взаимодействия V_{aA} могут перейти из основных состояний (Φ_0^a, Φ_0^A) в возбужденные, $\Phi_{m \neq 0}^a, \Phi_{n \neq 0}^A$, находиться некоторое время в неупругих каналах (описываемых пропагатором $[E + i0 + \hat{Q}\hat{H}\hat{Q}]^{-1}$) и затем снова выйти в упругий канал. Это

слагаемое содержит как вещественную часть (поляризационная добавка к фолдинг-потенциалу), так и мнимую. Точный расчет этого слагаемого достаточно сложен и проведен лишь для вклада некоторых специфических каналов реакции (например, для вклада канала развала в оптический потенциал упругого рассеяния дейтрона или для вклада каналов неупругого возбуждения вибрационных состояний ядра-мишени).

В стандартной оптической модели, как правило, используется феноменологический потенциал $U(r; E)$, в котором радиальная зависимость и величина вещественной и мнимой частей выбираются из анализа экспериментальных данных по упругому рассеянию для данной комбинации ядер и данной энергии. В случае рассеяния нуклонов было предложено несколько глобальных параметризаций оптического потенциала, удовлетворительно описывающего экспериментальные данные в достаточно широком диапазоне ядер и энергий. Одними из первых такую параметризацию предложили Бечетти и Гринлис [4]:

$$U(r, E) = V_C(r) - V_V(r, E) - iW_V(r, E) + iW_D(r, E) + (V_{SO}(r, E) + iW_{SO}(r, E))(1 \cdot \sigma). \quad (2.7)$$

Здесь $V_{V,SO}$ и $W_{V,D,SO}$ — реальные и мнимые компоненты объемного (V), поверхностного (D) и спин-орбитального (SO) потенциалов; E — лабораторная энергия налетающего нуклона (МэВ). Все компоненты потенциала представляются в виде произведения E -зависимой глубины, V_V , W_V , W_D , и V_{SO} и энергетически независимого формфактора $f(r)$:

$$\begin{aligned} V_V(r, E) &= V_V(E)f(r, R_V, a_V), \\ W_V(r, E) &= W_V(E)f(r, R_W, a_W), \\ W_D(r, E) &= -4a_W W_D(E) \frac{d}{dr} f(r, R_W, a_W), \\ V_{SO}(r, E) &= V_{SO}(E) \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, R_{SO}, a_{SO}). \end{aligned} \quad (2.8)$$

Радиальная зависимость формфактора $f(r)$ в данном случае выбрана в форме Вудса–Саксона $f(r) = (1 + \exp[(r - R_i)/a_i])^{-1}$ ($i = V, W, SO$), $R_i = r_0^i A^{1/3}$. Кулоновский потенциал $V_C(r)$ (в случае протонов) выбирается в виде взаимодействия точечного

заряда с однородно заряженной сферой радиуса R_C :

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Ze^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & \text{для } r \leq R_C, \\ \frac{Ze^2}{r} & \text{для } r > R_C, \end{cases} \quad (2.9)$$

где Z — заряд ядра-мишени. Параметры оптического потенциала (2.8), приемлемые для описания упругого рассеяния нуклонов с энергией $E \leq 50$ МэВ на ядрах с $A > 40$, были подобраны в [4] и имеют следующие значения:

Параметр	Протоны	Нейтроны
V_V , МэВ	$54 + 24 \frac{N-Z}{A} - 0,32E + 0,4 \frac{Z}{A^{1/3}}$	$56,3 - 24 \frac{N-Z}{A} - 0,32E$
R_V , фм	$1,17A^{1/3}$	$1,17A^{1/3}$
a_V , фм	0,75	0,75
W_V , МэВ	$0,22E - 2,7$	$0,22E - 1,56$
W_D , МэВ	$11,8 - 0,25E + 12 \frac{N-Z}{A}$	$13 - 0,25E - 12 \frac{N-Z}{A}$
R_W , фм	$1,32A^{1/3}$	$1,26A^{1/3}$
a_W , фм	$0,51 + 0,7(N-Z)/A$	0,58
R_C , фм	$1,32A^{1/3}$	
V_{SO} , МэВ	6,2	6,2
R_{SO} , фм	$1,01A^{1/3}$	$1,01A^{1/3}$
a_{SO} , фм	0,75	0,75

Другие (в том числе более современные) варианты глобальной параметризации нуклон-ядерных оптических потенциалов и оптических потенциалов легких ионов можно найти в ядерно-физической базе знаний <http://nr.v.jinr.ru/nrv>.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния в рамках оптической модели вычисляется по следующей схеме. Волновая функция $\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r})$ раскладывается по парциальным волнам (преднебрежем ради наглядности изложения спином частицы)

$$\begin{aligned} \psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(\mathbf{r}) &= 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l i^l e^{i\sigma_l} \psi_l(r) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}) Y_{lm}^*(\hat{\mathbf{k}}) = \\ &= \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} \psi_l(r) P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (2.10)$$

Здесь $Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}})$ — шаровые функции, $\hat{\mathbf{r}} \equiv \Omega_{\mathbf{r}} \equiv \{\theta_{\mathbf{r}}, \varphi_{\mathbf{r}}\}$ — угловые переменные вектора \mathbf{r} ; θ — угол между векторами \mathbf{r} и \mathbf{k} , а $\sigma_l = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta)$ — кулоновская фаза рассеяния (равна нулю для нейтронов). Парциальные волновые функции находятся из уравнения Шредингера с оптическим потенциалом $U(r)$:

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} + k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2m}{\hbar^2} U(r) \right] \psi_l(r) = 0. \quad (2.11)$$

Эти волновые функции на больших расстояниях (там, где ядерные силы отсутствуют) имеют асимптотику $\psi_l(r \geq R_M) = \frac{i}{2} e^{i\sigma_l} [H_l^{(-)} - S_l H_l^{(+)}]$, где $R_M \approx \max(R_V, R_W) + 15 \times \max(a_V, a_W)$ — некоторое расстояние, на котором уже можно пренебречь ядерными силами; $H_l^{(\pm)}$ — «кулоновские» функции Ханкеля, а $S_l = \exp(2i\delta_l)$ — искомые парциальные элементы так называемой S -матрицы рассеяния. Они находятся из условия непрерывности волновой функции и ее производной в точке R_M , т. е. из решения алгебраического уравнения

$$\left. \frac{\psi'_l(\text{числ.})}{\psi_l(\text{числ.})} \right|_{R_M} = \frac{H'_l{}^{(-)}(R_M) - S_l H'_l{}^{(+)}(R_M)}{H_l^{(-)}(R_M) - S_l H_l^{(+)}(R_M)}, \quad (2.12)$$

в котором левая часть находится в результате численного интегрирования уравнения (2.11) от $r = 0$ до $r = R_M$.

После того как найдена парциальная амплитуда $f_l = 2\pi(S_l - 1)/ik$, дифференциальное сечение упругого рассеяния вычисляется по формуле (здесь θ — угол рассеяния)

$$d\sigma/d\Omega = |f_C(\theta) + f_N(\theta)|^2, \quad (2.13)$$

где кулоновская и ядерная амплитуды рассеяния определяются следующим образом:

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k} \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} \exp \left[2i \left(\sigma_0 - \eta \ln \sin \frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} f_N(\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} \frac{f_l}{4\pi} P_l(\cos \theta) = \\ &= \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos \theta). \end{aligned} \quad (2.15)$$

Здесь σ_l — кулоновская, а δ_l — ядерная фазы рассеяния (для комплексного оптического потенциала $U(r)$) парциальная фаза δ_l

также является комплексной величиной с положительно определенной мнимой частью, т. е. $|S_l| = |\exp(2i\delta_l)| < 1$ для малых значений l). Для больших парциальных волн центробежный член в уравнении Шредингера (2.11) «экранирует» область малых значений r (парциальная волновая функция $\psi_l(r \leq R_V) \rightarrow 0$, или, что то же самое, частицы с большими прицельными параметрами не попадают в область действия ядерных сил (см. рис. 2.1, в) и парциальные амплитуды $f_{l \rightarrow \infty} \rightarrow 0$ (или $\delta_{l \rightarrow \infty} \rightarrow 0$, $S_l \rightarrow 1$). Таким образом, суммирование в (2.15) необходимо проводить лишь до некоторого $l_{\max} < kR_M$. Для рассеяния нуклонов с низкими энергиями это всего лишь несколько слагаемых, в то время как для рассеяния тяжелых ионов число парциальных волн, вносящих заметный вклад в сечение, может достигать нескольких сотен.

2.3. Упругое рассеяние легких ионов

Выбор параметров оптического потенциала, описывающего упругое рассеяние легких ионов, является более сложной задачей. Помимо так называемой непрерывной неоднозначности параметров (увеличение глубины с одновременным уменьшением радиуса и наоборот) здесь возникает и их дискретная неоднозначность. Если глубина нуклон-ядерного потенциала варьируется в пределах нескольких мегаэлектронвольт вокруг значения -50 МэВ (что согласуется с глубиной среднего поля, определяющего положение одночастичных связанных состояний), то глубина потенциала взаимодействия, например, ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ не может быть определена из таких же соображений. Это объясняется тем, что нам неизвестен спектр связанных «одночастичных» состояний этих ядер (таких состояний в чистом виде вообще не существует из-за многонуклонного строения обоих ядер).

О правильности выбора параметров ОП можно судить по совпадению рассчитанного и экспериментального дифференциальных сечений упругого рассеяния. Количественной характеристикой такого совпадения является величина

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{[\sigma_i^{\text{theor}} - \sigma_i^{\text{exp}}]^2}{[\sigma_i^{\text{exp}}]^2}, \quad (2.16)$$

т. е. сумма квадратов отклонений теоретических и экспериментальных сечений (см. рис. 2.4). Эта величина есть функция параметров ОП, и ее минимизация теоретически позволяет найти правильные значения этих параметров. Расчет диф-

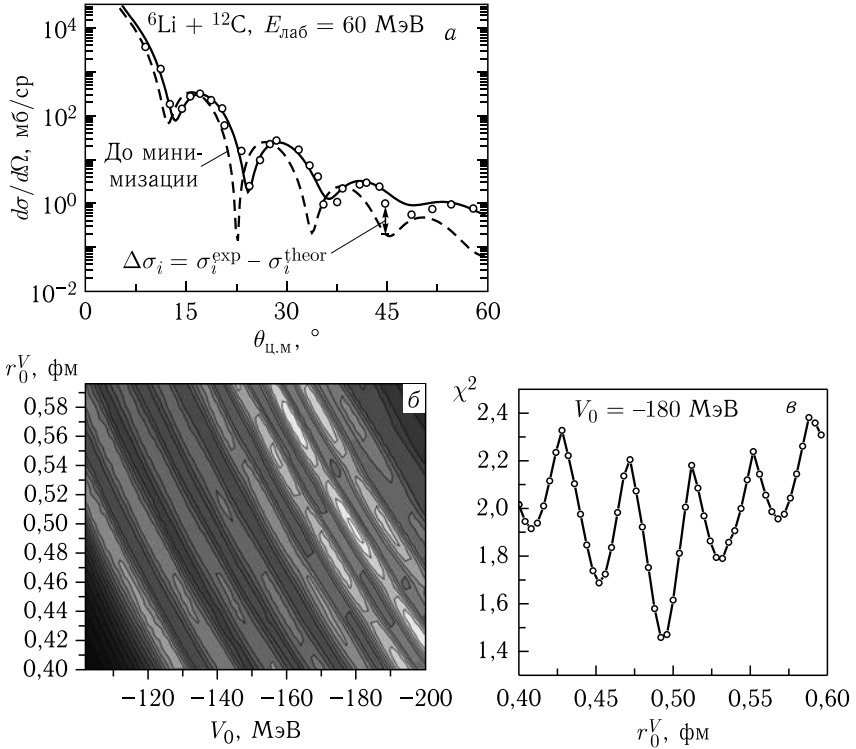


Рис. 2.4. а) Дифференциальное сечение упругого рассеяния ядер лития на углероде. Экспериментальные данные взяты из работы [5], штриховая и сплошная кривые показывают результат расчета с начальными значениями параметров ОП и после их автоматической подгонки с помощью стандартной программы ОП. б) Топографический ландшафт величины χ^2 в плоскости «радиус–глубина» ОП. в) Изменение величины χ^2 в зависимости от радиуса потенциала (здесь $R_V = r_0^V [A_1^{1/3} + A_2^{1/3}]$) при его фиксированной глубине

ференциального сечения упругого рассеяния $\sigma_i^{\text{theor}} \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_i)$ — довольно трудоемкая задача, и минимизация χ^2 обычно выполняется в автоматическом режиме с помощью специальных программ (см., например, оптическую модель упругого рассеяния в <http://nrv.jinr.ru/nrv>). При этом необходимо соблюдать определенную осторожность, поскольку эта величина, как правило, имеет много локальных минимумов (рис. 2.4).

Отличительной особенностью упругого рассеяния легких ионов соизмеримой массы друг на друга является возможность передачи избыточных нуклонов в основное состояние партнера,

при которой налетающее ядро превращается в ядро мишени и наоборот, что проявляется в эксперименте как увеличение упругого рассеяния на задние углы. Примером такой «упругой» передачи

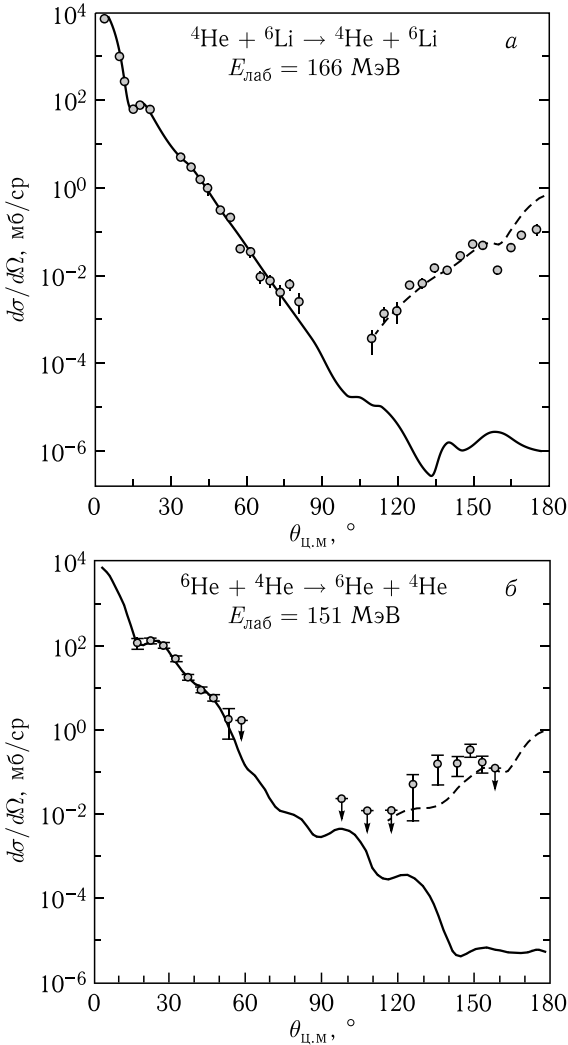


Рис. 2.5. а) Упругое рассеяние ${}^4\text{He}$ на ${}^6\text{Li}$ при энергии $E_{\text{лаб}} = 166$ МэВ [2]. б) Упругое рассеяние ${}^6\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ при энергии $E_{\text{лаб}} = 151$ МэВ [7]. Сплошные кривые показывают сечения упругого рассеяния, вычисленные по оптической модели, а штриховые кривые дают вклад «упругой» передачи дейтрона и динейтрона соответственно

может служить реакция ${}^4\text{He} + {}^6\text{Li}(= {}^4\text{He} + d) \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^4\text{He}$, в которой дейтрон из ядра-мишени передается налетающему снаряду с образованием основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$. При этом вновь образованное ядро ${}^4\text{He}$ в системе центра масс летит в обратном направлении. В результате экспериментальное сечение упругого рассеяния ${}^4\text{He}$ на ${}^6\text{Li}$ [6] выглядит так, как показано на рис. 2.5, а. Оптическая модель упругого рассеяния, естественно, не может описать подъем сечения на задних углах, в то время как расчет соответствующего сечения передачи дейтрона, выполненный в рамках метода искаженных волн (см. ниже), полностью объясняет такое поведение.

В аналогичной реакции упругого рассеяния радиоактивного ядра ${}^6\text{He}$ на ${}^4\text{He}$ [7] также был обнаружен подъем сечения на задних углах, который не может быть объяснен никаким разумным выбором параметров ОП (рис. 2.5, б). В данном случае этот подъем обусловлен «упругой» передачей двух нейтронов: ${}^6\text{He}(= {}^4\text{He} + 2n) + {}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^6\text{He}$. Тщательный анализ этой реакции привел к обнаружению динейтронного состояния в ядре ${}^6\text{He}$ (двух близко расположенных нейтронов, находящихся на значительном удалении от альфа-частицы). Заметим, что поиски свободных мультинейтронных состояний пока не увенчались успехом.

2.4. Применимость классической механики и траекторный анализ

При столкновениях тяжелых ядер (а также при рассеянии нуклонов и легких ионов с достаточно высокой энергией) дебройлевская длина волны оказывается достаточно малой, что дает возможность использовать закономерности, наглядность и язык классической механики при анализе экспериментальных данных. Основное преимущество при этом достигается вовсе не за счет более простых вычислений, а за счет большей наглядности (и привычности) траекторного анализа. Использование же квазиклассического приближения позволяет учесть и все квантовые эффекты (интерференцию, туннелирование и т. п.).

Дебройлевская длина волны $\lambda = \hbar/\mu v = 1/k$ относительного движения двух ядер с энергией E в системе центра масс вычисляется следующим образом: $\lambda = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2\mu E}} \approx \sqrt{\frac{21}{\mu_A E}}$, где μ — приведенная масса, $\mu_A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$, а энергия $E = \hbar^2 k^2 / 2\mu$ измеряется в МэВ ($\hbar^2 / 2m_N \approx 20,736 \text{ МэВ} \cdot \text{fm}^2$). Таким образом,

уже при рассеянии нуклонов с энергией более 20 МэВ вполне можно использовать квазиклассическое приближение при вычислении их волновых функций и амплитуд перехода. Для более тяжелых ионов применимость классического анализа оправдана при всех надбарьерных энергиях. На самом деле более правильно говорить о локальном волновом числе $k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V(r)]}$ и о локальной длине волны $\lambda(r) = 1/k(r)$, изменение которых должно быть достаточно плавным для применимости квазиклассического приближения. Изменение длины волны на расстоянии, равном ее длине, должно быть меньше самой длины, т. е. $\frac{d\lambda}{dr} \times \lambda \ll \lambda$ или $\frac{d\lambda}{dr} \ll 1$. Это условие, как правило, всегда выполнено из-за гладкости ядро-ядерных потенциалов взаимодействия $V(r)$.

Смысл квазиклассического приближения чрезвычайно прост. В классической механике постановке эксперимента, показанного на рис. 1.9, соответствует поток частиц, налетающих на рассеивающий центр с разными прицельными параметрами. Энергия и импульс этих частиц фиксированы, что соответствует в квантовой механике падающей плоской волне $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$. Волновая функция такой частицы удовлетворяет уравнению Шредингера и может быть вычислена в любой точке трехмерного пространства с помощью соотношения (2.10) и численного решения уравнений (2.11). Если число парциальных волн велико, то нахождение волновой функции становится трудоемкой задачей (для нахождения волновой функции на расстоянии R в (2.10) необходимо проводить суммирование до $l \leq kR$). Здесь, однако, применимо квазиклассическое приближение, и волновая функция в точке (r, θ) для случая, показанного, например, на рис. 2.6, может быть записана в виде

$$\psi_{\mathbf{k}}^{(+)}(r, \theta) \approx A_1(b_1, r, \theta) e^{iS_1(b_1, r, \theta)} + A_2(b_2, r, \theta) e^{iS_2(b_2, r, \theta)}, \quad (2.17)$$

где $\hbar S_i(b_i, r, \theta) = \hbar \int_{\text{tr}(i)}^{(r, \theta)} \mathbf{k}(r) d\mathbf{r}$ — классические функции действия, вычисленные вдоль траекторий с прицельными параметрами b_1 и b_2 , проходящими через точку (r, θ) (волновая функция не зависит от азимутального угла φ при рассеянии центральным полем). Амплитуды двух волн в (2.17) определяются плотностью траекторий (т. е. уравнением непрерывности). Если через данную точку (r, θ) проходят три траектории, то в (2.17) будет три

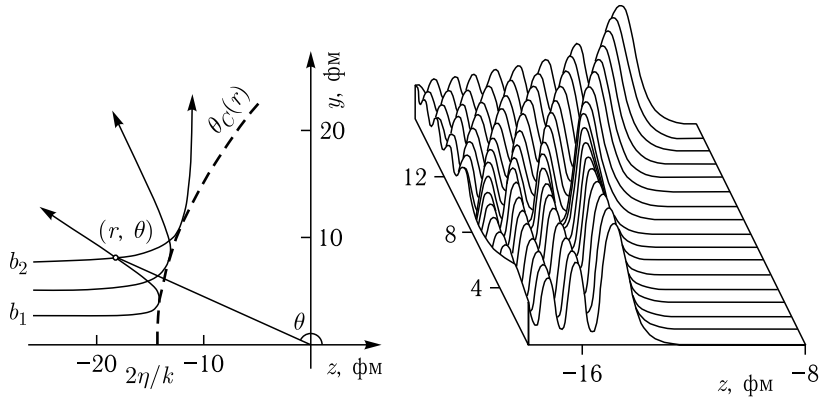


Рис. 2.6. Поле классических траекторий (штриховой линией показана каустическая поверхность, отделяющая классически недоступную область) и амплитуда волновой функции при рассеянии частиц кулоновским полем ($\eta = 57,1$, $k = 7,93 \text{ фм}^{-1}$)

слагаемых и т. д. Если же траектория проходит через область поглощающего потенциала $W(r)$ (оптическая модель), то локальное волновое число $k(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}[E - V(r) - iW(r)]}$, а значит, и функция действия приобретают положительно определенную мнимую добавку, которая уменьшает амплитуду соответствующей волны.

При рассеянии частиц кулоновским полем (см. рис. 2.1, б и рис. 2.6) через каждую точку трехмерного пространства (r, θ) в классически доступной области $\theta > \theta_C(r)$ (или $r > r_C(\theta)$) проходят именно две траектории. Для кулоновских траекторий все величины известны в явном виде, и соответствующая волновая функция записывается в квазиклассическом приближении в простой аналитической форме [8]. Амплитуда этой функции показана на рис. 2.6. В классически доступной области отчетливо видна интерференция двух слагаемых: падающей волны с амплитудой $A_1(b_1, r \rightarrow \infty) \rightarrow 1$ и отраженной волны с амплитудой $A_2(b_2, r \rightarrow \infty) \rightarrow f_C(\theta)/r$, где f_C — кулоновская амплитуда рассеяния (2.14). В классически недоступной области кулоновская волновая функция аппроксимируется функцией Эйри и экспоненциально убывает, как и положено в квантовой механике. Вблизи каустической поверхности $\theta_C(r)$, отделяющей классически недоступную область, амплитуда волновой функции резко увеличивается. При уменьшении длины волны, $\lambda \rightarrow 0$, амплитуда кулоновской волновой функ-

ции растет как $\lambda^{-1/6}$: $|\Psi_{\mathbf{k}}^{C(+)}(r, \theta = \theta_C(r))| = \sqrt{\pi} \text{Ai}(0)(2\eta)^{1/6} \approx 0,3550(2\eta)^{1/6}$ [9], где $\text{Ai}(z)$ — функция Эйри, а η — кулоновский параметр.

Такое увеличение амплитуды волны с уменьшением ее длины называется волновой катастрофой. Это явление свойственно всем волновым процессам, в которых возникают каустические поверхности, отражающие волны, например, отражение радиоволн от верхних слоев ионосферы или отражение акустических волн от границ с разной плотностью. Увеличение амплитуды волны зависит от характера каустической поверхности. При пересечении (слиянии) двух простых каустик возникает каустическая поверхность, называемая «каустическим клювом». Амплитуда волны в области этого клюва аппроксимируется следующим эталонным интегралом — функцией Пирси — и растет с уменьшением λ как $\lambda^{-1/4}$ [8]. При рассеянии нейтронов, отклоняющихся в среднем поле на отрицательные углы и фокусирующихся на оси

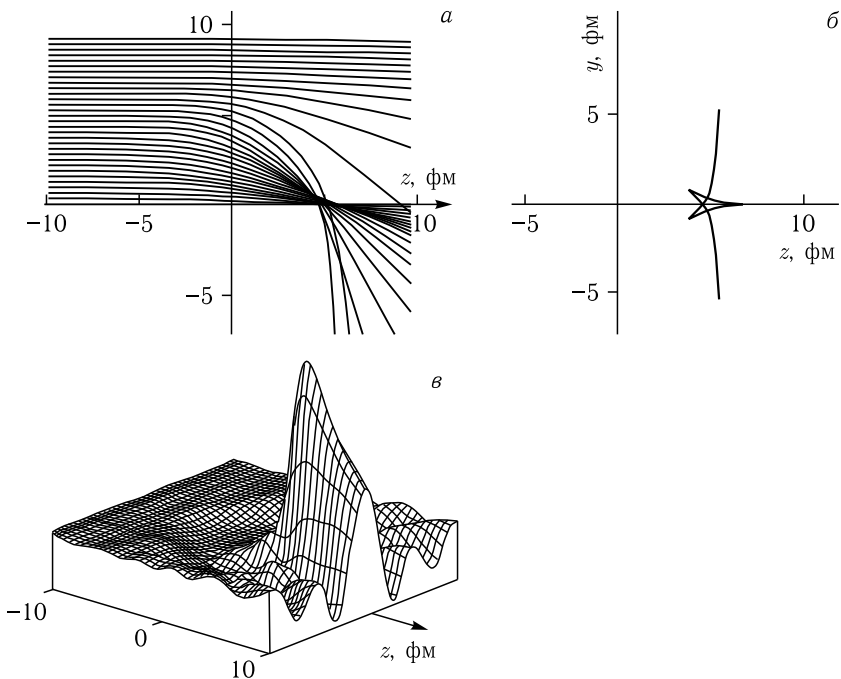


Рис. 2.7. Поле классических траекторий (а), каустическая поверхность (б) и амплитуда волновой функции (в) при рассеянии нейтронов с энергией 50 МэВ на ядре ^{40}Ca

пучка в области за ядром, может возникать еще более сложная каустика поверхность типа «бабочки» — так называемая A_5 -катастрофа — и амплитуда волны растет с уменьшением λ как $\lambda^{-1/3}$ [9] (см. рис. 2.7).

2.5. Ядерная радуга, дифракционное рассеяние

При малых длинах волн (больших волновых числах k), когда в сумму по парциальным волнам (2.15) заметный вклад дают много слагаемых, амплитуда рассеяния и дифференциальное сечение упругого рассеяния также могут быть вычислены в квазиклассическом приближении. Такие вычисления, основанные на траекторном описании процесса рассеяния, помимо простоты позволяют также понять и характер угловой зависимости наблюдаемого сечения. Если процесс рассеяния происходит в центральном поле, содержащем отталкивание на больших расстояниях и притяжение на малых (что соответствует рассеянию заряженных ядер при надбарьерных энергиях, см. рис. 2.1), то классическая функция угла отклонения выглядит так, как это показано на рис. 2.8 (на этом рисунке не показана область очень малых прицельных параметров, при которых сталкивающиеся ядра значительно перекрываются и с большой вероятностью выходят из упругого канала). В этом случае имеются две траектории с различными прицельными параметрами, приводящие к рассеянию на один и тот же угол (рис. 2.8, *a*), причем при уменьшении угла θ больший прицельный параметр $b_2(\theta)$ приближается к соответствующему прицельному параметру кулоновской траектории $b_C(\theta) = \frac{\eta}{k} \text{ctg}(\theta/2)$ (см. п. 2.1). Кроме этого функция угла отклонения имеет характерный максимум θ_R , т. е. не существует классических траекторий, приводящих к рассеянию на углы $\theta > \theta_R$.

В отличие от рис. 2.2 в данном случае для каждого угла $\theta < \theta_R$ имеются две «трубки» траекторий с прицельными параметрами, близкими к $b_1(\theta)$ и $b_2(\theta)$, которые попадут в удаленный на большое расстояние детектор, видимый в телесном угле $\Delta\Omega$. Вклад двух этих трубок приводит к двум слагаемым в классическом дифференциальном сечении упругого рассеяния:

$$\frac{d\sigma^{\text{кл}}}{d\Omega}(\theta) = \frac{b_1(\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{|d\theta(b)/db(b=b_1)|} + \frac{b_2(\theta)}{\sin\theta} \frac{1}{|d\theta(b)/db(b=b_2)|} \equiv \sigma_1^{\text{кл}}(\theta) + \sigma_2^{\text{кл}}(\theta). \quad (2.18)$$

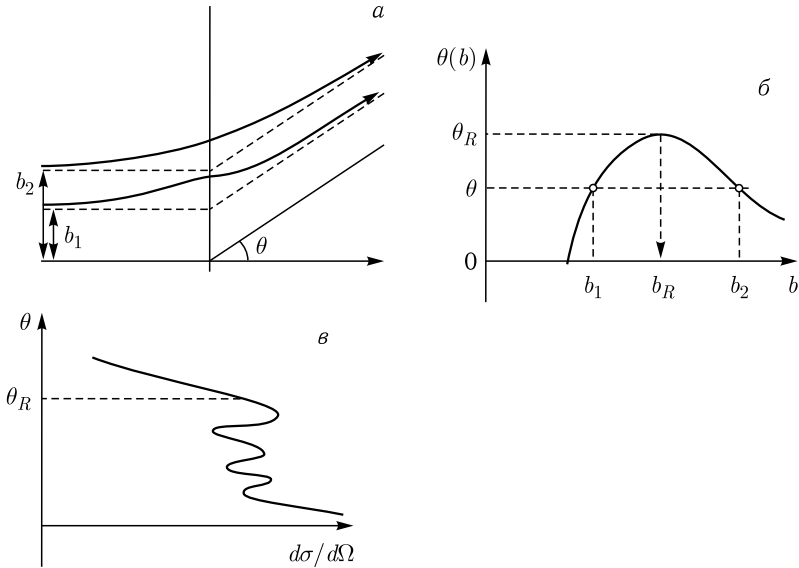


Рис. 2.8. а) Две траектории, приводящие к рассеянию на один и тот же угол θ . б) Схематическое изображение функции угла отклонения от прицельного параметра для некоторого центрального поля, отталкивающего на больших и притягивающего на малых расстояниях. в) Дифференциальное сечение упругого рассеяния, соответствующее функции угла отклонения, показанной на рис. б. θ_R обозначает угол радужного рассеяния

В оптической модели упругого рассеяния частица, проходящая через область действия поглощающего потенциала $W(r)$, с некоторой вероятностью выходит из упругого канала (т.е. происходит какая-либо ядерная реакция). При движении вдоль траектории с прицельным параметром b вероятность остаться в упругом канале определяется длиной свободного пробега: $P_{\text{упр}}(b) = \exp \left[- \int_{\text{traj}(b)} ds / \lambda_{\text{free}}(r) \right]$, где $\lambda_{\text{free}} = - \frac{\hbar v}{2W(r)}$. Таким образом, в общем случае дифференциальное сечение упругого рассеяния в классической механике имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma^{\text{кл}}}{d\Omega}(\theta) = \sum_i \frac{b_i(\theta)}{\sin \theta} \frac{1}{|d\theta(b)/db(b = b_i)|} P_{\text{упр}}(b_i(\theta)) \equiv \sum_i \sigma_i^{\text{кл}}(\theta) P_{\text{упр}}(b_i(\theta)), \quad (2.19)$$

где суммирование проводится по всем траекториям, приводящим к рассеянию на данный угол θ , $-\theta$ или $-\theta - 2\pi n$ (экспериментально эти углы рассеяния неразличимы).

При приближении угла θ к углу θ_R два слагаемых в (2.18) сближаются и становятся бесконечно большими из-за обращения в нуль знаменателя. Это не что иное, как фокусировка траекторий: большое число траекторий с прицельными параметрами в интервале $b_R \mp \Delta b$ приводит к рассеянию в бесконечно малый угол $\Delta\theta$ вблизи θ_R ($\Delta b/\Delta\theta \rightarrow \infty$, см. рис. 2.8). Резкое увеличение сечения рассеяния вблизи угла θ_R называется радужным рассеянием, а сам угол θ_R называется углом радужного рассеяния, поскольку именно этот эффект фокусировки и приводит к известному природному явлению при преломлении лучей света в капельках воды. Угол θ_R в этом случае оказывается отрицательным и меньшим -90° (рассеяние назад). Аналогичное явление наблюдается и при рассеянии ядерных частиц (см. ниже).

Все квантовые эффекты могут быть учтены в квазиклассическом приближении, в котором получаются достаточно простые выражения для парциальных фаз и амплитуд рассеяния. В частности, кулоновская парциальная фаза вычисляется по формуле $\sigma_l^{\text{кв.кл}} = \eta \ln \sqrt{(kb)^2 + \eta^2} + kb \cdot \arctg(\eta/kb) - \eta$, а сумма ядерной и кулоновской фаз вычисляется с помощью выражения

$$\chi_l = \delta_l + \sigma_l = kb \frac{\pi}{2} - kr_0(b) + \eta \ln 2kr_0 + \int_{r_0(b)}^{\infty} \left[k(b, r) - k + \frac{\eta}{r} \right] dr, \quad (2.20)$$

где $k(b, r) = k \sqrt{1 - V(r)/E - b^2/r^2}$ — локальное волновое число, а $r_0(b)$ — точка поворота (точка наибольшего сближения) траектории с прицельным параметром $b = (l + 1/2)/k$, которая находится из условия $k(b, r = r_0) = 0$. В общем случае $r_0(b)$ является комплексной величиной, мнимая часть которой появляется из-за возможности надбарьерного отражения волны и из-за мнимой части потенциала, если используется оптическая модель упругого рассеяния. Важной особенностью выражения (2.20) для парциальной фазы рассеяния является соотношение

$$2 \frac{\partial \chi_l}{\partial l} = \theta(b) \equiv \pi - 2 \int_{r_0(b)}^{\infty} \frac{k b dr}{r^2 k(b, r)}, \quad (2.21)$$

которое и позволяет вычислить амплитуду рассеяния в квазиклассическом приближении. Правая часть соотношения (2.21)

является обычной функцией угла отклонения частицы с прицельным параметром b в потенциале $V(r)$, а $kb = l + 1/2$.

Как уже отмечалось, при рассеянии тяжелых частиц (или частиц с большой энергией) вклад в сечение рассеяния дают много парциальных волн и формально суммирование по l в (2.15) можно заменить интегрированием. Полиномы Лежандра для больших значений l имеют вид (введем обозначение $\lambda = l + 1/2$)

$$\begin{aligned} P_l(\theta) &\approx \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda \sin \theta}} \cos\left(\lambda\theta - \frac{\pi}{4}\right) = \\ &= \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda \sin \theta}} \frac{1}{2} [e^{i(\lambda\theta - \pi/4)} + e^{-i(\lambda\theta - \pi/4)}], \quad 1/l < \theta < \pi - 1/l, \end{aligned} \quad (2.22)$$

а полная амплитуда рассеяния $f(\theta) = f_C(\theta) + f_N(\theta)$ может быть записана следующим образом:

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(e^{2i\chi_l} - 1)P_l(\cos \theta) \approx \\ &\approx \frac{1}{2ik\sqrt{\pi \sin \theta}} \sum_{l=0}^{\infty} \sqrt{2\lambda} e^{2i\chi(\lambda)} [e^{i(\lambda\theta - \pi/4)} + e^{-i(\lambda\theta - \pi/4)}]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

При получении приближенного выражения в (2.23) отброшено слагаемое с -1 в сумме по l , которое дает нуль при всех углах, кроме $\theta = 0$: $\sum_l (2l+1)P_l(\cos \theta) = 2\delta(1 - \cos \theta)$.

Заменим теперь суммирование по l на соответствующий интеграл по λ . Известно, что при вычислении интегралов от сильно осциллирующих функций основной вклад дают точки стационарности фаз этих функций. В нашем случае под интегралом по l мы имеем два слагаемых с фазами $2\chi(\lambda) + \lambda\theta$ и $2\chi(\lambda) - \lambda\theta$. Условие стационарности этих фаз, $\partial/\partial\lambda[2\chi(\lambda) \pm \lambda\theta] = 0$, определяет парциальные волны (прицельные параметры), которые и вносят основной вклад в рассеяние на угол θ . С учетом (2.21) эти условия выглядят совершенно очевидно: $\theta(b = \lambda/k) = \pm\theta$, т.е. основной вклад в рассеяние на угол θ дают прицельные параметры, приводящие в классической механике к отклонению на угол θ или $-\theta$. Вблизи каждой такой точки стационарности соответствующая фаза аппроксимируется параболой, $2\chi(\lambda) \pm \lambda\theta \approx 2\chi(\lambda_i) \pm \lambda_i\theta + \chi''(\lambda_i)(\lambda - \lambda_i)^2$, и квазиклассическая амплитуда рассеяния, вычисленная методом стационарной фазы,

выглядит следующим образом:

$$f^{\text{кв.кл}}(\theta) = \sum_i \left(\frac{b_i(\theta)}{\sin \theta} \frac{1}{\left| \frac{d\theta}{db}(b=b_i) \right|} \right)^{1/2} \times \\ \times \exp [2i\chi(\lambda_i) \pm \lambda_i \theta \pm \pi/2], \quad (2.24)$$

где суммирование опять проводится по всем траекториям, приводящим к рассеянию на данный угол θ или $-\theta$ (знак последнего слагаемого в фазе зависит от того, растет или убывает функция $\theta(b)$ в точке b_i). Мы видим, что квадрат модуля каждого из слагаемых в (2.24) совпадает с соответствующим классическим сечением (мнимая часть фазы рассеяния χ_l обеспечивает при этом поглощение). Однако в отличие от классического сечения (2.19) в выражении (2.24) учитываются волновые свойства рассеиваемых частиц, полная амплитуда рассеяния является когерентной суммой и $d\sigma/d\Omega = |f(\theta)|^2$. В частности, при наличии двух траекторий (т. е. двух прицельных параметров $b_1(\theta) \neq b_2(\theta)$), приводящих к рассеянию на данный угол θ , в угловом распределении появляется характерная интерференционная картина (см. рис. 2.8, в). В зависимости от разности хода волн, т. е. от разности фаз в выражении (2.24), две волны могут усилить друг друга или погасить.

При приближении к углу радужного рассеяния сближаются две точки стационарности ($b_1 \rightarrow b_2 \rightarrow b_R$ и $\chi''(b=b_R) = 1/2\theta'(b=b_R) = 0$) и полная фаза $2\chi(\lambda) \pm \lambda\theta$ при $b \approx b_R$ должна аппроксимироваться уже кубической параболой, а дифференциальное сечение упругого рассеяния в этом случае записывается в виде [11]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{\text{кв.кл}}(\theta \approx \theta_R) = \frac{2\pi b_R}{k \sin \theta} \cdot |C|^{-2/3} \cdot \text{Ai}^2(z) \cdot P_{\text{упр}}(b_R), \quad (2.25)$$

где $\text{Ai}(z)$ — функция Эйри; $C = \frac{1}{2k^2} \frac{d^2\vartheta}{db^2} \Big|_{b=b_R}$ + и $z = \pm |C|^{-1/3} \times (\theta - \theta_R)$ (знак плюс выбирается в случае максимума, а минус в случае минимума функции угла отклонения в точке θ_R). Это сечение экспоненциально убывает с темной стороны радуги ($z > 0$) и осциллирует на ее светлой стороне ($z < 0$), достигая максимума не при $\theta = \theta_R$, а при $z \approx -1$ (см. рис. 2.8, в).

Экспериментальным примером радужного рассеяния ядерных частиц может служить случай упругого рассеяния ядер ^3He на ^{14}C при энергии 24 МэВ/нуклон [10] (рис. 2.9).

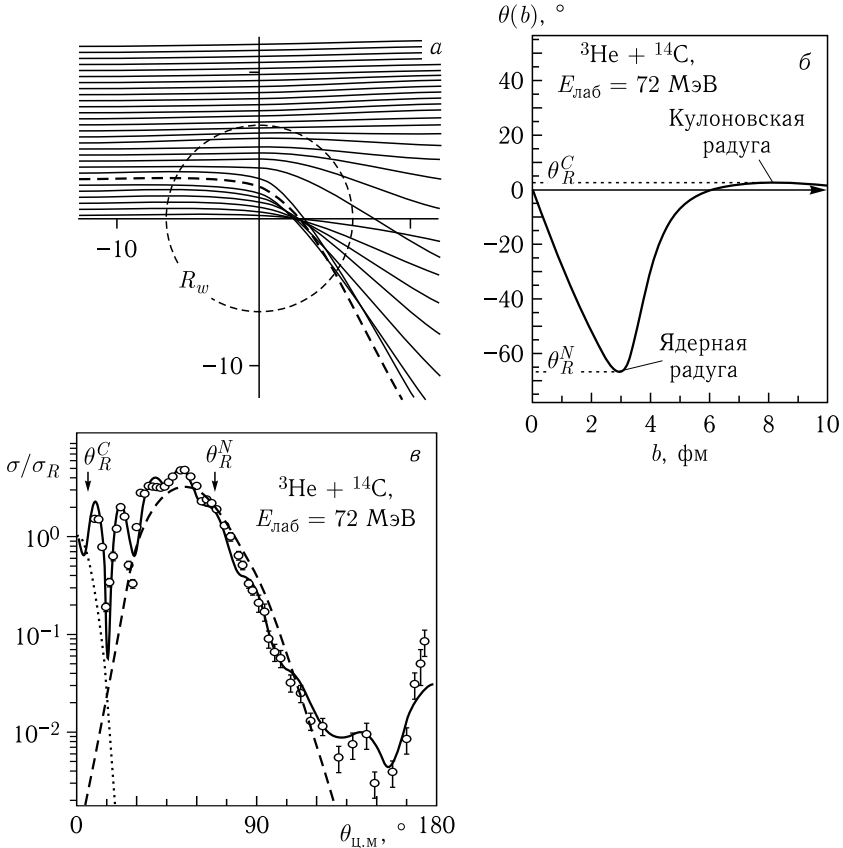


Рис. 2.9. а) Поле траекторий при рассеянии ядер ${}^3\text{He}$ с энергией 24 МэВ/нуклон на ${}^{14}\text{C}$. Штриховая кривая соответствует прицельному параметру ядерной радуги b_R^N . Окружность показывает радиус поглощающего потенциала. б) Классическая функция угла отклонения. Показаны углы кулоновской ($\theta_R^C \approx +2^\circ$) и ядерной ($\theta_R^N \approx -67^\circ$) радуги. в) Дифференциальное сечение упругого рассеяния ядер ${}^3\text{He}$ на ${}^{14}\text{C}$ при энергии 24 МэВ/нуклон. Экспериментальные данные из [10] показаны кружками, сплошная кривая получена в ОМ, а штриховая и пунктирная кривые показывают вклады ядерной и кулоновской радуг, рассчитанные по формуле (2.25)

При упругом рассеянии сравнительно легких ионов с высокой энергией наблюдается типичная дифракционная картина, обусловленная сильным поглощением всех траекторий с малыми прицельными параметрами (рассеяние на непрозрачном диске). Типичная картина дифракционного рассеяния ядер ${}^{20}\text{Ne}$ с энергией 390 МэВ на углеродной мишени показана на рис. 2.10, а.

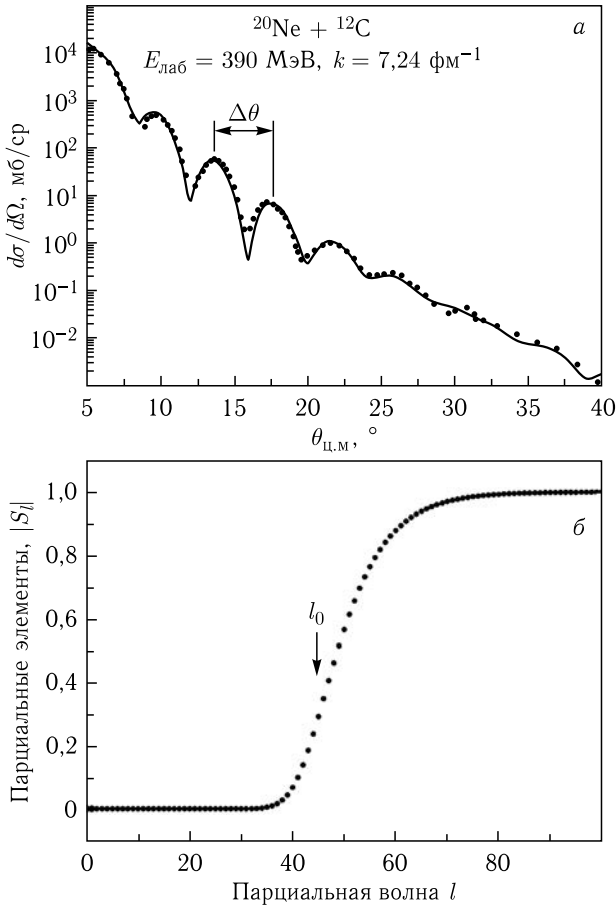


Рис. 2.10. а) Дифференциальное сечение упругого рассеяния ядер ^{20}Ne с энергией $E_{\text{лаб}} = 390$ МэВ на мишени ^{12}C [11]. Сплошная кривая — расчет по оптической модели. б) Парциальные элементы S -матрицы упругого рассеяния $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C}$ при $E_{\text{лаб}} = 390$ МэВ

Приближенное выражение для сечения рассеяния можно получить, если предположить, что все парциальные волны с $l \leq l_0$ ($b \leq R_W \approx R_1 + R_2$) полностью «поглощаются» (приводят к каким-либо ядерным реакциям) и $S_l(l \leq l_0) = 0$, а парциальные волны с $l > l_0$ не искажаются потенциалом рассеяния (при прицельных параметрах $b > l_0/k \approx R_1 + R_2$ ядра не взаимодействуют друг с другом) и $S_l(l > l_0) = 1$. Это недалеко от истины, если посмотреть на резкую зависимость от l точно рассчитанной парциальной S -матрицы (рис. 2.10, б). В этом случае

$f_l = 2\pi(S_l - 1)/ik = 0$ при $l > l_0$ и ядерная амплитуда рассеяния (2.13) принимает вид

$$f_N(\theta) \approx -\frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{l_0} (2l+1)P_l(\cos \theta), \quad (2.26)$$

а кулоновским рассеянием можно пренебречь, поскольку для легких частиц и высоких энергий кулоновский параметр η достаточно мал и траектории при $b > R_W$ практически прямолинейны. Используя свойство полиномов Лежандра $(2l+1)P_l(x) = \frac{d}{dx}[P_{l+1}(x) - P_{l-1}(x)]$ при $l \geq 1$ и $P_0(x) = 1$, можно свести выражение (5.26) к очень простому виду:

$$f(\theta) \approx \frac{i}{2k} \frac{d}{dx} P_{l_0}(x).$$

При значениях $l \gg 1$ полиномы Лежандра ведут себя как функция Бесселя нулевого порядка, $P_l(\cos \theta) \approx J_0(l\theta)$, а поскольку $dJ_0(x)/dx = J_1(x)$, то $f(\theta) \approx i(l_0/k)J_1(l_0\theta)/\theta$ и

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \approx R_W^2 \left[\frac{J_1(kR_W\theta)}{\theta} \right]^2, \quad (2.27)$$

где $R_W = l_0/k$ — радиус поглощающего диска, на который падает плоская волна. Выражение (2.27) идентично оптической дифракции Фраунгофера на черном диске. При больших аргументах квадрат функции Бесселя $J_1^2(x)$ является периодической функцией с периодом π , т. е. в угловом распределении упругого рассеяния должны наблюдаться убывающие по амплитуде максимумы с периодом $\Delta\theta = \pi/kR_W$, что мы и видим на рис. 2.10, а. Взяв из рисунка значение $\Delta\theta \approx 4^\circ$, получаем (при волновом числе $k = 7,24 \text{ фм}^{-1}$ для величины радиуса поглощающего диска значение $R_W \approx 6 \text{ фм}$, что выглядит вполне разумно.

2.6. Упругое рассеяние тяжелых ионов

Упругое рассеяние с участием тяжелых ионов определяется двумя основными факторами: сильным кулоновским отталкиванием и большой вероятностью выхода из упругого канала для всех траекторий (парциальных волн), при которых происходит контакт сталкивающихся ядер. В этом случае использование классических траекторий и функции угла отклонения еще больше упрощает понимание и интерпретацию экспериментальных данных.

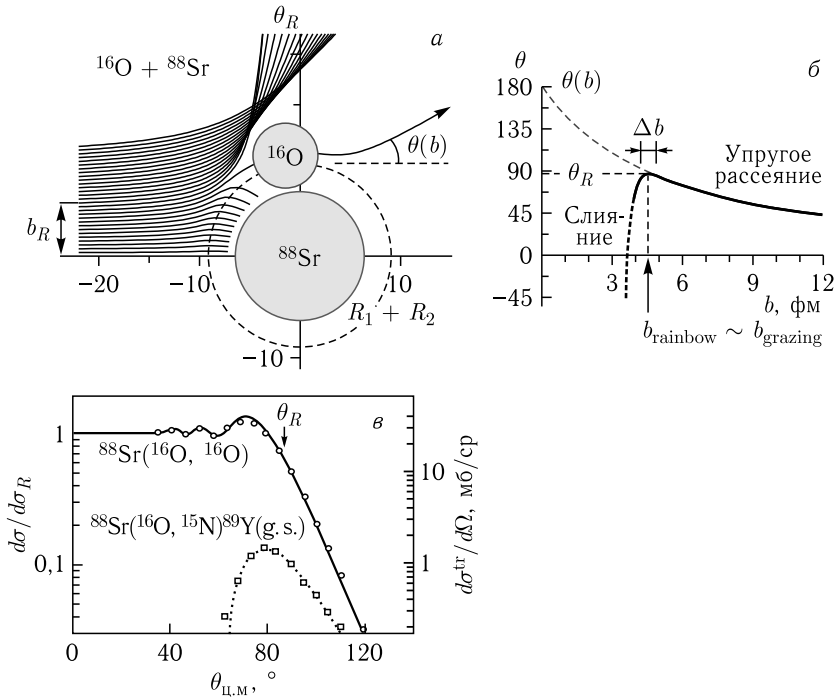


Рис. 2.11. Поле траекторий (а), функция угла отклонений (б) и дифференциальное сечение (в) упругого рассеяния ядер кислорода ^{16}O с энергией $E_{\text{лаб}} = 56$ МэВ на стронциевой мишени ^{88}Sr (экспериментальные данные взяты из [12]). На рис. в показано также сечение процесса передачи протона (масштаб указан справа, см. гл. 3)

При больших значениях Z_1 и/или Z_2 кулоновские силы отталкивания приводят к значительному отклонению ядер от прямолинейного движения уже на больших расстояниях. На рис. 2.11, а показано поле траекторий относительного движения ядер ^{16}O и ^{88}Sr при энергии $E_{\text{ц.м.}} = 47,4$ МэВ (кулоновский параметр $\eta = 25,6$). При больших прицельных параметрах ядра движутся по кулоновским траекториям, функция угла отклонения (показанная на рис. 2.11, б) совпадает с выражением (2.2) для рассеяния в кулоновском поле, а сечение упругого рассеяния вплоть до некоторых углов совпадает с резерфордским сечением (2.4) (на рис. 2.11, в показано отношение дифференциального сечения к резерфордскому, $d\sigma/d\sigma_R$). При уменьшении прицельного параметра сталкивающиеся ядра сближаются до расстояний, на которых уже действуют ядерные силы притяжения. Функция угла отклонения, достигнув

максимума (при некотором $b = b_R$), начинает резко уменьшаться. Пунктирное изображение этой функции на рис. 2.11 отражает тот факт, что при $b < b_R$ не происходит упругого рассеяния: поверхности ядер перекрываются и происходит какая-либо ядерная реакция (в данном случае в основном слияние ядер). В результате сечение упругого рассеяния резко уменьшается при $\theta > \theta_R$.

Наличие экстремума в функции угла отклонения приводит к фокусировке траекторий и называется радужным рассеянием (см. предыдущий пункт). В отличие от рассмотренного выше случая упругого рассеяния легких ядер ${}^3\text{He}$ на ${}^{14}\text{C}$ (см. рис. 2.9) в данной реакции фокусировка траекторий происходит при рассеянии на достаточно большие положительные углы (обусловленные сильным кулоновским отталкиванием), поэтому такая радуга называется «кулоновской». На светлой стороне радуги, $\theta < \theta_R$, наблюдается некоторое увеличение дифференциального сечения упругого рассеяния и слабовыраженное явление интерференции, качественно описываемые функцией Эйри (2.25). Резкого увеличения сечения упругого рассеяния тяжелых ионов при $\theta \sim \theta_R$ не происходит, потому что траектории с прицельными параметрами $b \sim b_R$ уже попадают в область действия ядерных сил и с большой вероятностью выходят из упругого канала, вызывая какую-либо реакцию.

При описании столкновений тяжелых ионов принято вводить некоторый прицельный параметр касательного столкновения $b_{\text{гр}}$, такой, что при $b > b_{\text{гр}}$ происходит преимущественно упругое рассеяние ядер, а при $b < b_{\text{гр}}$ с большой вероятностью происходят ядерные реакции. Очевидно, что два этих прицельных параметра, b_R и $b_{\text{гр}}$, практически совпадают, поскольку в обоих случаях основным условием является попадание траекторий с $b \sim b_R, b_{\text{гр}}$ в область действия ядерных сил, т. е. точка наибольшего сближения траектории с таким прицельным параметром, $r_0(b \sim b_R, b_{\text{гр}})$, должна быть порядка $R_1 + R_2 + 2a$, где a — диффузность ядерной поверхности.

Список литературы к главе 2

1. *Dicello J. F. et al. // Phys. Rev. C. 1971. V. 4. P. 1130.*
2. *Feshbach H., Porter C., Weiskopf V. F. // Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 448.*
3. *Feshbach H. // Ann. Phys. (N.Y.). 1958. V. 5. P. 357; 1962. V. 19. P. 287.*

4. *Becchetti F.D., Greenlees G.W.* // Phys. Rev. 1969. V.182. P.1190.
5. *Bingham H.G. et al.* // Phys. Rev. C. 1975. V.11. P.1913.
6. *Bachelier D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1972. V.195. P.361.
7. *Ter-Akopian G.M. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V.426. P.251.
8. *Zagrebaev V.I.* // Ann. Phys. (N.Y.). 1990. V.197. P.33.
9. *Ньютон Р.* Теория рассеяния волн и частиц. М.: Мир, 1969.
10. *Dem'yanova A.S. et al.* // Physica Scripta. 1990. V.T32. P.89.
11. *Bohlen H.G. et al.* // Z. Phys. A. 1993. V.346. P.189.
12. *Anantaraman N.* // Phys. Rev. C. 1975. V.8. P.2245.

Глава 3

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И РЕАКЦИИ МАЛОНУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ

При низких энергиях ядро-ядерных столкновений обычно доминируют процесс полного слияния (для легких и средних по массе ядер, см. гл. 5) и бинарные процессы с образованием двух конечных ядер в выходном канале (лишь для слабосвязанных легких ядер сечение канала развала соизмеримо с сечением бинарного канала). Пусть при столкновении двух ядер a и A образуются два других ядра b и B : $a + A \rightarrow b + B$. В эксперименте, как правило, измеряют зарядовые, массовые, угловые и энергетические распределения продуктов такой реакции с целью изучения динамики ядро-ядерных столкновений. В некоторых случаях (рассматриваемых в этой главе) удастся выделить канал с фиксированным состоянием конечного ядра B , $\Phi_{\nu_f}(B)$. В этом случае заряд, масса и энергия частиц b строго заданы (определяются законами сохранения) и измеряется лишь их угловое распределение, из которого можно извлечь информацию о структуре изучаемого ядра B . Дифференциальное сечение такого процесса определяется соответствующей амплитудой перехода и имеет вид (\mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f — импульсы относительного движения сталкивающихся и разлетающихся ядер)

$$\frac{d\sigma^{fi}}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{\mu_i \mu_f k_f}{\hbar^4 k_i} |T_{fi}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i)|^2. \quad (3.1)$$

Здесь θ — угол между импульсами \mathbf{k}_i и \mathbf{k}_f ; μ_i и μ_f — приведенные массы во входном и выходном каналах, а индексы i, f включают в себя квантовые числа начальных и конечных состояний ядер. Амплитуда перехода T_{fi} определяется стандартным выражением:

$$T_{fi}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \langle e^{i\mathbf{k}_f \mathbf{R}_f} \Phi_{\nu'_f}(b) \Phi_{\nu_f}(B) | V_{bB} | \Psi_{\nu_i \mathbf{k}_i}^{(+)} \rangle. \quad (3.2)$$

Внутренние волновые функции ядер, $\Phi_{\nu}(c)$, удовлетворяют уравнениям Шредингера для связанных состояний:

$H_c \Phi_\nu(c) = \varepsilon_\nu^c \Phi_\nu(c)$, $c = a, A, b, B$, а $\Psi_{\nu, \mathbf{k}}^{(+)}$ — полная волновая функция системы с граничным условием в виде падающей волны во входном канале и расходящимися сферическими волнами во всех выходных каналах. Эта функция удовлетворяет уравнению Шредингера с полным гамильтонианом системы

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu_i} \nabla_{\mathbf{R}_i}^2 + H_a + H_A + V_{aA} = -\frac{\hbar^2}{2\mu_f} \nabla_{\mathbf{R}_f}^2 + H_b + H_B + V_{bB}, \quad (3.3)$$

в котором $\mathbf{R}_i = \mathbf{r}_a - \mathbf{r}_A$; $\mathbf{R}_f = \mathbf{r}_b - \mathbf{r}_B$, а V_{aA} и V_{bB} — взаимодействия ядер, зависящие не только от расстояний между ними, R_i и R_f , но и от всех внутренних переменных (т.е. от всех координат нуклонов, образующих эти ядра). Угловые скобки в (3.2) означают интегрирование по всем этим переменным. Если в эксперименте используются неполяризованные пучки и мишени, а поляризация конечных ядер также не измеряется, то, строго говоря, сечение (3.1) надо усреднить по всем проекциям спинов начальных ядер и просуммировать по проекциям спинов конечных ядер, если таковые имеются.

Точное вычисление амплитуды перехода (3.2) невозможно не только из-за технических проблем (слишком большое число переменных), но и из-за неполного нашего знания о точном виде ядро-ядерных взаимодействий и сложной структуре самих ядер. Однако во многих ядерных реакциях ситуация значительно упрощается. Такими случаями как раз и являются прямые процессы неупругого возбуждения ядра и прямые реакции передач.

3.1. Прямой процесс передачи легкой частицы

Прямыми ядерными реакциями принято называть такие процессы, в которых помимо относительного движения сталкивающихся ядер оказываются задействованы еще лишь одна или несколько (очень малое число) степеней свободы. При столкновении легких частиц такие процессы происходят с большой вероятностью и, что очень важно, достаточно легко выделяются экспериментально. В реакциях с тяжелыми ионами прямые процессы являются, скорее, исключением и могут происходить лишь в узкой области прицельных параметров, отвечающих касательным столкновениям. С помощью прямых ядерных реакций удастся избирательно изучать свойства специфических состояний атомных ядер, например, их вращательные или вибрационные возбуждения, однонуклонные или кластерные состояния. Описание прямых ядерных реакций, как правило, производится в рамках

микроскопических моделей, позволяющих более надежно извлекать желаемую информацию.

В качестве примера рассмотрим процесс передачи частицы x с налетающего ядра a , имеющего импульс \mathbf{k}_i во входном канале, на ядро A с образованием конечного ядра B и вылетом фрагмента b с импульсом \mathbf{k}_f в выходном канале. В качестве частицы x может выступать протон или нейтрон (в этом случае мы изучаем одночастичные состояния в ядрах a и B) или какой-нибудь кластер, например альфа-частица, если нас интересуют кластерные состояния этих ядер. Если процесс передачи частицы x происходит без возбуждения внутренних степеней свободы ядер a и A , то это и есть прямая реакция (рис. 3.1). Часто такой процесс все-таки сопровождается промежуточным возбуждением сталкивающихся ядер. В этом случае реакция имеет многоступенчатый характер и для ее описания требуется учет связи каналов (см. ниже).

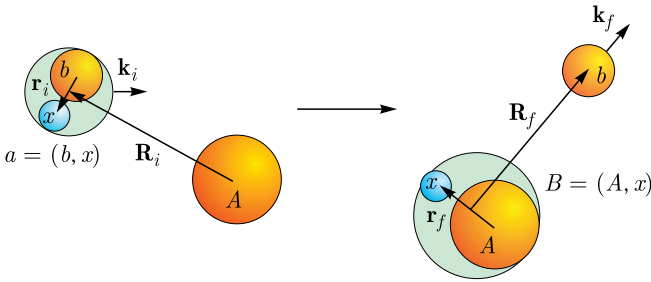


Рис. 3.1. Схематическое изображение прямой реакции передачи частицы x (нуклона или легкого кластера) с налетающего ядра a на ядро мишени A

Сечение процесса передачи фрагмента x , $A(a, b)B$, определяется выражением (3.1), а соответствующая амплитуда перехода имеет теперь более простой вид:

$$T_{fi}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \langle e^{i\mathbf{k}_f \mathbf{R}_f} \varphi_B^{\nu_f}(\mathbf{r}_f) | V_{xb} + V_{bA} | \Psi_{\nu_i \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_i) \rangle, \quad (3.4)$$

где $\varphi_B^{\nu_f}(\mathbf{r}_f)$ — волновая функция конечного связанного состояния (с набором квантовых чисел $\nu_f = n_f, l_f, j_f$) фрагмента x и кора A в ядре B , а $\Psi_{\nu_i \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_i)$ — полная волновая функция системы с граничными условиями в виде падающей волны с импульсом \mathbf{k}_i относительного движения ядер a и A во входном канале, в котором связанное состояние частиц x и b с квантовыми числами $\nu_i = n_i, l_i, j_i$ описывается волновой функцией $\varphi_a^{\nu_i}(\mathbf{r}_i)$ (ради простоты здесь опущены магнитные квантовые числа). Взаимодействие $\Delta V = V_{xb} + V_{bA}$, ответственное за переход, является

частью полного взаимодействия всех частиц $V_{xb} + V_{xA} + V_{bA}$ за вычетом взаимодействия V_{xA} , уже учтенного в выходном канале. Угловые скобки в выражении (3.2) означают интегрирование по всем шести координатам (очевидно, что переменные $\mathbf{r}_f, \mathbf{R}_f$ являются функциями $\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_i$).

3.2. Метод искаженных волн для описания прямых реакций

Полную волновую функцию $\Psi_{\nu_i \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}_i, \mathbf{R}_i)$ в амплитуде перехода (3.4) вычислить все еще довольно сложно. Простейшим (борновским) приближением для нее является произведение падающей плоской волны во входном канале на волновую функцию связанного состояния частиц x и b в налетающем снаряде — $\varphi_a^{\nu_i}(\mathbf{r}_i) e^{i\mathbf{k}_i \mathbf{R}_i}$. В этом приближении полностью игнорируется взаимодействие ядер во входном канале и разлетающихся фрагментов в выходном. Такое приближение достаточно оправданно для высоких энергий ($E \gg V_{aA}, V_{bB}$) и легких частиц. При столкновении же ионов даже средних масс наблюдается сильное отклонение относительного движения от прямолинейного (см., например, рис. 2.11) и большая вероятность поглощения (выхода из упругого канала) для малых парциальных волн (малых прицельных параметров). Эти эффекты вполне можно учесть, если вместо плоских волн во входном и выходном каналах использовать так называемые искаженные волны, $\psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{R}_i)$ и $\psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)}(\mathbf{R}_f)$, описывающие упругое рассеяние во входном и выходном каналах с учетом соответствующих оптических потенциалов, $U_{aA}(\mathbf{R}_i)$ и $U_{bB}(\mathbf{R}_f)$. Такое приближение называется методом искаженных волн (Distorted Wave Born Approximation), и амплитуда перехода принимает вид

$$T_{fi}^{\text{DWB}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \langle \psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)}(\mathbf{R}_f) \varphi_B^{\nu_f}(\mathbf{r}_f) | V_{xb} + V_{bA} - U_{bB} | \varphi_a^{\nu_i}(\mathbf{r}_i) \psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{R}_i) \rangle. \quad (3.5)$$

Символ $(-)$ в волновой функции выходного канала $\psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)}(\mathbf{R}_f)$ относится к граничным условиям (формально — сходящаяся сферическая волна). Однако, поскольку $\psi_{\mathbf{k}}^{(-)*} = \psi_{-\mathbf{k}}^{(+)}$ (см. учебник по теории рассеяния), волновая функция $\psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)*}(\mathbf{R}_f)$, входящая в (3.5), вычисляется точно так же, как и $\psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{R}_i)$, с помощью

разложения по парциальным волнам (2.10) и решения радиального уравнения Шредингера для парциальных волновых функций. Так как при замене \mathbf{k} на $-\mathbf{k}$ угол θ между векторами \mathbf{r} и \mathbf{k} изменяется на $\pi - \theta$, а $P_l(-\cos \theta) = (-1)^l P_l(\cos \theta)$, то в разложении по парциальным волнам функции $\psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)*}(\mathbf{R}_f)$ надо просто в (2.10) заменить i^l на i^{-l} .

Дальнейшее упрощение амплитуды перехода (3.5) обычно связано с предположением о близости взаимодействий V_{bA} и U_{bB} (в случае передачи одного нуклона, $x = n$ или p , это действительно так) и с пренебрежением вкладом $V_{bA} - U_{bB}$ в процесс передачи частицы x . После разложения по парциальным волнам функций $\psi_{\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{R}_i)$ и $\psi_{\mathbf{k}_f}^{(-)*}(\mathbf{R}_f)$ радиальные интегралы находятся численно. Интегрирование же по угловым переменным проводится в аналитическом виде с учетом свойств ортогональности и полноты шаровых функций. Одной из распространенных вычислительных программ, позволяющих рассчитать сечение прямого процесса передачи легкой частицы в рамках метода искаженных волн, является программа DWUCK [1]. Расчеты с использованием интерактивной версии этой программы также могут быть проведены непосредственно в сети Интернет (<http://nrv.jinr.ru/nrv>) любым удаленным пользователем.

3.3. Одночастичные и кластерные состояния в ядрах, спектроскопические факторы

Одним из основных достоинств прямых процессов передачи является возможность изучения одночастичных и кластерных свойств атомных ядер. Сечение процесса передачи определяется не только искаженными волнами, но и свойствами связанных состояний начального и конечного ядер: $\varphi_a^{\nu_i}(\mathbf{r}_i) = f_{n_i l_i}(r_i) \cdot Y_{l_i m_i}(\hat{\mathbf{r}}_i)$ и $\varphi_B^{\nu_f}(\mathbf{r}_f) = f_{n_f l_f}(r_f) \cdot Y_{l_f m_f}(\hat{\mathbf{r}}_f)$. В одноступенчатых реакциях передач с легкими ионами угловое распределение конечных частиц b сильно зависит от величины переданного орбитального момента $\lambda = l_f - l_i$. Если ситуация со спинами достаточно простая (четно-четные ядра, нулевой угловой момент начального состояния и т.п.), то из формы углового распределения дифференциального сечения (3.1) можно извлечь угловой момент (иногда и другие квантовые числа) заселяемого состояния ν_f .

Особенно просто это понять на примере (d, p) -реакции. Во-первых, в этом случае с учетом короткодействия нуклон-нуклонных сил можно использовать так называемое прибли-

жение нулевого радиуса: $V_{xb}(\mathbf{r})\varphi_a^{V_i}(\mathbf{r}) \equiv V_{pn}(\mathbf{r})\varphi_d(\mathbf{r}) = D_0\delta^3(\mathbf{r})$ (при этом шестимерный интеграл сводится к трехмерному). Во-вторых, можно учесть периферийный характер одноступенчатой реакции, предположив, что на малых расстояниях искаженные волны $\psi_{\mathbf{k}_d}^{(+)}(\mathbf{R})$ и $\psi_{\mathbf{k}_p}^{(-)*}(\mathbf{R})$ с большой вероятностью поглощаются, а на больших расстояниях ($r > R_W$) их можно заменить на плоские волны и $\psi_{\mathbf{k}_p}^{(-)*}(\mathbf{R}) \cdot \psi_{\mathbf{k}_d}^{(+)}(\mathbf{R}) \approx e^{-i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d)\mathbf{R}}$. В этом случае амплитуда перехода сведется к простому выражению: $T_{fi}^{\text{DWBA}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) \approx \text{const} \int_{r>R_W} f_{n_n l_n}(r) \cdot Y_{l_n m_n}(\hat{\mathbf{r}}) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}} d^3\mathbf{r}$, где

$\mathbf{q}(\theta) = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d$ — переданный импульс (здесь θ — угол между векторами \mathbf{k}_p и \mathbf{k}_d , т.е. фактически угол вылета протона), а $f_{n_n l_n}(r) \sim e^{-\gamma_n r}$ — убывающая на больших расстояниях радиальная волновая функция связанного состояния нейтрона в ядре B ($\gamma_n = \sqrt{2m_n \varepsilon_n^{\text{CB}} / \hbar^2}$, $\varepsilon_n^{\text{CB}}$ — энергия связи). Разложим теперь плоскую волну $e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}$ по частичным волнам аналогично (2.10). В качестве радиальных функций $\psi_l(r)$ в этом случае будут выступать сферические функции Бесселя $j_l(qr)$. В силу ортогональности шаровых функций, $\int Y_{l'm'}^*(\Omega) Y_{lm}(\Omega) d\Omega = \delta_{ll'} \delta_{mm'}$, после интегрирования по угловым переменным из всей суммы по l останется лишь одно слагаемое с $l = l_n$. Оставшийся радиальный интеграл из-за быстрого убывания функции $f_{n_n l_n}(r)$ равен приблизительно функции Бесселя в точке $r = R_W$, и сечение передачи нейтрона $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \sim [j_{l_n}(qR_W)]^2$ [2]. Зависимость сферических функций Бесселя от их аргумента показана на рис. 3.2, а для нескольких значений орбитального момента l . Хорошо видно, что характер углового распределения сильно зависит от орбитального момента того состояния, в которое передается нейтрон, и этот орбитальный момент может быть определен из подгонки теоретического углового распределения к экспериментальному.

Однако и для более тяжелых частиц непосредственное вычисление амплитуды прямого процесса передачи (3.5) позволяет правильно определять квантовые характеристики конечных ядер, заселяемых в реакциях передач. На рис. 3.2, б показаны угловые распределения дейтронов в реакции передачи альфа-частицы с ${}^6\text{Li}$ на ядро ${}^{64}\text{Ni}$ с образованием ядра ${}^{68}\text{Zn}$ в основном состоянии и в состоянии 3^- с энергией возбуждения 2,75 МэВ.

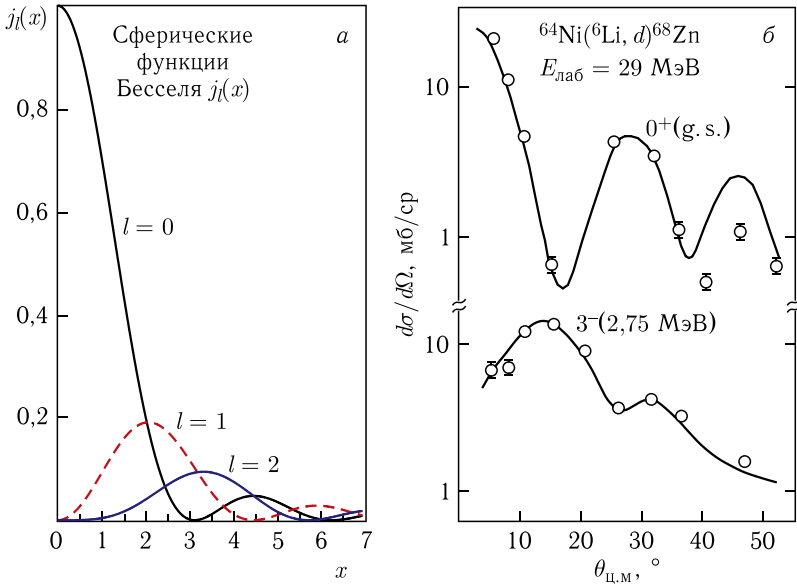


Рис. 3.2. а) Сферические функции Бесселя $j_l(x)$ для $l = 0, 1, 2$. б) Угловое распределение дейтронов при заселении уровней $0^+(g. s.)$ и $3^-(2,75 \text{ МэВ})$ ядра ^{68}Zn в реакции передачи $^{64}\text{Ni}(^6\text{Li}, d)^{68}\text{Zn}$ при энергии пучка 29 МэВ. Сплошные кривые — расчет сечений в рамках метода искаженных волн (5.15) с «конечным радиусом» (<http://nrv.jinr.ru/nrv>) и со стандартными значениями параметров оптических потенциалов. Экспериментальные данные взяты из работы [3]

Помимо возможности определения квантовых чисел заселяемых состояний конечного ядра прямые реакции передач позволяют также делать определенные выводы о так называемых спектроскопических факторах этих состояний. Понятно, что реальное физическое состояние конечного многонуклонного ядра B , $\Phi_\nu(B)$, имеет более сложную структуру, чем простое связанное состояние фрагмента x и кора A . Однако с какой-то вероятностью эти состояния похожи друг на друга. Степень этой похожести (т.е. степень кластеризации ядра B в состоянии $\Phi_\nu(B)$) на простое относительное движение фрагментов x и A) определяется просто перекрытием соответствующих волновых функций и называется спектроскопическим фактором: $S_l^\nu(B \rightarrow A + x) = |\langle \Phi_{\text{gs}}(A)\Phi_{\text{gs}}(x)\varphi_{nl}(\mathbf{r}_A - \mathbf{r}_x) | \Phi_\nu(B) \rangle|^2$. Таким образом, дифференциальное сечение реакции передачи, рассчитанное в методе искаженных волн, должно в общем случае пре-

вышать экспериментальное: $\frac{d\sigma_{fi}^{\text{exp}}}{d\Omega}(\theta) = S^{\nu_f}(B)S^{\nu_i}(a)\frac{d\sigma_{fi}^{\text{DWBA}}}{d\Omega}(\theta)$ (см. рис. 3.2, б). Пользуясь этим соотношением (записанным здесь несколько упрощенно для бесспиновых частиц x и A), из анализа экспериментальных данных можно извлекать спектроскопические факторы основных и возбужденных состояний атомных ядер и сравнивать их с рассчитанными, например, в рамках обобщенной оболочечной модели. Особенно просто это делается для прямых (d, p)-реакций. Интерес к этим реакциям значительно возрос в последнее время в связи с появившейся возможностью получать и изучать свойства радиоактивных (протонно- и нейтронно-избыточных) ядер, оболочечные свойства которых (в том числе магические числа) могут значительно отличаться от свойств ядер вблизи линии стабильности.

В принципе, заселение некоторых состояний ядра B может быть многоступенчатым, как с промежуточным возбуждением сталкивающихся ядер, например $a + A \rightarrow a' + A^* \rightarrow b + B_{\nu_f}$, так и с промежуточной передачей нуклонов: $a + A \rightarrow c + D_n \rightarrow b + B_{\nu_f}$. В первом случае задача решается довольно просто — волновая функция входного канала раскладывается по ортонормированным функциям возбужденных состояний $\Phi_\alpha(A)$ (при этом $\Phi_{\alpha=0}(A) \equiv \Phi_{\text{gs}}(A)$, $\langle \Phi_{\alpha'} | \Phi_\alpha \rangle = \delta_{\alpha'\alpha}$), а искаженная волна $\psi_{\alpha=0, \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{R}_i)$ (5.15) заменяется на сумму $\sum_\alpha \Phi_\alpha(A)\psi_{\alpha, \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{R}_i)$.

Обычно учитываются лишь несколько промежуточных возбужденных состояний, а каналные волновые функции $\psi_{\alpha, \mathbf{k}_i}^{(+)}$ довольно просто находятся из решения связанных уравнений Шредингера. Для процессов с промежуточной передачей нуклонов ситуация значительно усложняется проблемой неортогональности состояний $\Phi_\alpha(A)$ и $\Phi_n(D)$, которые являются собственными функциями разных гамильтонианов. Широко известной программой, учитывающей связь каналов при описании процессов передач и неупругого рассеяния, является код FRESKO [4], использование которого, однако, требует достаточно высокой квалификации и предварительного изучения.

3.4. Неупругое возбуждение вибрационных и вращательных состояний ядер

Еще проще выглядит прямой процесс неупругого возбуждения коллективных состояний ядер. Нижние возбужденные состояния ядер являются, как правило, коллективными мо-

дами движения. Они соответствуют колебаниям (вибрациям) ядерной поверхности сферических ядер или вращению статически деформированных ядер. В первом случае динамической переменной выступает величина деформации β_λ , характеризующая отклонение ядерной поверхности от сферической формы (см. (B5) и рис. B4). Во втором случае динамической переменной является угол вращения оси симметрии деформированного ядра относительно какой-либо другой оси, проходящей через его центр (см. рис. 1.4). Именно коллективные состояния ядер возбуждаются с наибольшей вероятностью, при этом во входном и выходном каналах мы имеем одну и ту же систему ($a + A \rightarrow a' + A_\alpha^*$), описываемую гамильтонианом

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu_i} \nabla_{\mathbf{r}}^2 + H_A(\xi) + V_{aA}(r, \xi). \quad (3.6)$$

Здесь ξ — внутренние переменные, описывающие возбуждения ядра A (динамические деформации и/или углы вращения). Гамильтониан деформируемого и вращающегося ядра записывается в следующем виде (в предположении гармонических колебаний поверхности):

$$H_A = \frac{\hbar^2 \hat{I}^2}{2\mathfrak{S}} + \sum_{\lambda \geq 2} \left(-\frac{1}{2d_\lambda} \frac{\partial^2}{\partial s_\lambda^2} + \frac{1}{2} c_\lambda s_\lambda^2 \right). \quad (3.7)$$

Здесь \mathfrak{S} — момент инерции ядра A , определяющий кинетическую энергию вращения; $s_\lambda = \sqrt{\frac{2\lambda+1}{4\pi}} R_0 \cdot \beta_\lambda$ — абсолютное значение деформации мультипольности λ (т.е. абсолютное изменение радиуса ядра вдоль оси симметрии); $c_\lambda = C_\lambda \left(\frac{2\lambda+1}{4\pi} R_0^2 \right)^{-1} = \frac{\hbar\omega_\lambda}{2\langle s_\lambda^0 \rangle^2}$ — жесткость деформируемой поверхности; $\langle s_\lambda^0 \rangle = \frac{R_0}{\sqrt{4\pi}} \langle \beta_\lambda^0 \rangle$ — амплитуда нулевых колебаний, а массовый параметр d_λ определяется из соотношения $\hbar\omega_\lambda = \sqrt{\frac{c_\lambda}{d_\lambda}}$, в жидкокапельной модели $d_\lambda^{LD} = D_\lambda^{LD} \left(\frac{2\lambda+1}{4\pi} R_0^2 \right)^{-1} = \frac{3}{\lambda(2\lambda+1)} Am_N$. Собственные функции гамильтониана (3.7) и его собственные значения легко вычисляются: $H_A \varphi_A^\nu(\xi) = \varepsilon_\nu \varphi_A^\nu(\xi)$. В случае вращения $\varepsilon_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} I(I+1)$ и собственные

функции $\varphi_A^{IM}(\theta, \varphi) \sim Y_{IM}(\theta, \varphi)$, а в случае гармонических колебаний поверхности $\varepsilon_n^\lambda = \hbar\omega_\lambda(n + 3/2)$ и $\varphi_A^n(\xi)$ выражаются через полиномы Эрмита.

Амплитуда перехода (3.2) для процесса неупругого возбуждения ядра A имеет вид

$$T_{\nu 0}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \langle e^{i\mathbf{k}_f \mathbf{r}} \varphi_A^\nu(\xi) | V_{aA}(r, \xi) | \Psi_{0\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}, \xi) \rangle, \quad (3.8)$$

где $\Psi_{0\mathbf{k}_i}^{+}(\mathbf{r}, \xi)$ — полная волновая функция системы, удовлетворяющая уравнению Шредингера с гамильтонианом (3.6), а межъядерное взаимодействие $V_{aA}(r, \xi)$ является суммой кулоновского и ядерного потенциалов (1.10). В случае прямого (одноступенчатого) возбуждения ядра A полную волновую функцию можно заменить на простое выражение $\Psi_{0\mathbf{k}_i}^{+}(\mathbf{r}, \xi) \rightarrow \varphi_A^{\nu=0}(\xi) \cdot \psi_{\mathbf{k}_i}^{+}(\mathbf{r})$, где $\psi_{\mathbf{k}_i}^{+}(\mathbf{r})$ — волновая функция, описывающая упругое рассеяние ядер. Если теперь плоскую волну в выходном канале в амплитуде (3.8) заменить на искаженную волну $\psi_{\mathbf{k}_f}^{-}(\mathbf{r})$ (соответствующий искажающий потенциал $U_{aA}(r)$ не войдет в амплитуду перехода, поскольку $\langle \varphi_A^{\nu \neq 0}(\xi) | U_{aA}(r) | \varphi_A^0(\xi) \rangle = 0$), то мы получим простое выражение для амплитуды перехода в методе искаженных волн:

$$T_{\nu 0}^{\text{DWBA}}(\mathbf{k}_f, \mathbf{k}_i) = \langle \psi_{\mathbf{k}_f}^{-}(\mathbf{r}) \varphi_A^\nu(\xi) | V_{aA}^C(r, \xi) + V_{aA}^N(r, \xi) | \varphi_A^0(\xi) \psi_{\mathbf{k}_i}^{+}(\mathbf{r}) \rangle. \quad (3.9)$$

Здесь кулоновское взаимодействие определяется выражением (1.11), а ядерное выбирается в виде потенциала Вудса–Саксона (1.12) или потенциала проксимити (1.13). Именно зависимость кулоновского и ядерного потенциалов взаимодействия от переменной ξ приводит к возможности неупругих переходов из состояния $\varphi_A^\nu(\xi)$ в состояние $\varphi_A^\mu(\xi)$, т.е. к появлению динамических деформаций ядер и/или их вращению. Кулоновское и ядерное возбуждения происходят одновременно и складываются когерентно, что приводит к результирующей интерференционной картине в угловом распределении регистрируемых частиц.

В качестве примера на рис. 3.3 показано угловое распределение ядер углерода при их рассеянии на мишени ^{144}Nd с возбуждением состояния 3^- с энергией 1,51 МэВ в ядре ^{144}Nd . Возбуждение ядра за счет короткодействующих ядерных сил

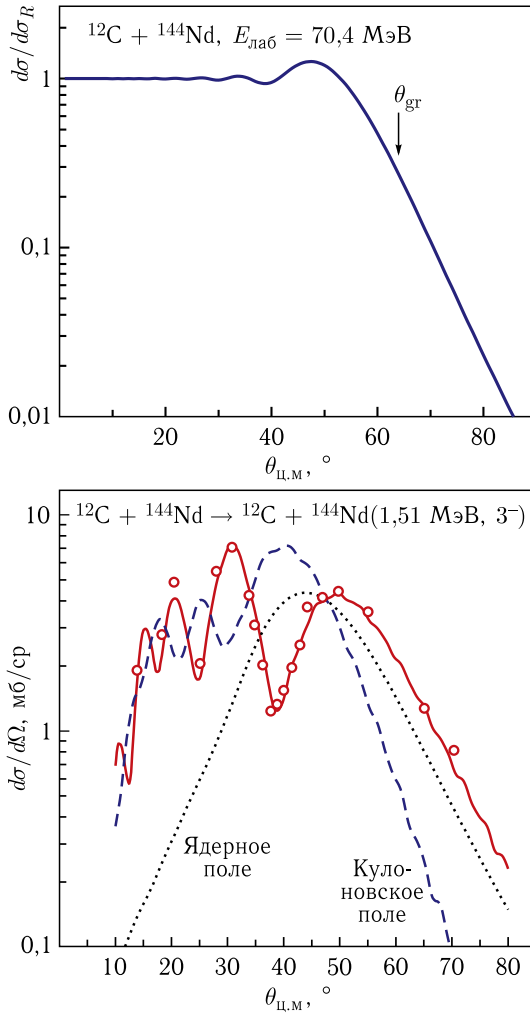


Рис. 3.3. Упругое и неупругое рассеяния (с возбуждением состояния 3^- с энергией 1,51 МэВ в ядре ^{144}Nd) ядер углерода с энергией 70,4 МэВ на мишени ^{144}Nd . Штриховая и пунктирная кривые показывают вклады в возбуждение кулоновского и ядерного полей соответственно. Экспериментальные данные взяты из работы [5], а расчеты выполнены на сайте <http://nr.v.jinr.ru/nrv>

носит ярко выраженный периферический (квазиупругий) характер с максимумом в области угла касательного столкновения (см. ниже). Кулоновское же возбуждение происходит в среднем на больших расстояниях из-за дальнедействующих слагаемых в

формуле (1.11). Первое слагаемое в этой формуле, кулоновское взаимодействие сферических ядер $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$, не зависит от ξ и не может приводить к возбуждению ядер. Наибольший вклад вносит второе слагаемое, которое медленно убывает на больших расстояниях (как $r^{-\lambda}$) и приводит к возможности неупругого возбуждения ядер даже при больших прицельных параметрах, приводящих к рассеянию на малые углы. В результате кулоновское возбуждение имеет более широкое угловое распределение, сдвинутое в сторону меньших углов (пунктирная линия на рис. 3.3). Сумма кулоновского и ядерного возбуждений приводит к характерной интерференции неупругорассеянных частиц и прекрасно согласуется с экспериментальными данными.

Ради простоты выше был рассмотрен случай возбуждения лишь одного ядра A . При столкновении тяжелых ионов могут возбуждаться оба ядра. В этом случае надо просто к гамильтониану H_A добавить такой же гамильтониан H_a и заменить функции $\varphi_A^\nu(\xi)$ на произведение функций $\varphi_A^\nu(\xi_A)\varphi_a^\mu(\xi_a)$. В случае возбуждения коллективных состояний ядер достаточно просто учитывается связь каналов, т. е. процессов многократного возбуждения и девозбуждения ядер. Для этого достаточно разложить полную волновую функцию по возбужденным состояниям $\Psi_{0\mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}, \xi_A, \xi_a) = \sum_{\nu, \mu} \psi_{\nu, \mu, \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r}) \varphi_A^\nu(\xi_A) \varphi_a^\mu(\xi_a)$ и решить систему связанных уравнений Шредингера для канальных волновых функций $\psi_{\nu, \mu, \mathbf{k}_i}^{(+)}(\mathbf{r})$, вычислив предварительно матричные элементы $V_{\nu' \mu', \nu \mu}(r) = \langle \varphi_A^{\nu'} \varphi_a^{\mu'} | V_{aA}(r, \xi_A, \xi_a) | \varphi_A^\nu \varphi_a^\mu \rangle$. Такая процедура должна быть обязательно проделана в случае возбуждения ротационных состояний с большими значениями углового момента I или вибрационных состояний с числом фононов $n > 1$. Связь относительного движения с возбуждением коллективных состояний ядер играет ключевую роль также и в процессах подбарьерного слияния атомных ядер (см. ниже).

3.5. Квазиупругое рассеяние тяжелых ионов

Под квазиупругим рассеянием тяжелых ионов понимают все процессы, в которых сталкивающиеся ядра не испытывают значительных изменений, помимо отклонения от прямолинейного движения. В результате таких процессов в выходном канале наблюдаются два других ядра с массами, близкими к массам

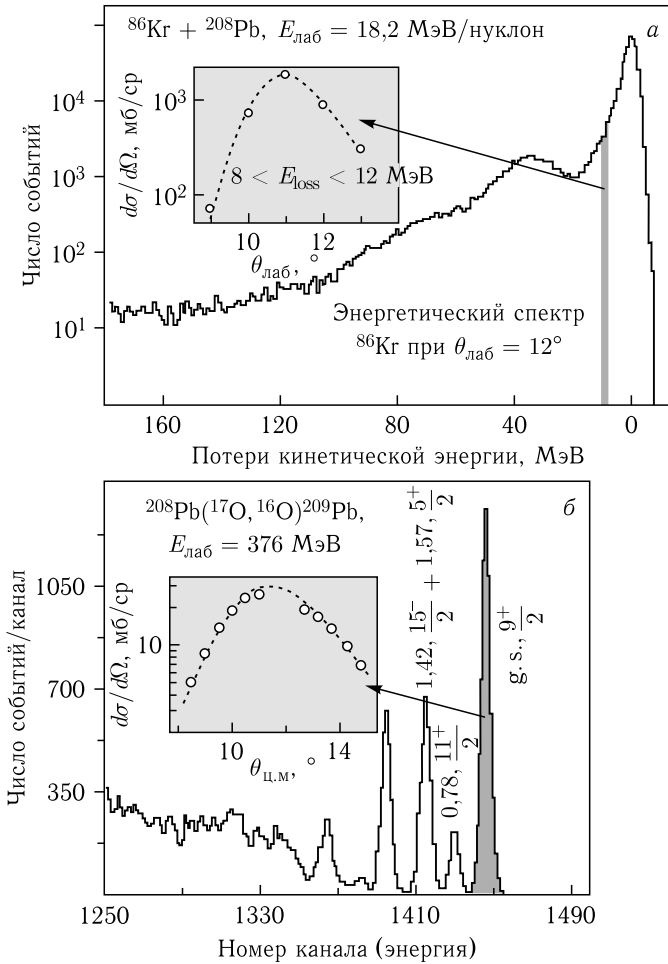


Рис. 3.4. а) Экспериментальный спектр ядер ^{86}Kr , измеренный в реакции $^{86}\text{Kr} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии пучка 18,2 МэВ/нуклон под углом 12° в лабораторной системе [3]. На вставке — угловое распределение ядер ^{86}Kr с потерей энергии в интервале от 8 до 12 МэВ. Пунктирная линия проведена для наглядности. б) Экспериментальный спектр ядер ^{16}O , измеренный в реакции $^{208}\text{Pb}(^{17}\text{O}, ^{16}\text{O})^{209}\text{Pb}$ при энергии пучка 376 МэВ под углом $11,7^\circ$ в лабораторной системе [3]. На вставке — угловое распределение ядер ^{16}O при передаче нейтрона в основное состояние ядра ^{209}Pb

снаряда и мишени, и с кинетической энергией, близкой к кинетической энергии входного канала. Именно последнее условие отличает эти реакции от процессов глубоконеупругого рассеяния, рассматриваемых в следующей главе.

На рис. 3.4 показаны энергетические спектры ядер криптона и кислорода (обладающих примерно одной энергией около 20 МэВ/нуклон) при их столкновениях с ядрами свинца. Для первой реакции использовался магнитный спектрометр в комбинации с времяпролетной системой [6], позволяющий получать зарядовое и массовое разрешения $\Delta Z/Z = 1/70$, $\Delta A/A = 1/260$ и надежно идентифицировать конечные ядра в выходном канале. Однако сравнительно высокое энергетическое разрешение $\Delta E/E = 0,0026$ (т.е. несколько единиц мегаэлектронвольт) все же не позволило в этой реакции выделить каналы с фиксированными возбужденными состояниями конечных ядер. В реакциях же с более легкими ядрами это сделать можно (см. рис. 3.4, б). Несмотря на это различие, в обеих реакциях угловые распределения ядер в квазиупругих каналах (т.е. в каналах с малой потерей энергии и малым числом переданных нуклонов) имеют похожую (колоколообразную) форму с максимумом при некотором ненулевом угле рассеяния (см. вставки на рис. 3.4).

При тщательном анализе можно обнаружить, что этот угол близок к углу касательного столкновения, что вполне ожидаемо. Физически наглядное объяснение (и количественное описание) колоколообразной формы угловых распределений квазиупругих процессов рассеяния тяжелых ионов можно получить в рамках квазиклассического рассмотрения этих процессов. Запишем сечение неупругого рассеяния в виде $d\sigma^{fi}(\theta)/d\Omega = |f_{fi}(\theta)|^2$ (величина $f_{fi}(\theta)$ отличается от $T_{fi}(\theta)$ лишь множителем) и разложим амплитуду перехода по парциальным волнам (как это сделано выше в гл. 2 для амплитуды упругого рассеяния), предполагая, что $\mu_f \approx \mu_i$, $k_f \approx k_i$, а переданный угловой момент намного меньше $l_{gr} = kb_{gr}$ (квазиупругость):

$$f_{fi}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) f_{fi}(l) e^{2i\chi_l} P_l(\cos \theta). \quad (3.10)$$

Здесь $\chi_l = \delta_l + \sigma_l$ — сумма кулоновской и ядерной фаз рассеяния, а $f_{fi}(l)$ — парциальная амплитуда неупругого перехода, т.е. вероятность неупругого процесса при движении по траектории с прицельным параметром $b = l/k$. Если для упругого канала ($f = i$) положить $f_{ii}(l) = 1$, то мы получаем амплитуду упругого рассеяния на ненулевой угол (см. выражения (2.15) и (2.23)). Напомним, что для малых l ядерная парциальная фаза δ_l имеет большую мнимую часть за счет поглощающего потенциала iW и $|e^{2i\chi_l}| \ll 1$.

Для квазиупругого же процесса лишь узкая область прицельных параметров $b \sim b_{\text{гр}}$ вносит основной вклад, поскольку при $b < b_{\text{гр}}$ с большой вероятностью происходят глубоконеупругие реакции и слияние, а при движении по траектории с $b > b_{\text{гр}}$ ядра не соприкасаются и происходит лишь упругое рассеяние (см. рис.2.11). Парциальные амплитуды перехода можно аппроксимировать простейшим

выражением $f_{fi}(l) \approx f_0 \exp \left[- \left(\frac{l - l_{\text{гр}}}{\Delta l} \right)^2 \right]$. Фазу рассеяния $\chi_l = \delta_l + \sigma_l$ разложим по степеням $(l - l_{\text{гр}})$ с учетом (2.23):

$2\chi_l \approx 2\chi(l_{\text{гр}}) + 2\frac{d\chi_l}{dl}(l - l_{\text{гр}}) = 2\chi(l_{\text{гр}}) + \theta_{\text{гр}}(l - l_{\text{гр}})$. Для полиномов Лежандра с большими значениями l используем приближенное выражение (2.20), справедливое для $l \gg 1$, $\theta > 1/l$:

$P_l(\theta) \sim \cos \left[(l + 1/2)\theta - \frac{\pi}{4} \right] = \frac{1}{2} \left\{ e^{i[(l+1/2)\theta - \frac{\pi}{4}]} + e^{-i[(l+1/2)\theta - \frac{\pi}{4}]} \right\}$.

Заменив, наконец, суммирование в (3.10) интегрированием по l , получим сумму двух табличных интегралов вида

$\int_{-\infty}^{\infty} x e^{i(\theta_{\text{гр}} \pm \theta)x} e^{-x^2/(\Delta l)^2} dx \sim e^{-(\Delta l)^2(\theta_{\text{гр}} \pm \theta)^2/4}$, и амплитуда перехода сведется к сумме двух слагаемых:

$$f_{fi}(\theta) \approx -\frac{f_0 \Delta l}{k} e^{2i\chi(l_{\text{гр}})} \left(\frac{l_{\text{гр}}}{2 \sin \theta} \right)^{1/2} \times \\ \times [e^{i[\lambda_{\text{гр}}\theta + \pi/4]} e^{-(\theta - \theta_{\text{гр}})^2(\Delta l)^2/4} + e^{-i[\lambda_{\text{гр}}\theta + \pi/4]} e^{-(\theta + \theta_{\text{гр}})^2(\Delta l)^2/4}]. \quad (3.11)$$

Первое слагаемое в скобках, безусловно, доминирует и определяет колоколообразную форму углового распределения в квазиупругих реакциях с тяжелыми ионами с максимумом при $\theta = \theta_{\text{гр}}$. Ширина такого распределения, $\Delta\theta = 2/\Delta l = 2/(k\Delta b)$, обратно пропорциональна локализации процесса в пространстве орбитальных моментов (или окну прицельных параметров, см. рис.2.11), как и должно быть для любого волнового процесса.

Другое наглядное описание квазиупругого рассеяния тяжелых ионов можно получить, если рассматривать его как некоторую вероятность неупругого перехода при движении ядер по классическим траекториям, определяющим упругое рассеяние («квазиупругость» как раз и означает небольшое возмущение при

движении по «упругой» траектории). В этом случае рассеяние на угол θ в неупругом канале f определяется вероятностью упругого рассеяния на этот же угол, помноженной на вероятность неупругого перехода $i \rightarrow f$ вдоль траектории, ведущей к рассеянию на угол θ , т. е.

$$\frac{d\sigma^{fi}}{d\Omega}(\theta) \approx \frac{d\sigma^{el}}{d\Omega}(\theta) \cdot P_{fi}(\theta). \quad (3.12)$$

Сечение упругого рассеяния тяжелых ионов, $d\sigma^{el}(\theta)/d\Omega$, быстро уменьшается при $\theta > \theta_{gr}$, поскольку при малых прицельных параметрах, которые могли бы привести к большим углам отклонения, сильное перекрытие ядер приводит к большой потере кинетической энергии их относительного движения (см. полный энергетический спектр ядер ^{86}Kr на рис. 3.4), к процессам многонуклонных передач, фрагментации или слияния (в зависимости от начальной энергии) и прочим реакциям (см. п. 2.6 и рис. 2.11). При меньших углах (т. е. больших прицельных параметрах) происходит лишь упругое рассеяние и вероятность $P_{fi}(\theta \rightarrow 0) \rightarrow 0$. В результате сечение квазиупругого процесса и приобретает колоколообразную форму. Это качественное объяснение хорошо иллюстрируется рис. 2.11, на котором показаны траектории налетающих ядер кислорода в реакции $^{16}\text{O} + ^{88}\text{Sr}$ и угловое распределение ядер ^{15}N , образующихся в результате передачи одного протона в основное состояние ядра ^{89}Y . Вероятность неупругого перехода, $P_{fi}(\theta)$, может быть вычислена, например, в квазиклассическом приближении как интеграл по времени вдоль классической траектории (ведущей к рассеянию на угол θ) от величины $\langle f | \Delta V | i \rangle \exp [i/\hbar (E_f - E_i)t]$, где ΔV — взаимодействие, ответственное за неупругий переход.

При энергиях столкновения, близких к кулоновскому барьеру, ядра движутся практически по кулоновским траекториям (см. рис. 2.6), прицельный параметр касательного столкновения становится все меньше, а угол $\theta_{gr} \rightarrow \pi$, т. е. максимум угловых распределений квазиупругих процессов смещается к задним углам (см. рис. 3.5, а). В условиях предельной периферийности процесса можно предположить, что вероятность неупругого перехода (например, передачи нейтрона) должна быть максимальной при наибольшем сближении ядер. Для кулоновской траектории с прицельным параметром b

точка наибольшего сближения $r_0(b) = \frac{\eta}{k} + \sqrt{\left(\frac{\eta}{k}\right)^2 + b^2}$,

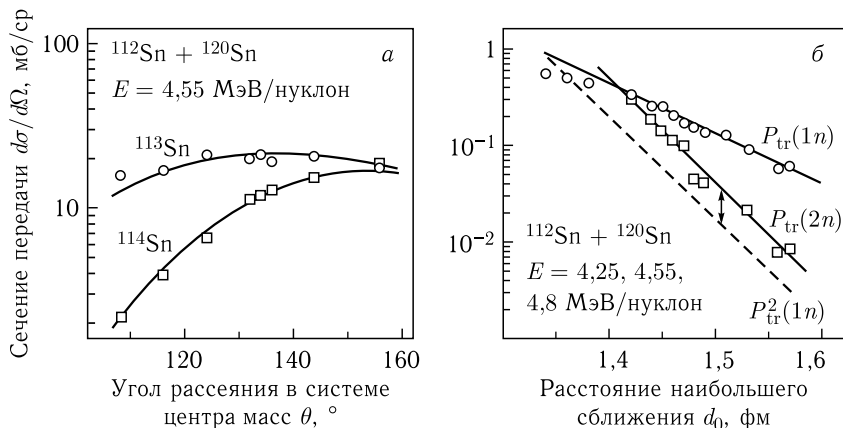


Рис. 3.5. а) Экспериментальное сечение реакции передачи одного и двух нейтронов при столкновении ядер ^{112}Sn и ^{120}Sn с энергией 4,55 МэВ/нуклон [8]. б) Измеренная вероятность передачи одного и двух нейтронов при столкновении ядер ^{112}Sn и ^{120}Sn с энергиями 4,25, 4,55 и 4,8 МэВ/нуклон. Кривые проведены через точки. Стрелка указывает на «фактор усиления» в передаче двух нейтронов

где $\eta = \frac{kZ_1Z_2e^2}{E}$ — кулоновский параметр. Поскольку угол рассеяния для данного прицельного параметра определяется соотношением (2.2), $\theta(b) = 2\text{arctg}(\eta/kb)$ или $b(\theta) = \frac{\eta}{k} \text{ctg}(\theta/2)$, для данного угла рассеяния точка наибольшего сближения ядер определяется соотношением $r_0(\theta) = \frac{Z_1Z_2e^2}{E} \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)}\right)$. Таким образом, если измерено дифференциальное сечение какого-либо неупругого процесса, $\frac{d\sigma^{fi}}{d\Omega}(\theta)$, то его можно изобразить на графике как функцию r_0 . Для того чтобы как-то унифицировать такие зависимости для реакций с ядрами различной массы, вместо величины r_0 обычно используют приведенное расстояние наибольшего сближения $d_0 = r_0/(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. Пользуясь выражением (3.12), из сечения квазиупругого процесса $\frac{d\sigma^{fi}}{d\Omega}(\theta)$ можно извлечь вероятность передачи $P_{fi}(d_0)$ как функцию расстояния наибольшего сближения.

В качестве примера на рис. 3.5, а показаны сечения реакций передачи одного и двух нейтронов при околобарьерных столк-

новениях ядер ^{112}Sn и ^{120}Sn , а на рис. 3.5, б — соответствующие вероятности таких передач $P_{\text{tr}}(1n)$ и $P_{\text{tr}}(2n)$ как функции расстояния наибольшего сближения ядер. Если ядра пролетают на достаточно большом расстоянии R друг от друга ($R > R_1 + R_2 + 2a$), то вероятность передачи, например, нейтрона будет определяться вероятностью найти его вне ядра, т. е. «хвостом» его волновой функции. Волновая функция нейтрона за пределами ядра экспоненциально убывает и имеет вид $\varphi_n(r) \sim \exp(-\gamma r)/r$, где $\gamma = \sqrt{2\mu_n E_n^{\text{sep}}/\hbar^2}$ определяется энергией связи этого нейтрона (порядка 8 МэВ для средних и тяжелых ядер). Таким образом, следует ожидать, что вероятность передачи нейтрона $P_{\text{tr}}(1n)$ в периферической реакции также должна экспоненциально убывать с увеличением расстояния наибольшего сближения ядер, т. е. $P_{\text{tr}}(\theta) \sim e^{-2\gamma r_0(\theta)}$, что и наблюдается в эксперименте (см. рис. 3.5, б).

Можно было бы ожидать, что независимая передача двух нейтронов в периферийных столкновениях определяется произведением двух вероятностей, т. е. $P_{\text{tr}}(2n) \approx P_{\text{tr}}(1n) \cdot P_{\text{tr}}(1n)$. Экспериментальные данные, однако, свидетельствуют о том, что $P_{\text{tr}}(2n) > P_{\text{tr}}(1n) \cdot P_{\text{tr}}(1n)$ (см. рис. 3.5). «Фактор усиления» вероятности передачи двух нейтронов, $P_{\text{tr}}(2n) = k_{2n} P_{\text{tr}}^2(1n)$, свидетельствует о возможности их одновременной передачи и называется различным для разных комбинаций ядер. Для рассмотренной здесь реакции $k_{2n} \approx 3$.

3.6. Реакции малонуклонных передач

В некоторых случаях эксперимент бывает нацелен не на передачу нуклона в определенное состояние конечного ядра, а на получение (в результате передачи нуклонов) определенного (иногда экзотического) изотопа для его последующего использования или изучения его свойств (пример такой реакции как раз и показан на рис. 3.5). Экспериментальные и теоретические оценки сечений таких процессов представляют самостоятельный интерес. В случае малонуклонных передач при описании таких процессов можно использовать полуклассический анализ [9]. В таком подходе предполагается, что сталкивающиеся тяжелые ионы движутся по классическим траекториям (слабо искажаемым в результате неупругих переходов), а вероятности нуклонных передач и коллективных возбуждений ядер (вибрационных состояний) оцениваются в рамках квантовых моделей. Вероятность передачи нуклона определяется с помощью параметризо-

ванного микроскопического формфактора с учетом одночастичных свойств сталкивающихся ионов и усредненных плотностей уровней одночастичных состояний. Передачи нейтронов, протонов и коллективные возбуждения трактуются как независимые события, имеющие малую вероятность (т. е., например, передача двух нуклонов заведомо менее вероятна, чем передача одного). Это допущение действительно справедливо при касательных столкновениях ядер. Данный подход был реализован в программном коде GRAZING [10], получившем широкое распространение при анализе процессов мало-нуклонных передач. Вычисление по этой программе также может быть сделано он-лайн на веб-сайте <http://nr.v.jinr.ru/nrv/webnrvg/ grazing>.

В этой модели для каждого прицельного параметра, ведущего к рассеянию на определенный угол (см. гл. 2), находится точка наибольшего сближения ядер (точка поворота). Предполагается, что процессы неупругого возбуждения и нуклонных передач происходят преимущественно вблизи этой точки, где траектория $r(t)$ может быть аппроксимирована параболой и все интегралы по времени (для вероятностей переходов) вычислены в явном виде. Дифференциальные сечения затем вычисляются суммированием по прицельным параметрам (орбитальным моментам), отвечающим процессам рассеяния (предполагается, что прицельные параметры, меньшие некоторого критического, ведут к слиянию ядер).

На рис. 3.6 показаны экспериментальные [11] и теоретические (рассчитанные по программе GRAZING со стандартными значениями параметров) сечения нуклонных передач в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{124}\text{Sn}$ при энергии пучка 170 МэВ. Модель касательных столкновений хорошо описывает передачи нейтронов и значительно недооценивает протонные передачи. Видно также, что в касательных столкновениях сечение экспоненциально падает с увеличением числа переданных нуклонов.

Очень важным является вопрос, в какие именно состояния конечного ядра происходит передача нуклонов. Если процесс передачи нуклонов происходит с образованием конечных ядер в их основных состояниях: $a + A \rightarrow (a - x)_{\text{gs}} + (A + x)_{\text{gs}}$, то при этом выделяется (или теряется) энергия $Q_{\text{gg}}^x = E_{\text{св}}(a - x) + E_{\text{св}}(A + x) - E_{\text{св}}(a) - E_{\text{св}}(A)$, где $E_{\text{св}}$ — энергия связи соответствующего ядра. Понятно, однако, что передача нуклонов может происходить и в возбужденные одночастичные состояния, лежащие выше энергии Ферми. При этом кинетическая энергия ядер в выходном канале определяется выражением

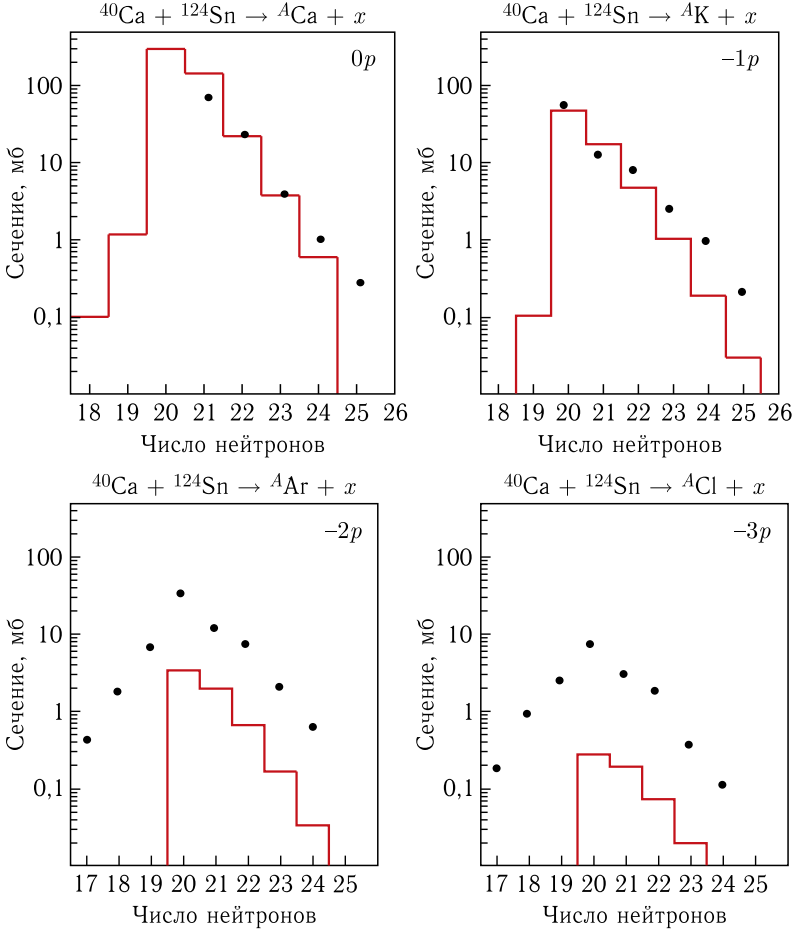


Рис. 3.6. Массовые распределения снарядоподобных фрагментов в каналах с чисто нейтронными передачами ($0p$) и в каналах со срывом одного, двух и трех протонов при столкновении ионов ^{40}Ca с ядрами ^{124}Sn при энергии пучка 170 МэВ. Точками отмечены экспериментальные данные [11], а гистограммы показывают сечения, полученные в модели касательных столкновений с помощью программы GRAZING со стандартными параметрами плотности одночастичных состояний

$E_{\text{кин}}^f \equiv E_{\text{кин}}^i + Q = E_{\text{кин}}^i + Q_{\text{gg}} - \varepsilon^*$, где ε^* — энергия возбуждения конечных ядер. На рис. 3.7 показано измеренное в эксперименте распределение «потерянной» кинетической энергии (т. е. величины $E_{\text{кин}}^i - E_{\text{кин}}^f = -Q = -Q_{\text{gg}} + \varepsilon^*$) в каналах с передачей 1, 2, 3 и 4 нейтронов при столкновении ионов ^{58}Ni с ядрами ^{208}Pb при энергии пучка 328 МэВ [12] (значения ниже $-Q_{\text{gg}}$ обуслов-

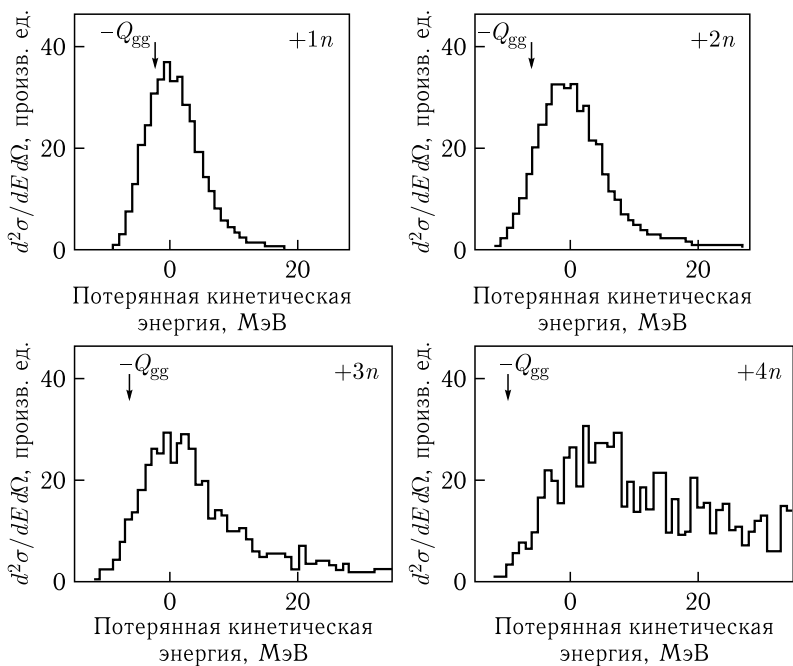


Рис. 3.7. Распределение событий по «потерянной» кинетической энергии $E_{\text{кин}}^i - E_{\text{кин}}^f$ в каналах с нейтронными передачами в реакции $^{58}\text{Ni} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии пучка 328 МэВ [12]. Выход изотопов никеля измерялся под углом 90°

лены экспериментальной погрешностью). В этой реакции передача нейтронов в основные состояния конечных ядер идет с выделением энергии: $Q_{\text{gg}}^{1n} = 1,6$ МэВ, $Q_{\text{gg}}^{2n} = 6,3$ МэВ, $Q_{\text{gg}}^{3n} = 6,0$ МэВ и $Q_{\text{gg}}^{4n} = 9,9$ МэВ. Однако, как видно из эксперимента, во всех каналах заселяются преимущественно возбужденные состояния с близким к нулю результирующим значением Q -реакции, т. е. реализуется так называемая мягкая передача нейтронов из одного среднего поля в другое, без резкого изменения их энергии связи. Как мы увидим ниже, этот вывод является важным для анализа роли нуклонных передач в реакциях подбарьерного слияния ядер (см. гл. 5). Заметим, что для большинства комбинаций сталкивающихся ядер реакции малонуклонных передач могут происходить только с потерей кинетической энергии, т. е. $Q_{\text{gg}}^x < 0$ для таких реакций, и спектр потерянной кинетической энергии изначально начинается с положительных значений.

В модели касательных столкновений, безусловно, не учитываются процессы с большой потерей кинетической энергии,

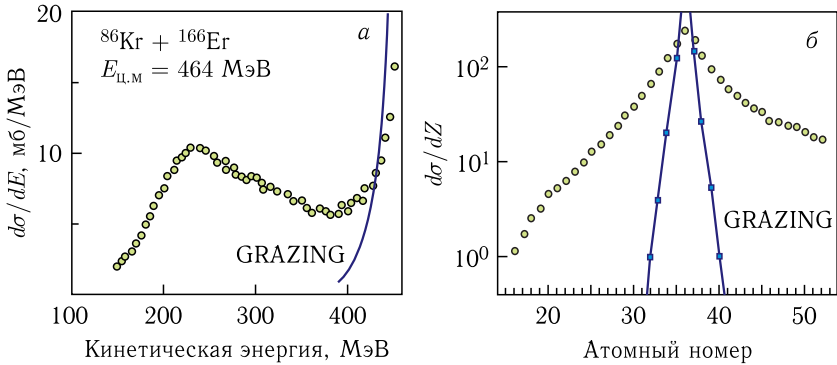


Рис. 3.8. Энергетическое (а) и зарядовое (б) распределения продуктов реакции при столкновении ионов ^{86}Kr с ядрами ^{166}Er при энергии 464 МэВ в системе центра масс. Экспериментальные данные взяты из работы [13]

происходящие при меньших значениях прицельных параметров (см., например, рис. 3.8, а). Как следствие, эта модель непригодна для описания реакций с передачей большого числа нуклонов (рис. 3.8, б). Механизм таких реакций, называемых процессами глубоконеупругого рассеяния тяжелых ионов и квазиделения, обсуждается в гл. 4.

Список литературы к главе 3

1. <http://spot.colorado.edu/~kunz/DWBA.html>
2. Батлер С. Ядерные реакции срыва. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
3. Bastavros A. H. et al. // Nucl. Phys. A. 1979. V. 315. P. 493.
4. Tompson I. J. // Comp. Phys. Comm. 1988. V. 7. P. 167.
5. Hillis D. L. et al. // Phys. Rev. C. 1977. V. 16. P. 1467.
6. Sohibach H. et al. // Z. Phys. A. 1987. V. 328. P. 205.
7. Fernandes M. A. G. et al. // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 108.
8. von Oertzen W. et al. // Z. Phys. A. 1987. V. 326. P. 463.
9. Winther A. // Nucl. Phys. A. 1994. V. 572. P. 191; 1995. V. 594. P. 203.
10. <http://personalpages.to.infn.it/~nanni/grazing/>
11. Corradi L. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 201.
12. Corradi L. et al. // J. Phys. G. 2009. V. 36. P. 113101.
13. Gobbi A. et al. // Proc. Intern. School of Phys. "Enrico Fermi", Varenna, 1979. Amsterdam: North-Holland, 1979. P. 1.

Глава 4

ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЯДЕР

Как уже не раз отмечалось, при низких энергиях столкновения в реакциях с тяжелыми ионами при ненулевых прицельных параметрах доминирует бинарный процесс, в котором образуются два новых фрагмента: $a + A \rightarrow b + B$. В узкой области касательных столкновений можно выделить каналы с малой передачей массы, энергии и углового момента, т.е. процессы квазиупругого рассеяния, рассмотренные в предыдущей главе. Однако в большинстве случаев в таких столкновениях наблюдается значительная потеря кинетической энергии, а иногда и значительное перераспределение заряда и массы сталкивающихся ядер. Хотя, как мы увидим ниже, даже при большой потере кинетической энергии в выходном канале с наибольшей вероятностью наблюдаются ядра, близкие по массе и заряду к снаряду и мишени. Такие фрагменты принято называть снарядоподобными и мишенеподобными ядрами (projectile-like fragments и target-like fragments, PLF и TLF).

Если воспользоваться формулой (3.6) для амплитуды неупругого процесса, то проинтегрированное по углам сечение реакции, $\sigma_{fi}(E) = \int |f_{fi}(\theta)|^2 \sin \theta d\theta d\varphi$, в силу ортогональности полиномов Лежандра, $\int P_l(\cos \theta) P_{l'}(\cos \theta) \sin \theta d\theta = 2/(2l+1)\delta_{ll'}$, определяется выражением

$$\sigma_{fi}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_{fi}(l, E) \equiv \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_{fi}(l). \quad (4.1)$$

Величины $T_{fi}(l)$ определяют вероятность перехода в канал f для данной парциальной волны l , следовательно, парциальные сечения $\sigma_{fi}(l) \leq \frac{\pi}{k^2}(2l+1)$. Величина $\frac{\pi}{k^2}(2l+1)$ является унитарным пределом парциального сечения и представляет собой попросту сечение кольца с прицельным параметром b и шириной db : поскольку $kb = l + 1/2$, то $\frac{\pi}{k^2}(2l+1) dl = 2\pi b db$ (см. рис. 2.2, б).

Механизм ядерной реакции сильно зависит от прицельного параметра, т. е. от l . При лобовых столкновениях легких и средних по массе ядер доминирует процесс их полного слияния (см. ниже), а при больших прицельных параметрах происходит преимущественно упругое рассеяние. Различные каналы ядерных реакций с тяжелыми ионами удобно изображать в виде зависимости от l соответствующих парциальных сечений. На рис. 4.1 схематически показаны парциальные сечения процессов упругого, квазиупругого и глубоконеупругого рассеяний тяжелых ионов и процесс их слияния, доминирующего при малых значениях l . Относительный вклад различных процессов в полное сечение реакции, $\sigma_{\text{tot}}^R(E) = \sum_{f \neq i} \sigma_{fi}(E)$, сильно зависит как от

самих ядер, участвующих в реакции, так и от энергии столкновения (при столкновении ядер урана, например, сечение слияния, т. е. сечение образования более или менее сферического составного моноядра, близко к нулю). При надбарьерных энергиях для всех комбинаций тяжелых ионов процессы глубоконеупругого рассеяния вносят значительный (иногда доминирующий) вклад в полное сечение реакции.

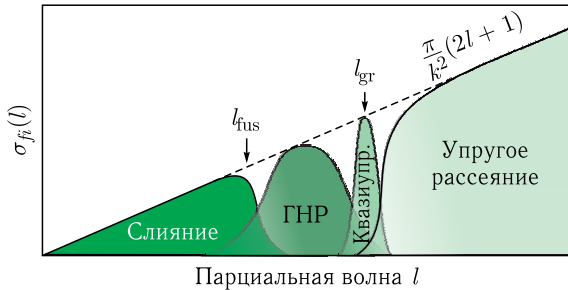


Рис. 4.1. Схематическое изображение вклада парциальных волн в различные каналы реакции при столкновении тяжелых ионов: слияние, глубоконеупругое рассеяние (ГНР), квазиупругое и упругое рассеяния

4.1. Экспериментальные закономерности глубоконеупругого рассеяния ядер и процессов квазиделения

На рис. 4.2 показаны угловые, энергетические и зарядовые распределения снарядоподобных фрагментов реакции при столкновении ядер ^{136}Xe с энергией 1422 МэВ (861 МэВ в системе центра масс) с ядрами ^{209}Bi [1]. В эксперименте измерялись

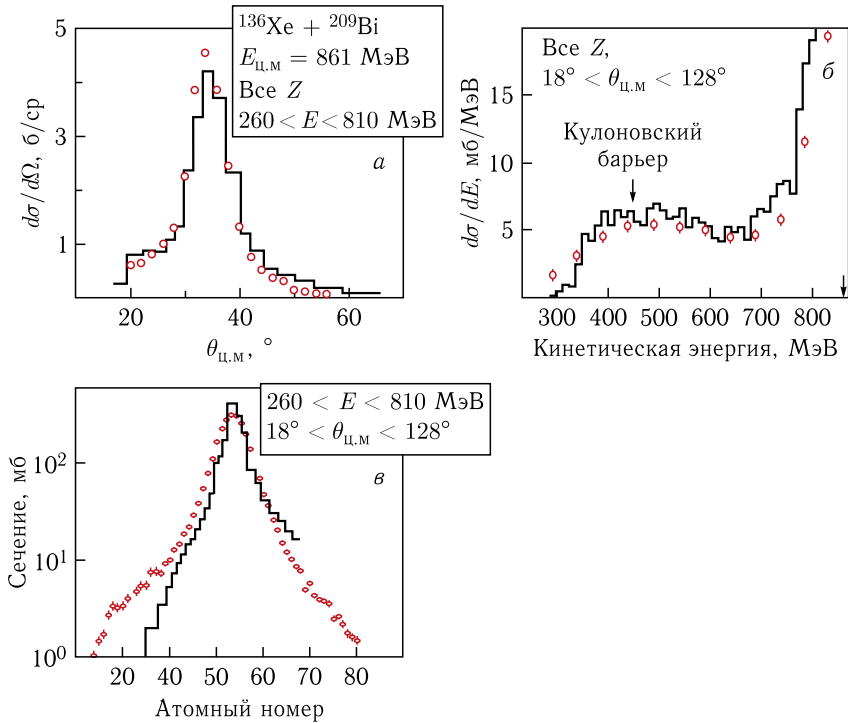


Рис. 4.2. Угловое (а), энергетическое (б) и зарядовое (в) распределения снарядоподобных фрагментов в реакции $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ при энергии пучка 1422 МэВ [1]. Энергетическое распределение получено при интегрировании по углам и по всем зарядам. Угловое распределение показано для всех фрагментов с потерей кинетической энергии не менее 50 МэВ. Зарядовое распределение получено при интегрировании по углам и энергиям. Гистограммы показывают теоретические расчеты с уравнениями Ланжевена (см. ниже)

энергия и заряд снарядоподобных фрагментов в интервале углов от 11° до 30° в лабораторной системе координат с шагом в 1° . Три измеряемые величины (заряд, угол и энергия одного из фрагментов) использовались затем для восстановления полной кинематики реакции в системе центра масс в предположении, что в выходном канале образуются лишь два ядра с отношением Z/A , соответствующим полной системе. Предполагалось также, что испаряемые из возбужденного ядра нейтроны (один на каждые 12 МэВ энергии возбуждения) не изменяют первоначальный угол вылета этого ядра. Для того чтобы исключить доминирующий канал упругого рассеяния, в эксперименте регистрировались лишь события с суммарной кинетической энергией

образующихся фрагментов, меньшей на 50 МэВ кинетической энергии налетающего ядра.

В процессах глубоконеупругого рассеяния доминируют бинарные выходные каналы с образованием двух фрагментов с массами, близкими к массам снаряда и мишени. С увеличением числа переданных нуклонов сечение монотонно убывает (см. рис. 4.2, в), оставаясь, однако, достаточно большим даже при передаче нескольких десятков нуклонов. Основной особенностью этих процессов является наличие двух компонент в энергетическом спектре образующихся фрагментов, а именно, квазиупругого пика с энергией, близкой к кинетической энергии налетающего снаряда, и широкого энергетического распределения вплоть до кинетических энергий ниже высоты кулоновского барьера сталкивающихся ядер (см. рис. 4.2, б). «Потерянная» кинетическая энергия (несколько сотен мегаэлектронвольт в данной реакции) с очевидностью переходит в энергию возбуждения образующихся фрагментов (сохраняющих, несмотря на это, свою целостность). Такое явление диссипации кинетической энергии, в принципе, позволяет говорить о ядерных силах трения (см. ниже). Наблюдение в выходном канале ядер с кинетической энергией, меньшей высоты их кулоновского барьера, может быть объяснено лишь предположением об их большой динамической деформации (вытянутости) в момент разделения (аналогично кинетической энергии сильно деформированных осколков деления, равной их кулоновской энергии в точке разрыва).

Во многих экспериментах по глубоконеупругому рассеянию тяжелых ионов наблюдается определенная корреляция между углом вылета и величиной «потерянной» кинетической энергии. Наиболее яркая корреляция такого типа (называемая диаграммой Вильчинского [2]) показана на рис. 4.3, где представлено двойное дифференциальное сечение для выхода ионов калия в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{232}\text{Th}$ при энергии пучка 388 МэВ. Сечение имеет ярко выраженный максимум при угле касательного столкновения и энергии ионов К, близкой к энергии исходного пучка (квазиупругий процесс малонуклонной передачи). От этой «вершины» спускается хребет в сторону уменьшения энергии и угла вылета, который в некоторый момент поворачивает в сторону увеличения угла вылета. Такое поведение динамики ядро-ядерного столкновения легко объясняется, если предположить, что потеря кинетической энергии напрямую связана со временем, в течение которого ядра находились в контакте. Рассеяние же на меньшие углы соответствует именно большему времени контакта

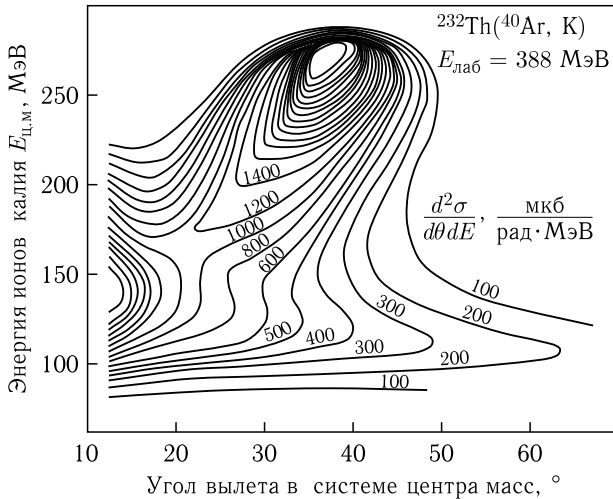


Рис. 4.3. Двойное дифференциальное сечение выхода ионов калия в реакции $^{40}\text{Ag} + ^{232}\text{Th}$ при энергии пучка 388 МэВ (диаграмма Вильчинского) [2]. Внизу дано схематическое объяснение наблюдаемой корреляции «энергия–угол»

(см. рис. 4.3). Поворот межъядерной оси на угол больше 180° приводит к рассеянию на отрицательные углы. Очевидно, что каждой такой траектории соответствует «симметричная» траектория (показанная штриховой кривой на рис. 4.3) с «отрицательным» значением прицельного параметра, проходящая с другой

стороны ядра и приводящая к рассеянию на положительный угол θ , под которым установлен детектор. В корреляциях «энергия–угол» это проявляется в виде поворота максимума двойного дифференциального сечения в сторону больших углов.

Корреляция «потерянная кинетическая энергия – угол отклонения» может быть менее ярко выраженной для некоторых комбинаций сталкивающихся ядер (см. рис. 4.4, а). При столкновении очень тяжелых ионов (например $\text{Xe} + \text{Bi}$) доминируют кулоновские силы отталкивания. Ядерных сил притяжения оказывается недостаточно, чтобы долго удерживать ядра в состоянии контакта и отклонять их на отрицательные углы рассеяния, как это происходит со средними по массе ядрами. В результате угловое распределение продуктов глубоконеупругих процессов, имея максимум при касательных столкновениях, становится все более

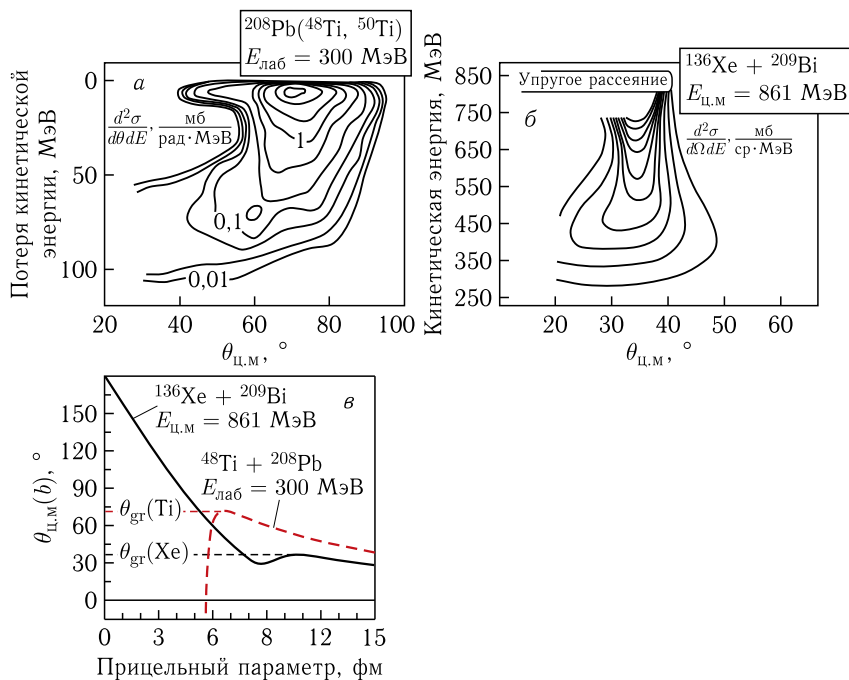


Рис. 4.4. а) Двойное дифференциальное сечение выхода ионов ^{50}Ti в реакции $^{48}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ при энергии пучка 300 МэВ [3]. б) Двойное дифференциальное сечение глубоконеупругого рассеяния ядер ^{136}Xe на ядрах ^{209}Bi при энергии пучка 1422 МэВ [1]. в) Функции угла отклонения упругого рассеяния ядер $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ и $^{48}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ (штриховая кривая), рассчитанные с потенциалом проксимити для ядро-ядерного взаимодействия

широким по мере увеличения потерянной энергии и переданной массы (см. рис. 4.4, б). В таких тяжелых системах полное слияние ядер невозможно (или предельно мало), и малые прицельные параметры (см. рис. 4.1) также приводят к реакциям глубоко-неупругого рассеяния или квазиделения (см. ниже). Суммарное сечение этих процессов составляет несколько барн и практически исчерпывает полное сечение реакции.

При низких энергиях столкновения в массовом распределении продуктов глубоконеупругого рассеяния тяжелых ионов вместо монотонного уменьшения сечения с увеличением числа переданных нуклонов, показанного на рис. 4.2, в, иногда наблюдается повышенный выход ядер с замкнутыми оболочками в области промежуточных масс $A_P < A < A_T$. Такие процессы получили название квазиделения, поскольку, как известно, оболочечные эффекты ярко проявляются в низкоэнергетическом делении тяжелых ядер, приводя, в частности, к асимметричному массовому распределению осколков деления. На рис. 4.5 показаны массово-энергетические распределения фрагментов реакции, об-

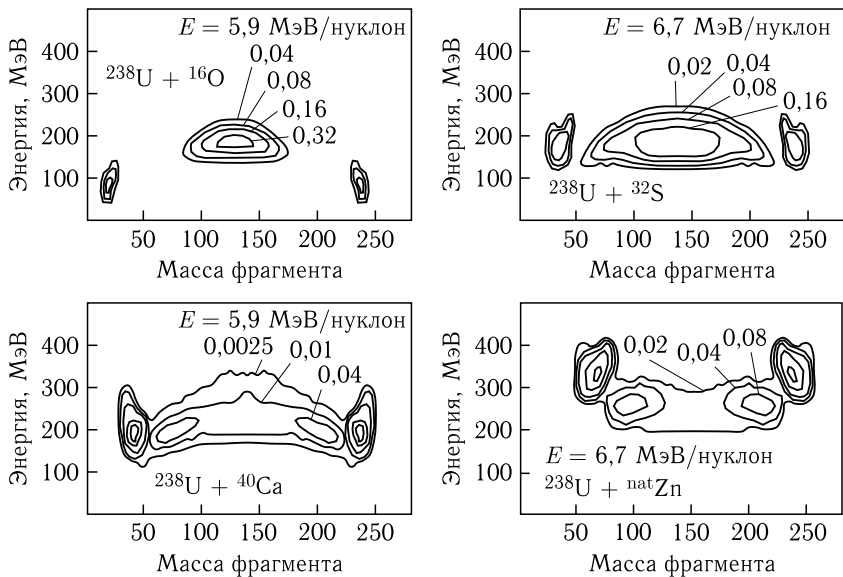


Рис. 4.5. Контурные диаграммы двойного дифференциального сечения $d^2\sigma/dEdA$ (мб/МэВ, числа около кривых) выхода продуктов столкновения ионов ^{16}O , ^{32}S , ^{40}Ca и $^{\text{nat}}\text{Zn}$ с ядрами ^{238}U при низких энергиях (указаны на рисунке) [4]

разующихся при столкновении ионов ^{16}O , ^{32}S , ^{40}Ca и $^{\text{nat}}\text{Zn}$ с ядрами ^{238}U при низких (околобарьерных) энергиях.

При столкновении легких ядер ^{16}O с ядрами ^{238}U помимо квазиупругого рассеяния с образованием снарядоподобных и мишенеподобных фрагментов реакции с большой вероятностью происходит слияние этих ядер с образованием возбужденного составного ядра ^{254}Fm . Доминирующим каналом распада этого ядра является деление. Поэтому в данной реакции и наблюдаются фрагменты с близкими массами в районе $A \sim (A_P + A_T)/2$, которые представляют собой осколки симметричного деления возбужденного ядра фермия. Их суммарная кинетическая энергия намного превышает кинетическую энергию налетающего ядра кислорода и соответствует стандартному значению кинетической энергии, выделяемой при делении тяжелых ядер.

С ростом массы и заряда налетающего ядра массовое распределение продуктов реакции становится шире. Наряду с постепенным уменьшением вероятности образования ядер с близкими массами $A_1 \sim A_2 \sim A_{\text{CN}}/2$ (что свидетельствует об уменьшении вероятности слияния сталкивающихся ядер) наблюдается повышенный выход ядер в области масс $A \sim 208$, который с очевидностью можно отнести к проявлению оболочечных эффектов (повышенная вероятность образования ядер в области дважды магического ядра ^{208}Pb). Объяснение этого эффекта, наблюдающегося и для других комбинаций сталкивающихся ядер, дано ниже. Такое поведение массового распределения продуктов реакции нетипично для глубоконеупругого рассеяния (где обычно наблюдается монотонное уменьшение сечения с увеличением числа переданных нуклонов, см. рис. 4.2, в) и для деления возбужденного составного ядра, в котором образуются осколки с примерно одинаковыми массами. Поэтому этот процесс и получил название «квазиделение». Безусловно, это вопрос терминологии, и процессы квазиделения являются попросту проявлением оболочечных эффектов в низкоэнергетических процессах глубоконеупругого рассеяния.

4.2. Потенциальная энергия тяжелой ядерной системы, диабатический и адиабатический драйвинг-потенциалы

4.2.1. Нуклонные передачи и драйвинг-потенциал. При медленных столкновениях ядер их поведение регулируется в основном потенциальной энергией их взаимодействия. Наблюдаемые закономерности (см. п. 4.1) позволяют говорить, что важную

роль в таких столкновениях играет перераспределение заряда и массы, а также динамические деформации сталкивающихся ядер и продуктов реакции. Поэтому наряду с зависимостью потенциальной энергии от относительного расстояния R между ядрами необходимо учитывать изменение этой энергии при изменении динамических деформаций ядер β_1 и β_2 (в том числе за счет изменения расстояния между поверхностями ядер ξ при фиксированном значении R , см. п. 1.2 и рис. 1.8) и при изменении числа переданных нуклонов от одного ядра к другому. В последнем случае изменяется не только кулоновская и ядерная энергия взаимодействия ядер, но и их внутренняя энергия связи. Такое изменение энергии удобно включить именно в потенциальную энергию ядерной системы. В качестве коллективной переменной, описывающей перераспределение нуклонов между ядрами, обычно выбирают безразмерную величину $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$, называемую массовой асимметрией. Для адиабатического потенциала взаимодействия разделенных ядер имеем простое выражение:

$$\begin{aligned} V_{\text{diab}}(R, \beta_1, \beta_2, \eta) &= V_{12}(A_1, A_2; R, \beta_1, \beta_2) + \\ &+ [M(A_1) + M(A_2) - M(A_P) - M(A_T)] = \\ &= V_{12}(A_1, A_2; R, \beta_1, \beta_2) + [B(A_P) + B(A_T) - B(A_1) - B(A_2)], \end{aligned} \quad (4.2)$$

в котором $B(A)$ — энергия связи ядра A , а индексы P и T относятся к снаряду и мишени (массы ядер здесь измеряются в энергетических единицах и множитель c^2 опущен).

Многомерную потенциальную энергию, записанную в виде (4.2) и описывающую не только эволюцию ядерной системы в пространстве коллективных переменных R и β , но и «подталкивающую» ее в сторону каналов с положительными значениями Q -реакции (т. е. с образованием более сильно связанных ядер), обычно называют драйвинг-потенциалом. За нулевой уровень энергии выбирается энергия снаряда и мишени, удаленных на бесконечно большое расстояние (в этом случае выражение в скобках обращается в нуль, а $V_{12}(R \rightarrow \infty) \rightarrow 0$). В качестве примера на рис. 4.6, *a* показана потенциальная энергия во входном и выходном каналах в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{148}\text{Ce} + ^{148}\text{Ce}$. Для этой реакции $B(^{48}\text{Ca}) + B(^{248}\text{Cm}) - B(^{148}\text{Ce}) - B(^{148}\text{Ce}) = -164$ МэВ и, таким образом, потенциальная энергия в выходном канале ниже, чем во входном, т. е. после контакта ядер нуклоны с большей вероятностью должны передаваться от тя-

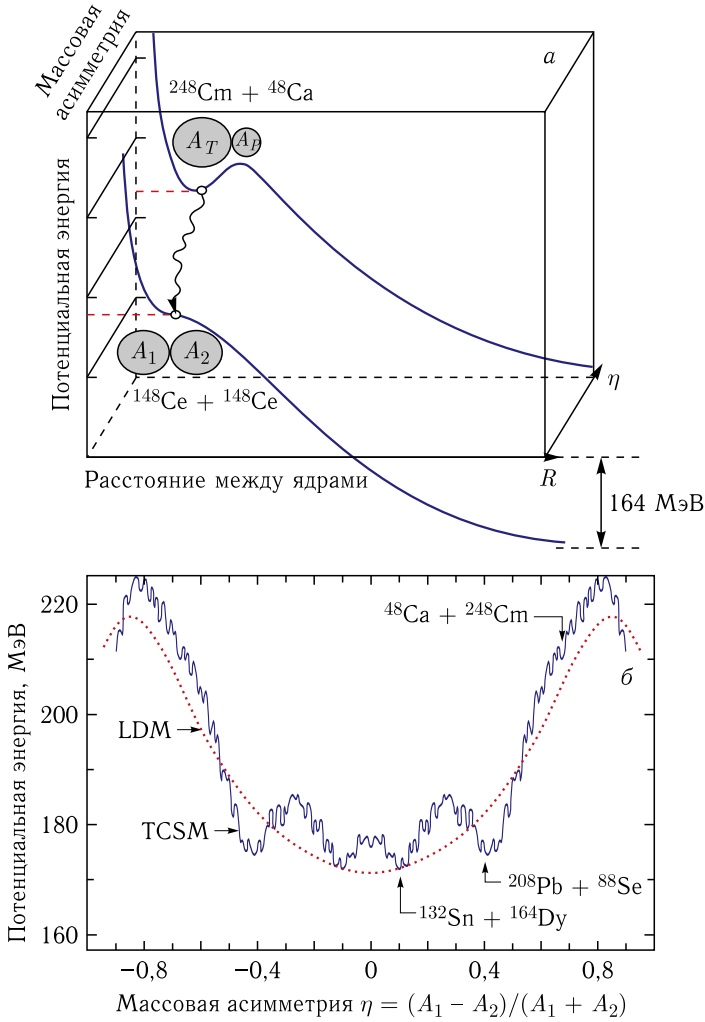


Рис. 4.6. а) Потенциальная энергия во входном и выходном каналах в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm} \rightarrow ^{148}\text{Ce} + ^{148}\text{Ce}$ (во входном канале массовая асимметрия $\eta = 0,675$, а в выходном $\eta = 0$). б) Потенциальная энергия в ядерной системе, образующейся при столкновении ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm , в зависимости от массовой асимметрии при фиксированном расстоянии между центрами ядер $R = 12$ фм (т.е. приблизительно в точке контакта двух ядер) и при их нулевой деформации. Сплошная и пунктирная кривые рассчитаны в двухцентровой оболочечной (TCSM) и в жидкокапельной (LDM) моделях соответственно

желого ядра ^{248}Cm к более легкому ^{48}Ca . На рис. 4.6, б показана зависимость потенциальной энергии двух соприкасающихся ядер с нулевой деформацией (и с полным числом нуклонов $A_1 + A_2 = 296$ и $Z_1 + Z_2 = 116$) в зависимости от перераспределения нуклонов между ними, т. е. в зависимости от массовой асимметрии η . На этом рисунке отчетливо виден энергетический выигрыш, приобретаемый системой при «симметризации» ядер по массе, т. е. предпочтительная эволюция системы в сторону $\eta \rightarrow 0$. Оболочечные эффекты (характерные локальные минимумы в потенциальной энергии) обсуждаются ниже.

4.2.2. Макромикроскопическая модель и адиабатическая потенциальная энергия. В процессах глубоконеупругого рассеяния и квазиделения, когда наблюдается передача большого числа нуклонов, ядра испытывают сильное перекрытие и вычисление их потенциальной энергии не столь очевидно. На рис. 4.7 показана эволюция волновой функции «валентного» нейтрона, находящегося изначально в состоянии $2d_{5/2}$ в ядре ^{96}Zr по мере его сближения с ядром ^{40}Ca при околобарьерной энергии столкновения. Расчет сделан в реалистической модели с зависящим от времени уравнением Шредингера. Видно, что еще до соприкосновения ядер (фактически до преодоления ими кулоновского барьера) волновая функция нейтрона распространяется на объемы обоих ядер. Таким образом, валентные нейтроны (чья скорость движения внутри ядер намного превышает относительную скорость сближения тяжелых ионов) начинают двигаться в поле двух ядер еще до их соприкосновения. По мере сближения ядер и их перекрытия то же происходит и с другими нуклонами, находящимися в более глубоких одночастичных состояниях.

Этот анализ (а также много других, проведенных в рамках микроскопических моделей) показывает, что низкоэнергетическое столкновение тяжелых ионов имеет адиабатический характер (см. п. 1.1), при котором независимое движение нуклонов

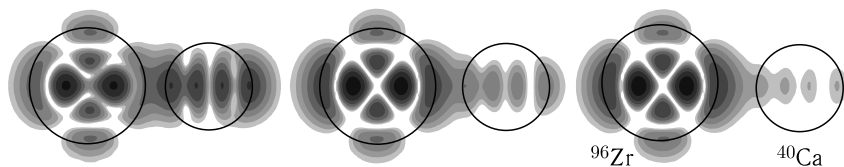


Рис. 4.7. Изменение амплитуды волновой функции нейтрона, изначально находящегося в состоянии $2d_{5/2}$ в ядре ^{96}Zr , по мере его сближения с ядром ^{40}Ca при энергии столкновения 97 МэВ в системе центра масс (равной приблизительно высоте кулоновского барьера)

в средних полях изначально разделенных ядер постепенно преобразуется под движение в общем двухцентровом среднем поле перекрывающихся ядер. Плотность ядерного вещества и объем ядерной системы при этом остаются постоянными, а форма системы постепенно изменяется от конфигурации двух соприкасающихся ядер в конфигурацию одного более или менее симметричного моноядра (в случае реакции слияния), см. рис. 1.3.

Для вычисления потенциальной энергии такой ядерной системы, в принципе, можно использовать жидкокапельную модель атомного ядра, т. е. фактически формулу Вайцзеккера (В2), примененную к сильно деформированной ядерной системе, в которой поверхностная и кулоновская энергии зависят от величины и характера деформации. Жидкокапельная модель, однако, не учитывает оболочечных свойств ядер, играющих важную роль в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов. Для учета оболочечных эффектов обычно применяют метод Струтинского [5], в котором потенциальная энергия сильно деформированной ядерной системы записывается в виде двух слагаемых: «гладкой» макроскопической части $M_{\text{мак}}$ (рассчитываемой в одном из вариантов жидкокапельной модели) и оболочечной поправки $\delta E = \sum_{i=1}^A \varepsilon_i - \left\langle \sum_{i=1}^A \varepsilon_i \right\rangle$. Здесь $\varepsilon_i(R, \beta, \eta)$ — энергии реальных одночастичных состояний (оболочек) в среднем поле ядерной системы, а $\left\langle \sum_{i=1}^A \varepsilon_i \right\rangle = \int_{-\infty}^{\varepsilon_F} \varepsilon \tilde{g}(\varepsilon) d\varepsilon$ — «сглаженная» сумма энергий нуклонов, уже учтенная в макроскопической части $M_{\text{мак}}$. Адиабатическая потенциальная энергия ядерной системы, рассчитываемая в таком макро-микроскопическом подходе, записывается следующим образом:

$$V_{\text{adiab}}(Z, A; R, \beta, \eta) = M_{\text{мак}}(Z, A; R, \beta, \eta) + \delta E(Z, A; R, \beta, \eta) - M(A_P) - M(A_T), \quad (4.3)$$

где массы снаряда и мишени вычитаются, чтобы за нулевой уровень выбрать потенциальную энергию удаленных на бесконечность ядер во входном канале. При аккуратном вычислении адиабатическая (4.2) и адиабатическая (4.3) потенциальные энергии совпадают для конфигурации разделенных ядер. Это означает, что адиабатическая потенциальная энергия (4.3) может быть использована для описания как процесса деления ядра, так и низкоэнергетических процессов глубоконеупругого рассеяния и слияния ядер.

Как и в формуле Вайцзеккера (B2) для энергии связи ядра, основными слагаемыми в макроскопической составляющей массы рассматриваемой здесь ядерной системы

$$M_{\text{мак}}(Z, A; R, \beta, \eta) \approx Zm_p + Nm_n - c_{\text{об}}A - \\ - c_{\text{пов}}A^{2/3}B_{\text{нuc}}(R, \beta, \eta) - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{RC} B_C(R, \beta, \eta)$$

являются объемная, поверхностная и кулоновская энергии. Две последние зависят, естественно, от формы ядерной системы, определяемой коллективными переменными R, β и η (в случае сферически-симметричного моноядра величины $B_{\text{нuc}}$ и B_C близки к единице). Остальные слагаемые, необходимые для более точного вычисления $M_{\text{мак}}$, а также оптимальные значения параметров модели можно найти в специальной литературе.

При сравнительно малых отклонениях формы ядерной системы от сферического моноядра (например, в процессах деления) для вычисления оболочечной поправки, т. е. для вычисления энергий одночастичных состояний $\varepsilon_i(R, \beta, \eta)$, обычно используется деформированное среднее поле в форме потенциала Вудса–Саксона. Для описания же процессов глубоководного рассеяния и квазиделения, в которых большую роль играет конфигурация разделенных или слегка перекрывающихся ядер, более рационально использовать так называемую двухцентровую оболочечную модель [6]. Суть этой модели можно понять из рис. 4.8. Потенциал среднего поля в этой модели состоит из двух аксиально-симметричных гармонических осцилляторов с независимыми центрами. Двухцентровая оболочечная модель корректно описывает переход от малых эллипсоидальных деформаций $\delta_i = c_i/b_i - 1$ (см. рис. 4.8) вблизи конфигурации основного состояния составного ядра (где она совпадает с широко известной моделью Нильсона) к сильно деформированным формам вплоть до конфигурации двух разделенных ядер. Более детальное описание двухцентральной оболочечной модели могут быть найдены на веб-сайте [7], где в режиме он-лайн можно провести также вычисление адиабатического и квази-адиабатического драйвинг-потенциалов для любой ядерной системы.

Многомерный характер потенциальной энергии значительно затрудняет ее визуализацию, хотя одномерные графики и дают представление о зависимости от какой-либо одной переменной. Изменение потенциальной энергии системы, состоящей из двух соприкасающихся ядер, при изменении массовой асимметрии показано на рис. 4.6, б. Глубокие минимумы, обусловленные обо-

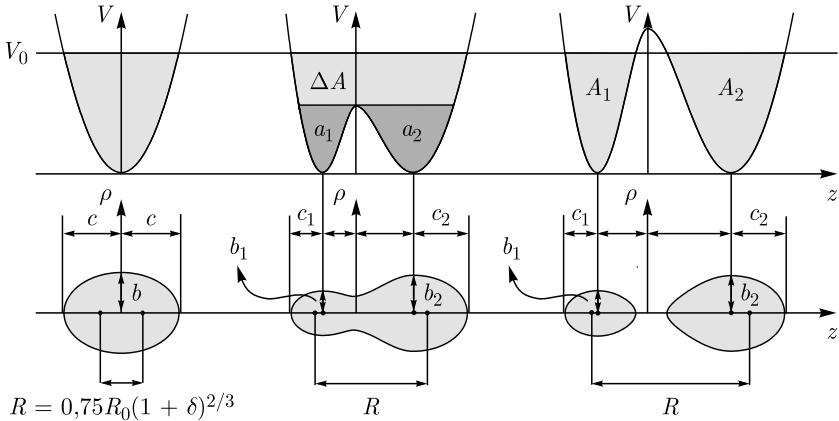


Рис. 4.8. Изменение формы ядерной системы и потенциала среднего поля в двухцентрковой оболочечной модели при эллипсоидальной деформации $\delta_1 = \delta_2 = 0,5$ и начальной массовой асимметрии $\eta = 0,625$. Более темные области на среднем рисунке соответствуют все еще разделенным корам двух ядер, в то время как ΔA обозначает количество уже «коллективизированных» нуклонов (очевидно, что $a_1 + a_2 + \Delta A = A_1 + A_2$)

лочечными эффектами (т. е. образованием фрагментов в области дважды магических ядер ^{208}Pb или ^{132}Sn), являются на самом деле долинами с учетом зависимости потенциальной энергии также и от R (см. рис. 4.6, а). В случае трех коллективных переменных (расстояния между центрами, деформации и массовой асимметрии) эволюция процессов деления и глубокоупругого рассеяния происходит в трехмерном конфигурационном пространстве внутри куба, показанного на рис. 4.9. Изменение формы ядер в процессах деления, квазиделения и глубокоупругого рассеяния показано схематически в левой части этого рисунка (реальная траектория лежит, безусловно, внутри этого куба). Лишь двумерный ландшафт драйвинг-потенциала, т. е. функции $V(R, \beta, \eta = 0)$, $V(R = R_{\max}, \beta, \eta)$ и $V(R, \beta = 0, \eta)$, может быть изображен на сторонах этого куба (вид же потенциальной энергии внутри куба читатель должен представить самостоятельно).

Любая физическая система, предоставленная самой себе, эволюционирует преимущественно в сторону уменьшения потенциальной энергии. Как будет показано ниже, большая «вязкость» ядерного вещества приводит к быстрой потере кинетической энергии относительного движения сталкивающихся ядер, которые практически останавливаются в точке контакта (кинетическая энергия при этом переходит в энергию возбуждения ядер). Дальнейшая эволюция ядерной системы определяется главным

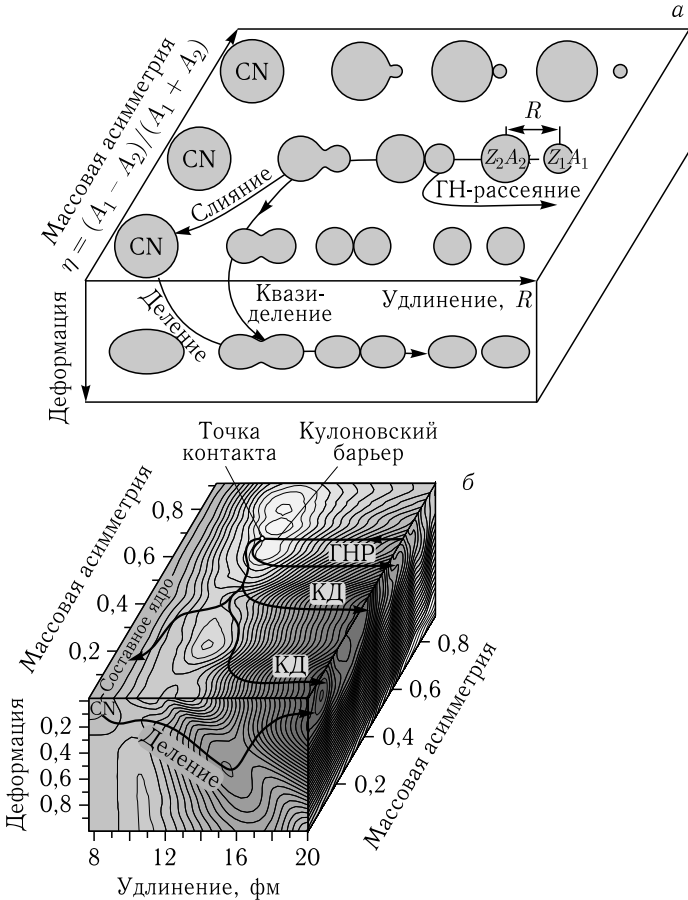


Рис. 4.9. а) Схематическое изображение эволюции ядерной системы в пространстве «удлинение – массовая асимметрия – деформация». б) Адиабатический драйвинг-потенциал ядерной системы, образующейся при столкновении ^{48}Ca и ^{248}Sm . Схематически показаны проекции на плоскость нулевой деформации траекторий, отвечающих процессам глубоконеупругого рассеяния (ГНР), квазиделения (КД) и слияния. Показана также проекция на плоскость нулевой массовой асимметрии ($\eta = 0$) траектории обычного деления ядра ^{296}Lv ($Z = 116$), которая проходит через седловую точку и через минимум изомерного состояния

образом рельефом ее потенциальной энергии. Наличие глубоких минимумов (долин) в драйвинг-потенциале (см. рис. 4.6 и 4.9), обусловленных оболочечными эффектами, приводит к повышенному выходу фрагментов реакции именно в этих долинах. Это характерно для низкоэнергетического деления ядер и для про-

цессов квазиделения (см. рис. 4.5). Наличие внутренней энергии возбуждения ядерной системы (ее температуры) ведет к значительным флуктуациям в ее эволюции (см. ниже), и реальные траектории, конечно, не являются такими гладкими, как показано на схематическом рис. 4.9.

С увеличением энергии сталкивающихся ядер увеличивается энергия их возбуждения (после контакта), что приводит к размыванию оболочечных эффектов в потенциальной энергии и в распределении фрагментов реакции по массам. В случае деления высоковозбужденного ядра доминирует именно симметричный по массе выход осколков (см. глобальный минимум при $\eta = 0$ в потенциальной энергии жидкокапельной модели на рис. 4.6, б), а в глубоконеупругом рассеянии доминируют снарядоподобные и мишенеподобные фрагменты реакции с монотонным уменьшением сечения выхода по мере увеличения количества переданных нуклонов.

4.3. Транспортные уравнения, используемые для описания глубоконеупругих столкновений атомных ядер, ядерные силы трения

Аккуратное описание процессов глубоконеупругого рассеяния ядер, в котором, в отличие от прямых ядерных реакций, участвует большое количество степеней свободы, довольно затруднительно. Из квантовых подходов здесь иногда используется времязависящий метод Хартри–Фока, который, однако, дает пока лишь качественное представление о динамике столкновения (подтверждая, в частности, его адиабатический характер) и не используется для количественного описания экспериментальных закономерностей. Как уже отмечалось выше, малая длина дебройлевской волны относительного движения тяжелых ионов позволяет использовать законы классической механики для описания этого движения. Однако и это не просто сделать из-за довольно большого числа коллективных переменных, которые играют важную роль в процессе столкновения, из-за необходимости учитывать диссипацию кинетической энергии во внутреннюю энергию возбуждения ядер и из-за сложности описания процессов передачи нуклонов в рамках классических уравнений.

Экспериментальные закономерности свидетельствуют о том, что помимо переменной R , описывающей расстояние между разделенными ядрами или удлинении ядерной системы для конфигурации моноядра (см. рис. 4.8), большую роль играют деформации ядер, β_1 и β_2 , а для описания нуклонных передач необходимо

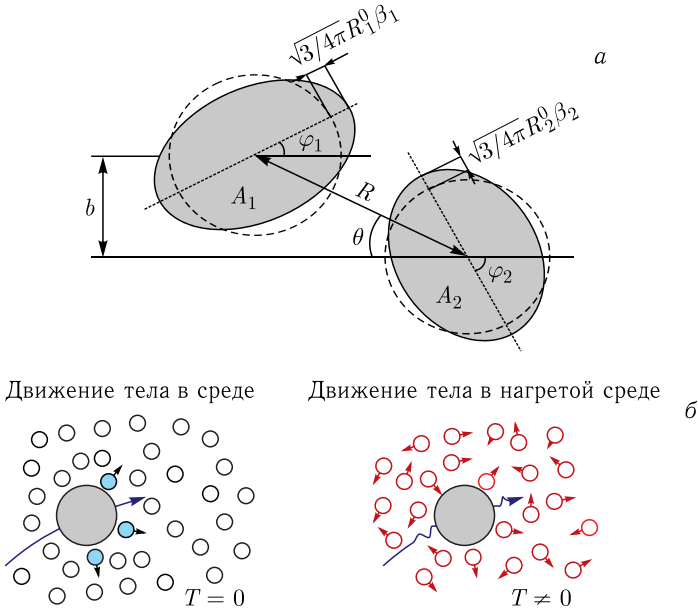


Рис. 4.10. а) Переменные, используемые для описания глубоконеупругого рассеяния тяжелых ионов в предположении о квадрупольной динамической деформации ядер. б) Схематический вид «диссипативного» движения тела в среде и флуктуаций его движения в нагретой среде

ввести в рассмотрение протонную и нейтронную асимметрии, $\eta_Z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ и $\eta_N = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2)$. При описании столкновений с ненулевыми прицельными параметрами (а именно такие столкновения и дают основной вклад в сечение глубоконеупругого рассеяния) необходимо также ввести в рассмотрение полярный угол θ отклонения траектории от оси пучка, а также углы вращения самих ядер, φ_1 и φ_2 , показанные на рис. 4.10, а.

Классическими уравнениями, учитывающими консервативные и диссипативные силы, а также флуктуации при изменении всех коллективных переменных, возникающие за счет внутреннего движения нуклонов сильно возбужденных ядер, являются уравнения Ланжевена. Для любой коллективной переменной q (кроме зарядовой и массовой асимметрий) и сопряженного ей импульса p_q можно написать систему двух уравнений:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{p_q}{\mu_q}, \quad \frac{dp_q}{dt} = -\frac{\partial V}{\partial q} - \gamma_q \frac{p_q}{\mu_q} + \sqrt{\gamma_q T} \Gamma_q(t). \quad (4.4)$$

Здесь μ_q — массовый (инерционный) параметр, отвечающий переменной q (для переменной R это просто приведенная масса в случае разделенных ядер, а для угла вращения φ_i , например, это момент инерции i -го ядра и т. д.); γ_q — коэффициент трения, ответственный за диссипацию кинетической энергии в энергию возбуждения ядер $E^* = E_{\text{ц.м}} - V - E_{\text{кин}}$; $T = \sqrt{E^*/a}$ — локальная температура ядерной системы; a — параметр плотности уровней (см. ниже статистическую модель распада ядер); V — потенциальная энергия этой системы с учетом центробежной энергии, а $\Gamma_q(t)$ — нормализованная случайная величина с гауссовским распределением, $\langle \Gamma(t) \rangle = 0$, $\langle \Gamma(t)\Gamma(t') \rangle = 2\delta(t - t')$. Поскольку потенциальная энергия V является функцией всего набора коллективных переменных $\{q\} \equiv \{R, \beta, \eta_Z, \eta_N, \dots\}$, то (4.4) является фактически системой большого числа связанных уравнений для этих величин.

Возникновение флуктуаций при движении тела в нагретой среде показано схематически на рис. 4.10, б. Роль среды в нашем случае выполняет внутреннее движение нуклонов в ядрах. Кинетическая энергия коллективного движения (радиального сближения, колебаний поверхности и вращения ядер) переходит в энергию их возбуждения. Различие в характере коллективного движения приводит, в принципе, к различию соответствующих сил трения, поэтому и вводятся в рассмотрение γ_R , γ_β и γ_θ . При достаточно больших энергиях возбуждения ядерной системы (несколько десятков мегаэлектронвольт) эта энергия более или менее равномерно (и быстро) распределяется по большому числу степеней свободы и можно ввести понятие температуры $T = \sqrt{E^*/a}$. Нагретая среда оказывает обратное действие на коллективные степени свободы, приводя к их флуктуациям, которые моделируются включением в уравнение случайной по величине силы. Если предположить, что среднее значение скорости коллективной переменной стремится к тепловой, то среднее (по модулю) значение случайной силы оказывается пропорциональным квадратному корню из температуры и коэффициента трения. Это означает, что на начальном этапе сближения ядер (когда $E^* = 0$ и $T = 0$) флуктуации отсутствуют, и траектория движения определяется лишь консервативными силами. Энергия возбуждения $E^* = E_{\text{ц.м}} - V(R, \beta, \eta) - E_{\text{кин}}$ и температура являются функциями коллективных координат и вместе с ними изменяются со временем при эволюции ядерной системы.

Инерционные параметры $\mu_q(R, \beta, \eta)$ и силы трения $\gamma_q(R, \beta, \eta)$ также являются функциями коллективных переменных. Для

перекрывающихся ядер зависимость этих величин от координат можно вычислить в рамках так называемой гидродинамической модели Вернера–Уиллера [8]. Существует и квантовый подход к вычислению инерционных параметров, называемый кренкинг-моделью [9]. Однако если нормировка инерционных параметров ясна ($\mu_R(R \rightarrow \infty) = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$), а μ_β определяется в жидкокапельной модели ядра), то абсолютное значение ядерных сил трения (или ядерной вязкости для конфигурации моноядра) точно не установлено. Ядерная вязкость, по всей видимости, должна зависеть также и от температуры ядерной системы. Все эти вопросы до конца не изучены, и при анализе экспериментальных данных часто используют феноменологические силы трения.

Описание процесса обмена нуклонами между сталкивающимися ядрами является наиболее сложной проблемой. С одной стороны, количество переданных нуклонов — сугубо дискретная переменная. С другой стороны, речь идет о передаче большого числа (десятков) нуклонов, и для описания таких процессов можно использовать «транспортные» подходы. Наиболее подходящим для этого является так называемое мастер-уравнение для функции распределения $\Phi(A, t)$:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \sum_{A'} \lambda(A' \rightarrow A) \Phi(A', t) - \lambda(A \rightarrow A') \Phi(A, t). \quad (4.5)$$

Здесь A — количество нуклонов в одном из ядер (в другом их, соответственно, $A_{CN} - A$) и $\Phi(A, t = 0) = \delta(A - A_P)$. $\lambda(A \rightarrow A')$ — макроскопическая вероятность перехода в единицу времени из состояния A в состояние A' . Макроскопическая вероятность перехода должна быть пропорциональна числу возможных состояний, в которые происходит переход, т. е. плотности уровней. Для этой величины было предложено использовать симметризованное выражение $\lambda(A \rightarrow A') = \lambda_0 \sqrt{\rho(A')/\rho(A)}$ [10], где λ_0 — скорость обмена нуклонами в единицу времени, которая для конфигурации с полностью перекрывающимися поверхностями ядер должна быть порядка скорости Ферми, деленной на линейный размер ядерной системы, т. е. $\lambda_0 \sim 10^{22} \text{ с}^{-1}$.

К сожалению, уравнение (4.5) определяет эволюцию во времени функции распределения $\Phi(A, t)$, а не самой величины A или $\eta = (2A - A_{CN})/A_{CN}$. Таким образом, оно не может решаться совместно с системой связанных уравнений (4.4), которая требует на каждом шаге интегрирования знания конкретного значения величины η (для вычисления дрейвинг-потен-

циала, инерционных параметров и сил трения), а не вероятности ее нахождения в заданном интервале значений, даваемое функцией $\Phi(A, t)$. Однако, пользуясь определенными правилами, мастер-уравнение (4.5) можно преобразовать сначала в уравнение Фоккера–Планка, $\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial A}[D^{(1)}\Phi] + \frac{\partial^2}{\partial A^2}[D^{(2)}\Phi]$, а затем в уравнение Ланжевена $\frac{dA}{dt} = D^{(1)} + \sqrt{D^{(2)}}\Gamma(t)$, или, переходя от переменной A к переменной $\eta = (2A - A_{CN})/A_{CN}$,

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{2}{A_{CN}}D^{(1)} + \frac{2}{A_{CN}}\sqrt{D^{(2)}}\Gamma_{\eta}(t). \quad (4.6)$$

Это уравнение может быть теперь добавлено к остальной системе связанных уравнений Ланжевена (4.4), которые и определяют эволюцию во времени всех коллективных переменных. Уравнение для изменения массовой асимметрии (выведенное из соответствующего мастер-уравнения или из уравнения Фоккера–Планка) отличается от остальных уравнений тем, что оно записано непосредственно для переменной η , а не для сопряженного импульса. Это означает, что передача нуклонов носит «безынерционный» характер.

Транспортные коэффициенты $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$ определяются макроскопическими вероятностями переходов $\lambda(A \rightarrow A')$:

$$D^{(1)} = \int (A' - A)\lambda(A \rightarrow A') dA',$$

$$D^{(2)} = \frac{1}{2} \int (A' - A)^2 \lambda(A \rightarrow A') dA'.$$

Если предположить, что нуклоны от ядра к ядру передаются в основном по одному (т. е. последовательно, $A' = A \pm 1$), то

$$D^{(1)} = \lambda(A \rightarrow A + 1) - \lambda(A \rightarrow A - 1),$$

$$D^{(2)} = \frac{1}{2}[\lambda(A \rightarrow A + 1) + \lambda(A \rightarrow A - 1)]. \quad (4.7)$$

Поскольку $\lambda(A \rightarrow A') = \lambda_0 \sqrt{\rho(A')/\rho(A)}$, а $\rho(A) \sim \exp(2\sqrt{aE^*})$ и $E^* = E_{ц.м} - V(R, \beta, A) - E_{кин}$, то, как нетрудно видеть, $D^{(1)} \approx -\lambda_0 \frac{1}{T} \frac{\partial V}{\partial A}$ и $D^{(2)} \approx \lambda_0$, т. е. первое слагаемое в (4.6) выполняет роль силы, толкающей массовую асимметрию в сторону уменьшения потенциальной энергии по переменной η или A (см. рис. 4.6, б). Второе слагаемое в (4.6) описывает процесс диффузии нуклонов из одного ядра в другое, доминирующий

при столкновении симметричных по массе ядер или ядер с замкнутыми оболочками, когда $\frac{\partial V}{\partial A} \approx 0$ (см., например, зарядовое распределение в реакции $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ на рис. 4.2, в).

Транспортные коэффициенты $D^{(1)}$ и $D^{(2)}$, по всей видимости, должны зависеть и от энергии возбуждения ядер, т. е. от температуры ядерной системы. Этот вопрос изучен довольно плохо, а экспериментальных данных недостаточно, чтобы сделать вполне определенные выводы. Для разделенных ядер вероятность нуклонных передач уменьшается (см. гл. 3) и, таким образом, скорость обмена нуклонами λ_0 должна зависеть от R , стремясь к нулю на больших расстояниях. С этой целью в формулах (4.7) для макроскопических вероятностей переходов надо использовать выражение $\lambda(A \rightarrow A \pm 1) = \lambda_0 \sqrt{\rho(A \pm 1)/\rho(A)} P_{\text{тр}}(R, \beta, A \rightarrow A \pm 1)$, в котором вероятность передачи одного нуклона $P_{\text{тр}} = 1$ для перекрывающихся ядер и экспоненциально стремится к нулю при $R \rightarrow \infty$ (см. п. 3.5 и рис. 3.5, б из гл. 3).

Для более детального описания процессов глубоконеупругого рассеяния и квазиделения, а также для оценки выходов различных изотопов в таких реакциях (см. ниже) следует по отдельности рассматривать нейтронные и протонные передачи и вместо одной переменной η надо использовать нейтронную и протонную асимметрии η_N и η_Z , что увеличивает число переменных и значительно усложняет вычисления. Общее число переменных, играющих важную роль в изучаемых здесь процессах, восемь, а именно, $R, \theta, \varphi_1, \varphi_2, \beta_1, \beta_2, \eta_N$ и η_Z , а общее число уравнений 14 (см. рис. 4.10, а).

4.4. Вычисление сечений процессов глубоконеупругого рассеяния

Современные компьютеры позволяют решить систему связанных уравнений (4.4) и (4.6) и для данного прицельного параметра (для данного события столкновения) найти «траекторию» эволюции ядерной системы в многомерном пространстве коллективных переменных. В выходном канале такая траектория приводит к определенным значениям зарядов и масс образующихся в реакции фрагментов, разлетающихся под определенными углами с определенной кинетической энергией разлета и некоторой энергией возбуждения. Эти фрагменты называются первичными. В некоторых случаях (при малых прицельных параметрах) происходит слияние сталкивающихся ядер

с образованием составного ядра с $Z_{CN} = Z_P + Z_T$ и $A_{CN} = A_P + A_T$ (см. схематический рис. 4.11). Двойные дифференциальные сечения выхода первичных фрагментов Z'_1, A'_1 и $Z'_2 = Z_{CN} - Z'_1, A'_2 = A_{CN} - A'_1$, как и в эксперименте, получаются простым суммированием всех событий, пришедших в этот канал:

$$\frac{d^2\sigma(A'_1, Z'_1; E, \vartheta)}{d\Omega dE} = \int_0^\infty b db \frac{\Delta N(b; \eta'_Z, \eta'_N; E, \vartheta)}{N_{\text{tot}}(b)} \frac{1}{\sin \vartheta \Delta \vartheta \Delta E}. \quad (4.8)$$

Здесь ΔN — число событий с образованием первичных фрагментов реакции с зарядовой и нейтронной асимметриями η'_Z и η'_N , имеющих кинетическую энергию E в интервале ΔE и угол разлета ϑ в интервале $\Delta \vartheta$ при данном прицельном параметре b ; $N_{\text{tot}}(b)$ — число всех испытанных событий с этим прицельным параметром. Из-за наличия флуктуаций при одних и тех же начальных условиях и фиксированном прицельном параметре в выходном канале получаются разные фрагменты с разными энергиями. Поэтому при данном прицельном параметре необходимо «испытать» как можно больше траекторий, чтобы получить более аккуратное сечение. Как и в эксперименте, необходимо набрать большую статистику, чтобы увидеть редкие события. Несомненным достоинством такого подхода является возможность одновременного описания процессов глубоконеупругого рассеяния, квазиделения и слияния, т. е. сохранение своего рода унитарности — все события попадают в тот или иной канал.

Одна из траекторий в пространстве «удлинение – массовая асимметрия – деформация» показана на рис. 4.11 для случая столкновения иона ^{48}Ca с ядром ^{248}Cm при энергии $E_{\text{ц.м}} = 210$ МэВ. Хорошо видно, как после преодоления кулоновского барьера и контакта ядер происходит резкое увеличение их динамической деформации. Это обусловлено наличием достаточно глубокого минимума (потенциального кармана) в потенциальной энергии ядерной системы при $\beta = \beta_1 + \beta_2 \approx 0,6$ и $R \approx 16$ фм (см. рис. 4.11, б). В дальнейшем происходит постепенная передача нуклонов от тяжелого ядра к более легкому с уменьшением массовой асимметрии ядерной системы от ее начального значения $\eta \approx 0,675$ ($^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$) до значения $\eta \approx 0,4$ ($A_1 \sim 208, A_2 \sim 88$), при котором происходит разделение ядер. Такая тенденция в передаче нуклонов также обусловлена уменьшением потенциальной энергии при уменьшении η (см. рис. 4.11, в и 4.6, б).

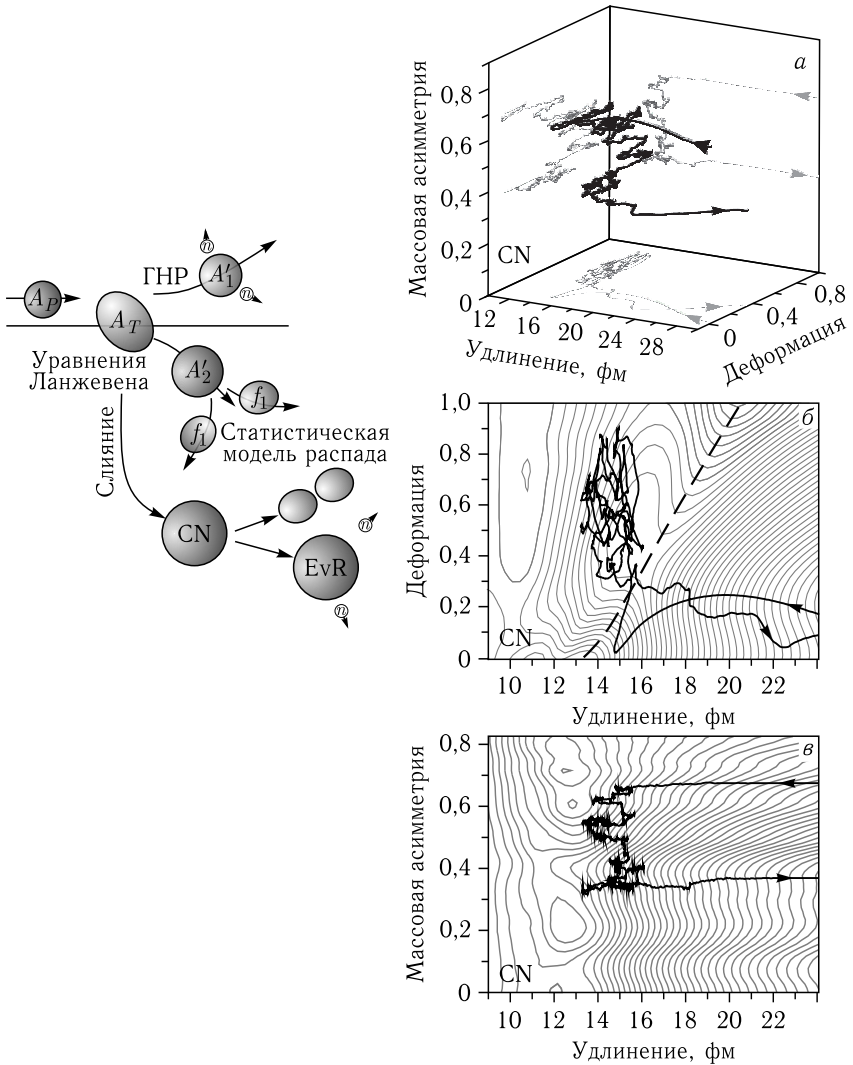


Рис. 4.11. Слева: схематическое изображение столкновения тяжелых ионов, приводящего либо к образованию возбужденных первичных фрагментов A'_1 и A'_2 , либо к слиянию ядер. На втором этапе используется статистическая модель распада возбужденных ядер для получения наблюдаемых продуктов реакции. Справа: одна из траекторий в пространстве «удлинение – массовая асимметрия – деформация» при столкновении иона ^{48}Ca с энергией $E_{\text{ц.м}} = 210$ МэВ с ядром ^{248}Cm (а); проекции этой траектории на плоскости R, β (штриховая линия здесь обозначает положение кулоновского барьера) (б) и R, η (в)

Как правило, первичные фрагменты реакции образуются в возбужденных состояниях (поэтому такие реакции и называются диссипативными). После их разлета энергия возбуждения снимается за счет испарения легких частиц и излучения гамма-квантов. Тяжелые первичные фрагменты с большой энергией возбуждения могут испытывать также и деление. Для каждого события вероятности распада возбужденных первичных фрагментов реакции (т. е. количество испущенных ими легких частиц, конкурирующих с процессом их последовательного деления) рассчитываются в рамках статистической модели (см. ниже). В результате получаются массовые, энергетические и угловые распределения конечных продуктов реакции, которые и регистрируются в эксперименте.

4.5. Анализ закономерностей глубоконеупругого рассеяния и квазиделения

На рис. 4.12, *а* показано экспериментальное зарядово-энергетическое распределение продуктов реакции при столкновении ионов ^{86}Kr с начальной кинетической энергией 464 МэВ в системе центра масс с ядрами ^{166}Er [12]. Хорошо виден преимущественный выход снарядоподобных ($Z \sim 36$) и мишенеподобных ($Z \sim 68$) фрагментов с потерей кинетической энергии более 250 МэВ. В области кинетической энергии разлета фрагментов порядка 200 МэВ наблюдается их широкое зарядовое и массовое распределение. Энергия возбуждения ядерной системы после контакта и сброса кинетической энергии превышает 200 МэВ ($T > 2$ МэВ). При такой энергии возбуждения все оболочечные эффекты исчезают (сглаживаются), и в эксперименте наблюдаются достаточно гладкие массовые и зарядовые распределения конечных продуктов реакции (экспоненциально убывающие с увеличением переданной массы и заряда).

Все наблюдаемые закономерности этой реакции хорошо воспроизводятся в рамках описанной выше модели, основанной на уравнениях Ланжевена. На рис. 4.12, *б* все события (с различными прицельными параметрами) размещены на плоскости «масса одного из фрагментов – суммарная кинетическая энергия фрагментов в выходном канале». Поскольку каждая траектория прослеживается во времени, мы знаем и время протекания реакции для каждого события. Это время вычисляется от $t = 0$, когда ядра находятся на некотором большом расстоянии $R_{\text{max}} \sim 40$ фм друг от друга, до их столкновения при $R = R_{\text{contact}}$ и далее до момента разделения

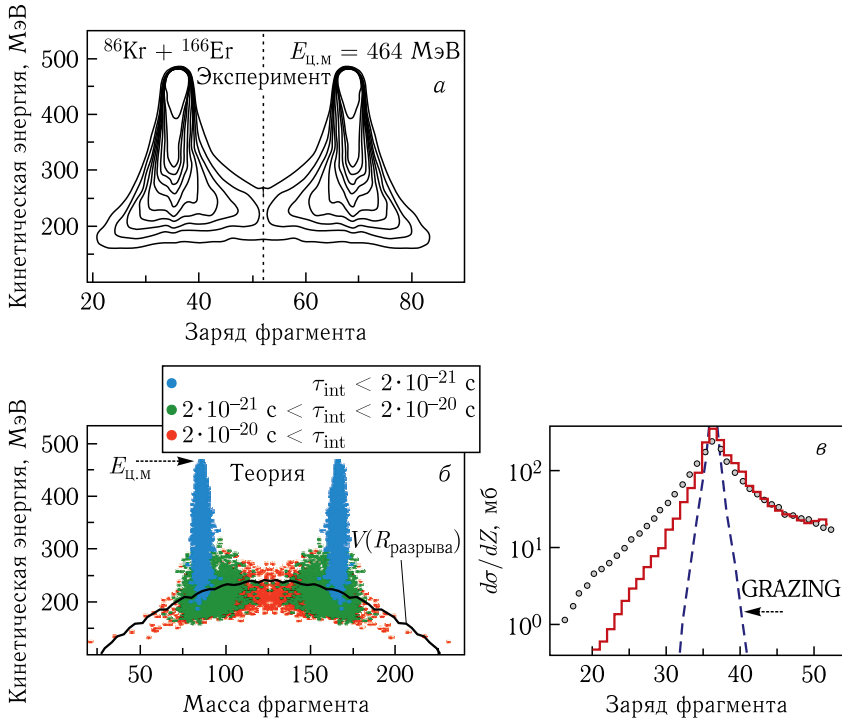


Рис. 4.12. Экспериментальное [12] (а) и теоретическое (б) зарядово-энергетическое распределение фрагментов реакции $^{86}\text{Kr} + ^{166}\text{Er}$ при $E_{\text{ц.м.}} = 464$ МэВ. Теоретические события разделены на три группы (перекрывающиеся друг друга на рисунке) в зависимости от времени протекания реакции: быстрые ($< 2 \cdot 10^{-21}$ с), промежуточные и долгие ($> 2 \cdot 10^{-20}$ с). Кривая на рис. б соответствует потенциальной энергии ядерной системы в точке разрыва (см. текст). Суммарное зарядовое распределение показано на рис. в вместе с теоретическими расчетами, проведенными с уравнениями Ланжевена (гистограмма) и по программе GRAZING (см. выше п. 3.6)

этих ядер в выходном канале, т.е. при $R = R_{\text{разрыва}}$, когда ядерные силы и силы трения вновь перестают действовать и остаются лишь кулоновские силы отталкивания образованных фрагментов реакции. В качестве точки разрыва (scission) обычно используется эмпирическая формула в виде суммы больших полуосей двух квадрупольно деформированных ядер (с эффективным значением $\tilde{r}_0 = 1,4$ фм), т.е. $R_{\text{разрыва}}(\beta, \eta) = \tilde{r}_0 [A_1^{1/3} (1 + \sqrt{3/4\pi} \beta_1) + A_2^{1/3} (1 + \sqrt{3/4\pi} \beta_2)] + 1$ фм (см. формулу (B5)). Время подлета ядер (т.е. время прохождения от R_{max} до R_{contact}) очень короткое (порядка $4 \cdot 10^{-22}$ с) и им

можно пренебречь. Все события, изображенные на рис. 4.12, б, разделены на три группы: быстрые события ($\tau < 2 \cdot 10^{-21}$ с, голубые кружки), промежуточные и долгие ($\tau > 2 \cdot 10^{-20}$ с, красные кружки).

Из этого анализа следуют два важных вывода. Во-первых, в быстрых событиях не происходит значительного перераспределения массы, а лишь малонуклонные передачи. При этом, однако, может происходить значительная диссипация кинетической энергии (более 200 МэВ), что, безусловно, является проявлением большой величины ядерных сил трения и ядерной вязкости. Во-вторых, чем большее число нуклонов перераспределяется между ядрами, тем большее для этого требуется время (см. рис. 4.12, б). Другими словами, при столкновении тяжелых ионов их кинетическая энергия довольно быстро диссипирует во внутреннюю энергию возбуждения (т.е. в точке контакта ядра практически останавливаются) и лишь затем начинается более медленный процесс дрейфа (если $\partial V/\partial \eta \neq 0$) и диффузии нуклонов (см. типичную траекторию на рис. 4.11, в).

После разрыва ядер между ними сохраняются лишь кулоновские силы отталкивания, разгоняющие их до кинетической энергии в выходном канале, равной их потенциальной энергии в точке разрыва (их кинетическая энергия в точке разрыва близка к нулю из-за сильной ядерной вязкости). Потенциальная энергия ядерной системы в точке разрыва $V(R_{\text{разрыва}}, \beta, \eta)$, минимизированная по величине деформации ядер, показана сплошной линией на рис. 4.12, б. Видно, что большинство событий действительно концентрируются вокруг этой энергии и соответствуют процессам с полной диссипацией кинетической энергии. Теоретические расчеты несколько недооценивают выход фрагментов с массами, намного легче массы снаряда (см. рис. 4.12, в). Это может быть обусловлено и вкладом осколков последовательного деления сильно возбужденных мишенеподобных фрагментов, которые не учитывались в использованной здесь модели. Для других комбинаций сталкивающихся ядер наблюдаются те же самые закономерности процессов глубоконеупругого рассеяния (см. рис. 4.2) для случая столкновений ионов ^{136}Xe с ^{209}Bi при энергии пучка 1422 МэВ.

Как уже отмечалось, при низких энергиях столкновения тяжелых ионов наблюдается повышенный выход продуктов реакции в области ядер с замкнутыми оболочками с массами $A_P < A < A_T$: так называемые процессы квазиделения. Такие процессы являются наглядным проявлением оболочечных эффектов (оболочечной структуры ядер), которые сохраняют свое влия-

ние при невысоких энергиях возбуждения. На рис. 4.13 показано массово-энергетическое распределение продуктов реакции при столкновении ионов ^{48}Ca с энергией 203 МэВ в системе центра масс с ядрами ^{248}Cm [11]. Реакции такого типа представляют особый интерес, поскольку именно с их помощью удастся синтезировать новые сверхтяжелые элементы в канале полного слияния этих ядер. Как будет показано ниже, при низких

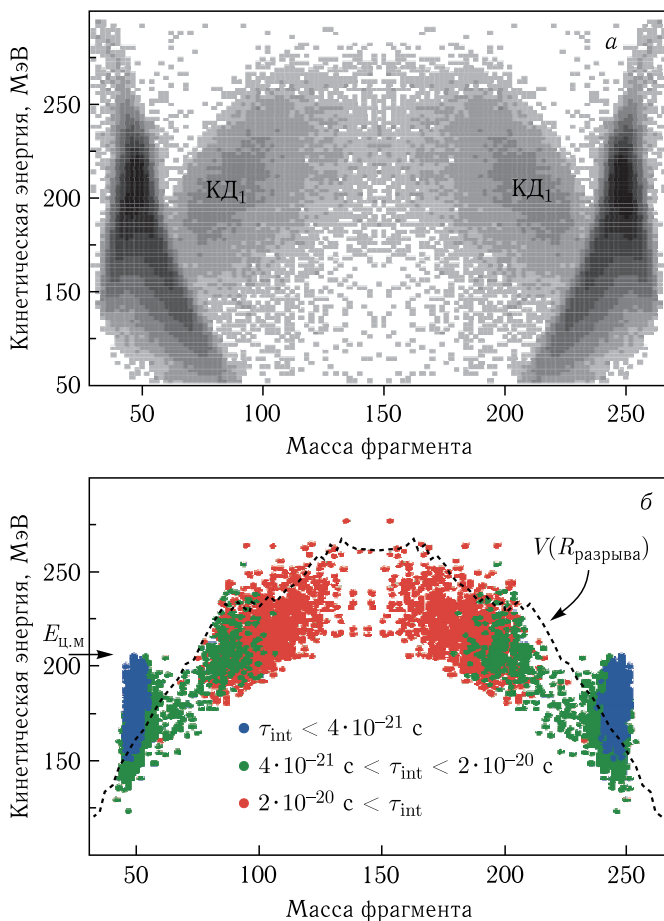


Рис. 4.13. Экспериментальное [12] (а) и теоретическое (б) зарядово-энергетические распределения фрагментов реакции $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ при $E_{\text{ц.м}} = 203$ МэВ. Теоретические события разделены на три группы в зависимости от времени протекания реакции: быстрые ($< 2 \cdot 10^{-21}$ с), промежуточные и долгие ($> 2 \cdot 10^{-20}$ с) (продолжение рис. 4.13 см. на с. 112)

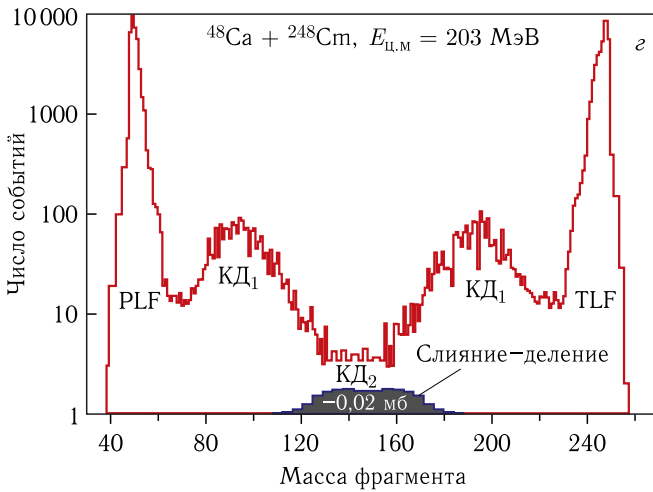
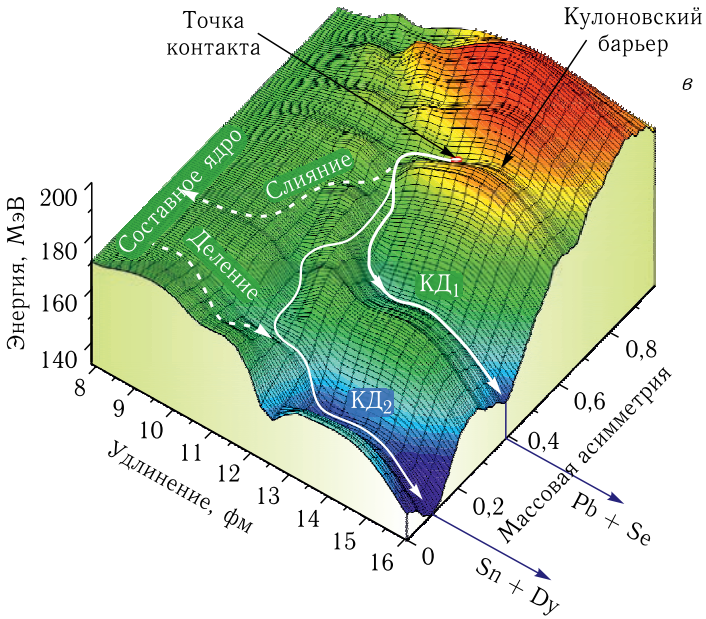


Рис. 4.13. а) Рельеф потенциальной энергии; г) суммарное массовое распределение. PLF и TLF обозначают снарядоподобные и мишенеподобные фрагменты, а КД₁ и КД₂ — асимметричные и симметричные по массам фрагменты квазиделения (см. соответствующие схематические траектории на рис. в)

энергиях все более или менее центральные столкновения легких и средних по массе ядер ведут к их полному слиянию, т. е. к образованию составного ядра с энергией возбуждения, определяемой энергией столкновения и энергиями связи соответствующих ядер, $E^* = E_{ц.м} + [E_{св}(A_{CN}) - E_{св}(A_P) - E_{св}(A_T)]$. В дальнейшем это составное моноядро может перейти в основное состояние (выжить), испуская легкие частицы и гамма-кванты, или поделиться (в случае большой энергии возбуждения или малой высоты делительного барьера). Измеряя полный выход осколков деления и испарительных остатков, можно получить полное сечение слияния ядер при данной энергии. При надбарьерных энергиях столкновения легких и средних по массе ядер это сечение составляет значительную долю полного геометрического сечения ядер (несколько сотен миллибарн при $E_{ц.м} > V^B$ и десятки миллибарн при $E_{ц.м} \approx V^B$). При столкновении же тяжелых ядер их полное слияние (т. е. образование более или менее сферического моноядра) происходит с очень малой вероятностью. Даже при лобовом столкновении и значительной передаче нуклонов (свидетельствующей о длительном времени взаимодействия) ядра с большой вероятностью вновь разделяются, не образуя составного ядра.

Этот процесс квазиделения, конкурирующий с процессом слияния, легко понять, глядя на потенциальную энергию взаимодействия ядерной системы, образующейся, например, при столкновении ^{48}Ca и ^{248}Cm (см. рис. 4.13, в). После преодоления кулоновского барьера и соприкосновения поверхностей сталкивающихся ядер дальнейшая наиболее энергетически выгодная эволюция ядерной системы (имеющей практически нулевую кинетическую энергию из-за большой ядерной вязкости) связана с передачей нуклонов от тяжелого ядра (^{248}Cm) к более легкому. Потенциальная энергия при этом уменьшается, поскольку нуклоны в легком ядре связаны сильнее, чем в тяжелом (см. также рис. 4.6). Это приводит к появлению глубокой долины на поверхности потенциальной энергии, ведущей в выходном канале к образованию дважды магического ядра ^{208}Pb и дополняющего его более легкого фрагмента. Движение по этой долине, обозначенной символом KD_1 на рис. 4.13, в, оказывается более предпочтительным, чем формирование составного ядра (штриховые линии на этом же рисунке).

Потенциальная энергия зависит не только от расстояния между центрами фрагментов и их массовой асимметрии, но также и от деформации фрагментов, которая сильно влияет на

эволюцию всей системы (см. рис. 4.9 и 4.11). Расчеты, выполненные с использованием уравнений Ланжевена и учетом всех перечисленных выше коллективных степеней свободы, хорошо согласуются с экспериментальными закономерностями процессов квазиделения (см. рис. 4.13). «Нефизические» экспериментальные события на рис. 4.13, *a*, соответствующие выходу снарядоподобных ($A \sim 50$) и мишенеподобных ($A \sim 250$) фрагментов с полной кинетической энергией, превышающей начальную энергию 203 МэВ, обусловлены методикой сложных экспериментальных измерений массово-энергетического распределения коррелированных продуктов реакции квазиделения. Этим же объясняется и появление нефизических низкоэнергетических «хвостов» в спектре фрагментов, отсутствующих в теоретических расчетах.

Помимо долины, обусловленной образованием свинцовоподобных фрагментов, на потенциальной поверхности отчетливо видно долину в области близких по массе ядер $A_1 \sim 132$ и $A_2 \sim 164$, также обусловленную образованием сильносвязанных фрагментов в области дважды магического ядра ^{132}Sn (см. также рис. 4.6). Именно по этой долине происходит обычное деление сверхтяжелого ядра ^{296}Lv ($Z = 116$), образующегося в процессе полного слияния. Эти события «слияния–деления» показаны в виде заштрихованной области на рис. 4.13, *z*. Однако фрагменты с такими массами могут появиться и в процессе квазиделения без образования составного ядра ^{296}Lv (см. схематическую траекторию КД₂ на рис. 4.13). Экспериментально очень сложно разделить эти события: слияние–деление и квазиделение. Если бы это удалось сделать, то предсказания сечений образования новых сверхтяжелых элементов (см. ниже) значительно упростились бы. Теоретические оценки показывают, что сечения полного слияния для таких тяжелых систем оказываются в сотни раз меньше, чем для легких и средних по массе ядер (порядка 0,02 мб для случая $^{48}\text{Ca} + ^{248}\text{Cm}$ при околосбарьерной энергии $E_{ц.м} = 203$ МэВ).

4.6. Реакции многонуклонных передач. Синтез тяжелых нейтронно-избыточных ядер

В реакциях глубоконеупругого рассеяния и квазиделения происходит большая передача заряда и массы от одного ядра к другому. В последние годы проявляется особенно большой интерес к такого рода процессам многонуклонных передач, поскольку другие методы получения и изучения свойств новых ядер и

новых элементов имеют свои ограничения. На рис. 4.14 показана карта изотопов всех известных химических элементов вплоть до $Z = 118$. Для легких ядер наиболее стабильные изотопы имеют равное число протонов и нейтронов. С увеличением массы и заряда ядер линия бета-стабильности все больше наклоняется к нейтронной оси, наиболее стабильный изотоп урана, ^{238}U , имеет 92 протона и 146 нейтронов. Ядра, лежащие справа от линии бета-стабильности, являются нейтронно-избыточными (для них возможен β^- -распад), а слева — протонно-избыточными, испытывающие β^+ -распад.

Удаленные от линии стабильности изотопы легких элементов получаются в процессах фрагментации более тяжелых ядер (см. ниже). Нейтронно-избыточные изотопы средних по массе ядер возникают в процессах деления трансурановых элементов. Тяжелые ядра могут получаться в реакциях слияния более легких ядер и в цепочке последовательного захвата нейтронов и

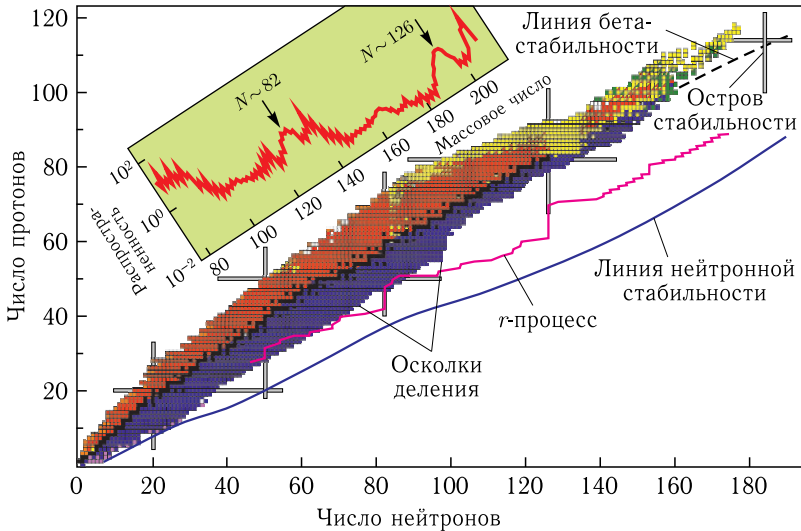


Рис. 4.14. Карта ядер. На вставке показана распространенность элементов в природе с характерными острыми максимумами в области сильносвязанных ядер (s-процесс) и широкими максимумами в области «точек ожидания» ($N = 82$ и $N = 126$) r-процесса астрофизического нуклеосинтеза. Линия бета-стабильности проходит через стабильные изотопы ядер (черные квадраты) и продолжена штриховой линией в области сверхтяжелых ядер. Серые горизонтальные и вертикальные полосы показывают положение заполненных протонных и нейтронных оболочек. Остров стабильности, по всей видимости, располагается на пересечении замкнутых оболочек $Z \sim 114$ и $N \sim 184$ и линии бета-стабильности

β^- -распада, увеличивающего на единицу заряд ядра. Второй процесс реализуется в атомных реакторах, в ядерных взрывах и во взрывах сверхновых. Именно с его помощью были искусственно получены элементы тяжелее урана. При слабых нейтронных потоках (получаемых в ядерных реакторах) этот процесс обрывается на короткоживущих изотопах фермия, которые испытывают спонтанное деление, а не β^- -распад.

Нетрудно видеть, что при слиянии стабильных ядер (а именно такие эксперименты, как правило, и проводятся) образуются лишь протонно-избыточные составные ядра. Например, при слиянии наиболее нейтронно-избыточных изотопов кислорода и вольфрама, $^{18}\text{O} + ^{186}\text{W}$, образуется возбужденное нейтронно-дефицитное ядро свинца, ^{204}Pb , которое после испускания нескольких нейтронов сдвигается еще дальше от линии бета-стабильности в сторону протонно-обогащенных изотопов. Именно это является причиной того, что для тяжелых (и сверхтяжелых) элементов синтезированы в основном протонно-избыточные изотопы. Все известные изотопы элементов тяжелее фермия ($Z = 100$) лежат слева от линии бета-стабильности.

Вместе с тем свойства тяжелых нейтронно-избыточных ядер крайне важны для понимания происхождения в природе элементов тяжелее железа, которые не могут возникать в реакциях слияния более легких ядер в обычных звездах. Предполагается, что тяжелые элементы возникают в результате захвата нейтронов с последующим β^- -распадом. При этом для того чтобы объяснить наблюдаемую закономерность в распространении стабильных изотопов тяжелых элементов и существование в природе урана и тория (отделенных от континента стабильных ядер элементами с $Z = 84-89$, не имеющими стабильных изотопов), необходимо предположить существование в природе источников сильных нейтронных потоков. Предполагается, что сильные нейтронные потоки могут возникать при взрывах сверхновых и при слиянии нейтронных звезд. В таких потоках стабильный изотоп тяжелого элемента может захватить сразу несколько нейтронов, превращаясь в короткоживущий нейтронно-избыточный изотоп, который в конечном итоге испытывает β^- -распад и превращается в следующий элемент с $Z + 1$. Такой процесс движения «вправо и вверх» на карте ядер называется r -процессом (rapid neutron capture).

Наличие ядер с замкнутыми нейтронными оболочками ($N = 50, 82, 126$) должно приводить к появлению так называемых точек ожидания, когда движение «вправо» останавливается

(из-за равновесия (n, γ) - и (γ, n) -процессов) и происходит преимущественное движение «вверх» вдоль замкнутой нейтронной оболочки. После исчезновения нейтронного потока все нейтронно-избыточные ядра, расположенные вдоль пути, по которому протекает r -процесс, испытывают β^- -распад и превращаются в стабильные ядра (двигаясь по диагонали «влево-вверх» на карте ядер). «Точки ожидания» r -процесса как раз и приводят к появлению довольно широких пиков на кривой распространенности стабильных элементов, отмеченных на вставке рис. 4.14. Полное понимание сценария r -процесса (и его подтверждение соответствующим численным моделированием) не может быть достигнуто без знания свойств нейтронно-избыточных изотопов элементов, вовлеченных в этот процесс.

Повышенный интерес к изучению свойств тяжелых нейтронно-избыточных ядер объясняется еще и тем, что в таких ядрах может значительно изменяться расположение одночастичных состояний за счет изменения (ослабления) спин-орбитального взаимодействия. Это может привести также и к появлению новых магических чисел. Данное явление уже практически доказано для легких нейтронно-избыточных ядер. К сожалению, тяжелые нейтронно-избыточные ядра пока недоступны для экспериментального изучения.

Процессы многонуклонных передач в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов являются, пожалуй, единственным методом получения тяжелых нейтронно-избыточных ядер. Эти процессы довольно плохо изучены, в том числе из-за сложности разделения многочисленных продуктов реакции по заряду и массе. Общая закономерность таких реакций состоит в экспоненциальном падении сечения с увеличением переданного заряда и массы (см. рис. 3.6, 4.2 и 4.12). Однако стабилизирующая роль замкнутых протонных и нейтронных оболочек в образующихся в процессах многонуклонных передач фрагментах может значительно повлиять на вероятность их образования.

Для того чтобы синтезировать новые нейтронно-избыточные ядра, лежащие ниже ^{208}Pb в области заполненной нейтронной оболочки $N = 126$ и играющие ключевую роль в астрофизическом нуклеосинтезе (последняя «точка ожидания» в r -процессе), можно было бы использовать процессы протонных передач при столкновении ионов ^{136}Xe с ^{208}Pb . Поскольку такие передачи происходят при сохранении заполненных нейтронных оболочек снарядоподобных ($N = 82$) и мишенеподобных ($N = 126$) фрагментов, то, как нетрудно проверить, Q -реакции остаются положительными или близкими к нулю даже при передаче несколь-

ких протонов от тяжелого ядра к более легкому (т.е. такие передачи энергетически выгодны, и соответствующие сечения не должны слишком быстро убывать).

На рис. 4.15 показаны теоретические сечения образования новых нейтронно-избыточных ядер, расположенных вдоль замкнутой нейтронной оболочки $N = 126$, при столкновении ионов ^{136}Xe с ядрами ^{208}Pb при энергии 450 МэВ в системе центра масс. Основной выигрыш в этой реакции проистекает из того факта, что при передаче протонов от мишени к

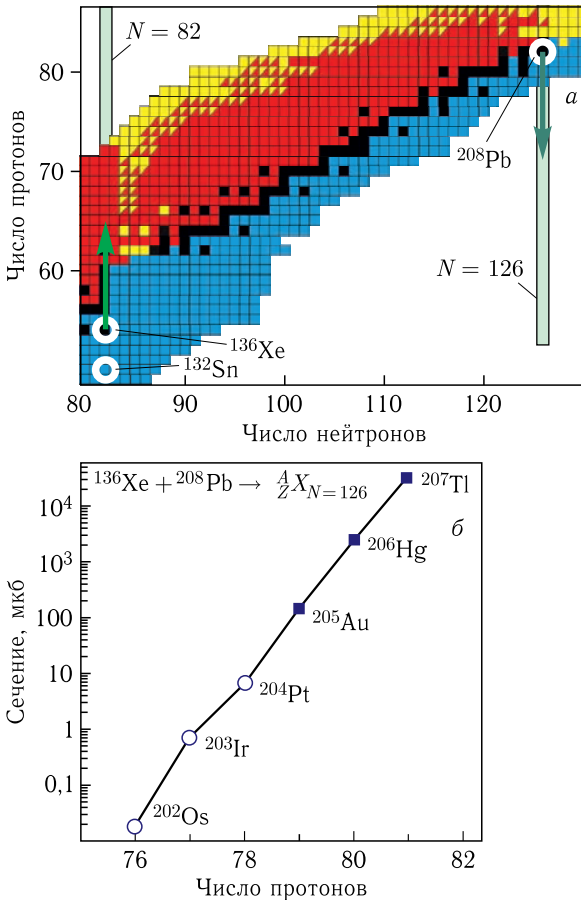


Рис. 4.15. Получение новых нейтронно-избыточных ядер, имеющих замкнутую нейтронную оболочку $N = 126$, в процессах протонных передач при столкновении ионов ^{136}Xe с ядрами ^{208}Pb при энергии 450 МэВ в системе центра масс

снаряду образуются сильносвязанные стабильные ядра, лежащие выше ^{136}Xe (см. рис. 4.15, *a*). Это приводит к положительным значениям Q -реакции и достаточно медленному падению сечения с увеличением переданных протонов. Еще больший выигрыш в сечениях протонных передач можно ожидать в реакции с пучком радиоактивных ядер олова, $^{132}\text{Sn} + ^{208}\text{Pb}$, а также с использованием более нейтронно-обогащенных трансактинидных снарядов или мишеней (например, в реакции нуклонных передач с мишени ^{238}U на налетающие ионы ^{196}Pt).

Как мы видели выше, оболочечные эффекты играют еще более заметную роль в процессах квазиделения (рис. 4.13) при низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов, приводя, в частности, к повышенному выходу ядер с замкнутыми оболочками. Данное явление может быть использовано для получения нейтронно-избыточных сверхтяжелых ядер, которые не могут быть синтезированы в реакциях слияния (см. ниже). При столкновении тяжелых актинидных ядер (например, $\text{U} + \text{Cm}$) можно ожидать «инверсного» (антисимметризирующего) процесса квазиделения. На рис. 4.16 показана потенциальная энергия ядерной системы, образованной при соприкосновении ^{238}U и ^{248}Cm , в зависимости от числа нуклонов, переданных от одного ядра другому. Очевидно, что передача нуклонов от ядра урана на ядро кюрия с образованием в конечном счете сильносвязанных ядер в области свинца энергетически выгодна. «Свинцовая» долина в этом случае не так ярко выражена, как для ядерной системы, образующейся при столкновении ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm (см. рис. 4.6, *b*), но и здесь, как показывают расчеты, ожидается повышенный выход ядер в области свинца.

Поскольку при низких энергиях столкновения тяжелых ионов доминируют бинарные процессы, дополняющими к образующимся ядрам в области свинца будут, естественно, сверхтяжелые ядра в области $A \sim 280$. В случае ^{48}Ca и ^{248}Cm оболочечные эффекты приводят к повышенному выходу ядер с массами больше массы снаряда и меньше массы мишени (см. рис. 4.17, *a*). Такой симметризирующий процесс был назван (обычным) квазиделением. В случае же ^{238}U и ^{248}Cm повышенный выход ожидается для ядер легче снаряда (в области свинца) и тяжелее мишени (в области сверхтяжелых ядер). Такой антисимметризирующий процесс можно назвать инверсным квазиделением.

Оба эти процесса вызваны оболочечными эффектами. Однако если в первом случае процесс квазиделения играет своего рода деструктивную роль, уменьшая вероятность слияния ядер и

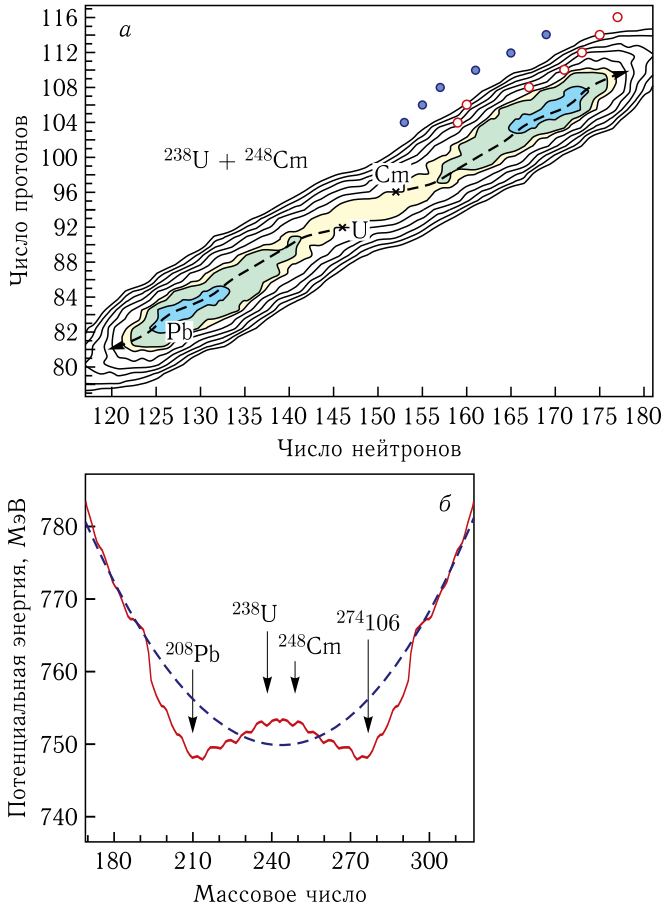


Рис. 4.16. Потенциальная энергия ядерной системы, образованной изначально при соприкосновении ^{238}U и ^{248}Cm , в зависимости от числа нуклонов, переданных от одного ядра другому: как функция Z и N (а) и как функция массового числа A (б), вычисленная вдоль штриховой линии на рис. а. Штриховая линия на рис. б показывает потенциальную энергию, вычисленную без учета оболочечной поправки δE в формуле (4.3). Кружками на рис. а обозначено положение сверхтяжелых ядер, синтезированных в реакциях «холодного» (синие кружки) и «горячего» (красные кружки) слияния (см. гл. 5)

образования сверхтяжелых элементов, то во втором случае процесс инверсного квазиделения может, наоборот, приводить к повышенному выходу нейтронно-избыточных сверхтяжелых ядер. На рис. 4.17, б показан топографический ландшафт теоретического сечения образования первичных фрагментов в процессах

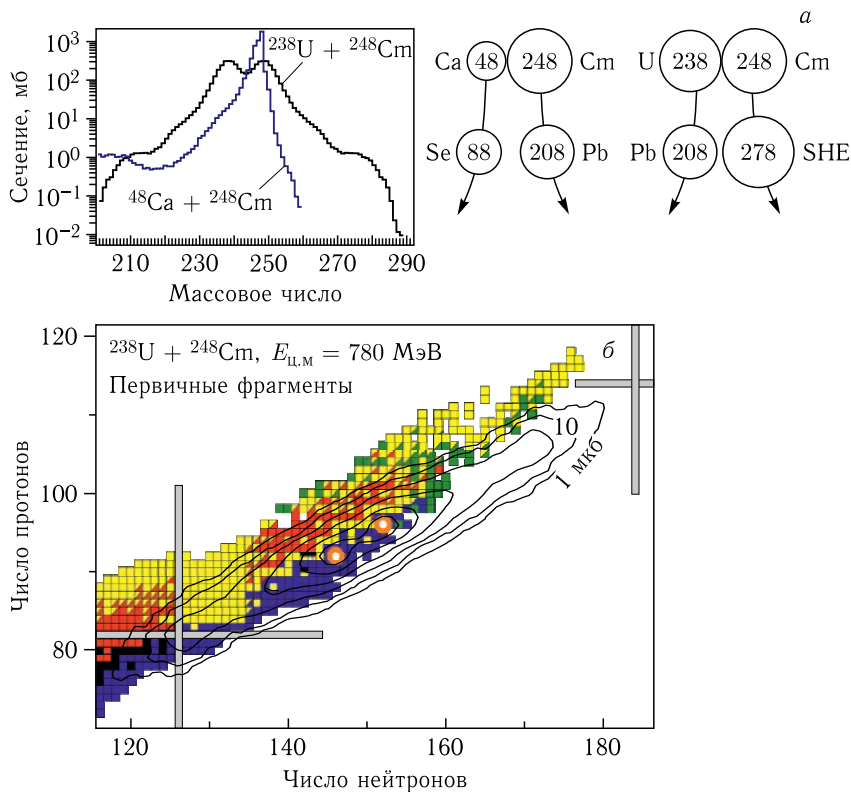


Рис. 4.17. Процесс инверсного (антисимметризирующего) квазиделения с образованием нейтронно-обогащенных сверхтяжелых ядер при столкновении ионов ^{238}U с кюриевой мишенью при энергии 780 МэВ в системе центра масс. На рис. б в топографическом масштабе показаны сечения выхода первичных фрагментов в этой реакции в зависимости от числа протонов и нейтронов

многонуклонных передач при столкновении ядер ^{238}U и ^{248}Cm с энергией 780 МэВ в системе центра масс. Нетрудно видеть, что с помощью таких реакций мы могли бы вплотную приблизиться к центру острова стабильности, недостижимого в процессах слияния ядер.

Все первичные фрагменты, образующиеся при столкновении тяжелых актинидных ядер, имеют значительную энергию возбуждения (зависящую от энергии столкновения), которая, как правило, превышает высоту их делительного барьера. Основным каналом их распада является деление, и в выходном канале будут, естественно, доминировать осколки деления. Однако при

низких энергиях столкновения некоторая (хоть и малая) часть сверхтяжелых ядер может выжить, испуская легкие частицы (преимущественно нейтроны) и гамма-кванты. В динамических расчетах, основанных на уравнениях (4.4) и (4.6), известны энергии возбуждения и угловые моменты всех образующихся первичных фрагментов, и вероятность их выживания можно посчитать, используя стандартную статистическую модель распада атомных ядер (см. ниже). Результаты таких расчетов показаны на рис. 4.18. Сечения выхода конечных ядер падают на несколько порядков по сравнению с выходом первичных фрагментов. Тем не менее эти сечения составляют порядка 1000 пб для синтеза новых нейтронно-обогащенных изотопов элементов с $Z \leq 102$ и порядка 1 пб для нейтронно-обогащенных изотопов сиборгия ($Z = 106$), лежащих на линии бета-стабильности и, как уже отмечалось, недостижимых в реакциях слияния. Это сечение находится в экспериментально достижимой области.

Реакции такого рода уже исследовались экспериментально с использованием радиохимических методов разделения элементов [12]. Чувствительность эксперимента позволила достичь уровня 1 мкб, при котором были получены изотопы менделевия ($Z = 101$). В этом случае наблюдалось монотонное падение сечений выхода элементов тяжелее мишени с увеличением их заряда (рис. 4.18). Простая экстраполяция этих данных без учета оболочечных эффектов (приводящих к повышенному выходу ядер в области свинца и дополняющих их сверхтяжелых элементов) показана на рис. 4.18 штриховой линией. Эта экстраполяция не оставляет шансов на получение элементов тяжелее резерфордия ($Z = 104$) в реакциях многонуклонных передач. Поэтому дальнейшее изучение оболочечных эффектов в низкоэнергетических столкновениях тяжелых ионов представляется крайне важным.

При получении и изучении свойств новых нейтронно-избыточных тяжелых ядер сталкиваются также и с «технической» проблемой их выделения (сепарации) из многочисленных продуктов ядерных реакций многонуклонных передач. Оказалось, что существующие методы и сепараторы, используемые для разделения легких продуктов реакций фрагментации или тяжелых испарительных остатков реакций слияния (см. ниже), не могут быть использованы для выделения и доставки к детектору тяжелого изотопа какого-либо элемента, полученного в реакции многонуклонной передачи. В последние годы, однако, был предложен и начал интенсивно изучаться и развиваться комбинированный метод сепарации ядер, основанный на их остановке в газе и последующей резонансной (селективной) лазерной ионизации.

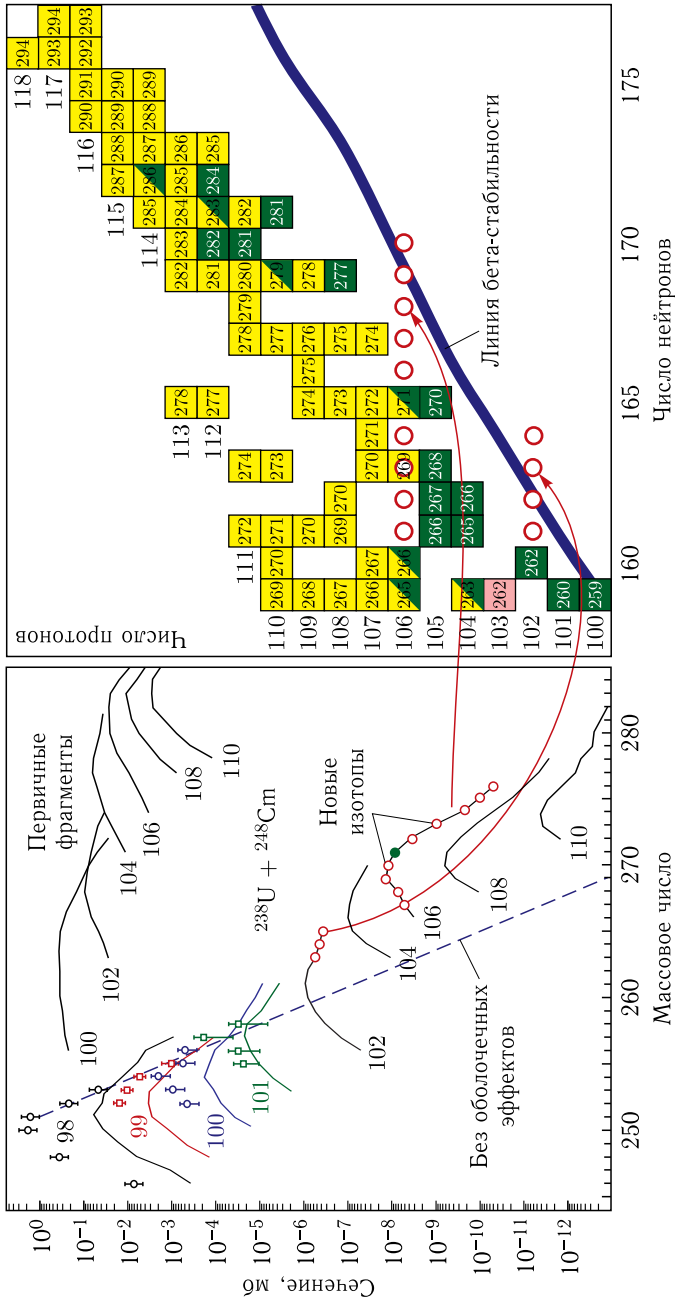


Рис. 4.18. Сечения образования испарительных остатков (выживших) сверхтяжелых ядер, образованных в процессе многонуклонных передач при столкновении ионов ^{238}U с ядрами мишени ^{248}Cm при энергии 780 МэВ в системе центра масс. Экспериментальные данные для этой реакции взяты из работы [12]

Такой метод позволяет извлекать ядра с заданным значением заряда, а последующее разделение однократно ионизированных изотопов по массе с помощью небольшого магнита не представляет проблемы. Времена жизни тяжелых нейтронно-избыточных ядер намного превышают быстрдействие такой установки.

Принципиальная схема установки для извлечения продуктов ядерных реакций посредством их остановки в газе и последующей селективной лазерной ионизации показана на рис. 4.19. Нейтронно-избыточные изотопы тяжелых элементов образуются на производящей мишени в реакциях передачи с тяжелыми ионами, ускоренными до энергий 5–10 МэВ/А (в зависимости от комбинации снаряда и мишени). Мишень помещается на входе в газовую ячейку (или внутрь ее объема). Продукты ядерной реакции, вылетающие из мишени в виде ионов, тормозятся и нейтрализуются за счет столкновений с атомами буферного газа в газовой ячейке, наполненной Ar или Ne высокой чистоты. Этот газ вместе со всеми продуктами реакции откачивается в вакуум через сверхзвуковое сопло или скиммер в торце ячейки. Длины волн лазеров подбираются таким образом, чтобы на выходе из этого сопла ионизировать (в двух- или трехступенчатом процессе) атомы только данного элемента (напомним, что ато-

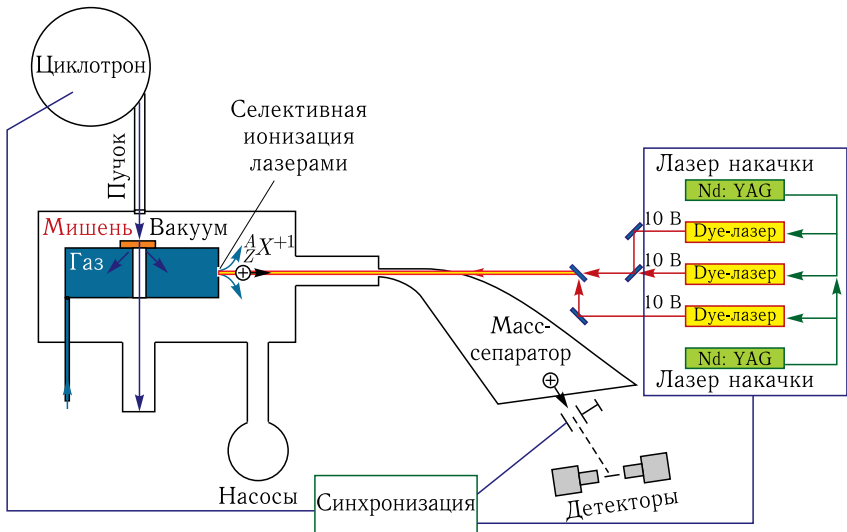


Рис. 4.19. Схематический вид установки резонансной лазерной ионизации атомов остановившихся в газе продуктов ядерных реакций с их последующим разделением по массе и транспортом к детектирующей системе

мы всех элементов имеют свою уникальную схему электронных состояний). Образованные таким образом ионы изучаемого элемента ускоряются до энергии 30–60 кэВ и сепарируются магнитом масс-сепаратора. Полученный низкоэнергетический пучок ионов имеет чрезвычайно малый эмиттанс. Ядра в этом пучке имеют строго определенную (заданную) массу и заряд и свободны от мешающих изотопов и изобар, что и позволяет с высокой чувствительностью производить изучение свойств распада этих ядер (в том числе в удаленной низкофоновой лаборатории). В последнее время установки такого рода начали создаваться сразу в нескольких лабораториях.

Список литературы к главе 4

1. *Wollersheimetal H.J.* // Phys. Rev. C. 1981. V.25. P. 2114.
2. *Wilczynski J.* // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 484.
3. *Rehm K. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 2629.
4. *Shen W. Q. et al.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 36. P. 115.
5. *Strutinsky V. M.* // Nucl. Phys. A. 1968. V. 22. P. 1.
6. *Maruhnand J., Greiner W.* // Z. Phys. A. 1972. V. 251. P. 431.
7. <http://nrv.jinr.ru/nrv/webnrv/driving/>
8. *Davies K. T. R., Sierk A. J., Nix J. R.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 13. P. 2385.
9. *Eisenberg J. M., Greiner W.* Microscopic Theory of the Nucleus. Amsterdam: North-Holland, 1972.
10. *Moretto L. G., Sventek J. S.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 58. P. 26.
11. *Itkis M. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 734. P. 136.
12. *Schädel M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 469.

Глава 5

РЕАКЦИИ СЛИЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Экспериментально установлено, что при более или менее центральных столкновениях ядер с низкой (но надбарьерной) энергией с наибольшей вероятностью происходит их полное слияние, т.е. образование составного моноядра с $Z_{CN} = Z_1 + Z_2$ и $A_{CN} = A_1 + A_2$. Таким образом, сечение слияния при надбарьерных энергиях близко к геометрическому сечению. Это справедливо, однако, лишь для столкновения легких и средних по массе ядер (или легких ядер с тяжелыми). При увеличении же массы сталкивающихся ядер все большую роль играют процессы квазиделения (см. предыдущую главу) и вероятность слияния резко уменьшается, что, в частности, затрудняет синтез новых сверхтяжелых ядер (см. ниже). При энергиях сталкивающихся ядер ниже высоты кулоновского барьера сечение слияния экспоненциально убывает. Вероятность слияния в этом случае определяется, грубо говоря, вероятностью туннелирования через потенциальный барьер (процесс, обратный испусканию альфа-частицы или тяжелого кластера из ядра). Возбуждение коллективных степеней свободы (например, колебания поверхностей или вращение деформированных ядер) сильно влияют на процесс подбарьерного слияния (см. ниже).

Образующееся при слиянии составное ядро обладает энергией возбуждения

$$E_{CN}^* = E_{ц.м} + E_{св}(Z_{CN}, A_{CN}) - E_{св}(Z_1, A_1) - E_{св}(Z_2, A_2) \equiv E_{ц.м} + Q_{fus}. \quad (5.1)$$

Энергия возбуждения сильно зависит не только от кинетической энергии столкновения в системе центра масс, $E_{ц.м}$, но и от энергии связи сталкивающихся ядер. При слиянии легких ядер Q -реакции, т.е. $Q_{fus} = E_{св}(Z_{CN}, A_{CN}) - E_{св}(Z_1, A_1) - E_{св}(Z_2, A_2)$, энергия возбуждения оказывается больше нуля, поскольку образующееся ядро со средней массой имеет большую удельную энергию связи (см. рис. В1), а при слиянии средних по массе и тяжелых ядер $Q_{fus} < 0$, и реакция слияния может

происходить лишь при энергии столкновения $E_{ц.м} > |Q_{fus}|$ (поскольку энергия возбуждения составного ядра не может быть отрицательной). Это ограничение, как правило, не очень существенно, поскольку в этом случае пороговая энергия оказывается намного ниже высоты кулоновского барьера, где сечение слияния оказывается малым из-за низкой проницаемости этого барьера.

5.1. Регистрация осколков деления и продуктов испарения составного ядра

Казалось бы, для того чтобы измерить сечение слияния, надо просто измерить выход образующихся в реакции и летящих вперед (в лабораторной системе координат) составных ядер (Z_{CN}, A_{CN}). Однако, поскольку эти ядра находятся в возбужденном состоянии, на пути к детектору они будут распадаться. Каналы распада зависят от энергии возбуждения и от свойств составного ядра. При энергиях возбуждения в несколько десятков мегаэлектронвольт для средних ядер основным каналом распада является испускание (испарение) легких частиц (нейтронов, протонов и альфа-частиц), а для тяжелых ядер — процесс деления на два близких по массе осколка (см. п. 5.2). Для ядер с массами $A_{CN} \sim 200$ оба процесса (испарение легких частиц и деление) происходят почти с одинаковой вероятностью. Таким образом, для того чтобы измерить сечение слияния ядер $\sigma_{fus} = \sigma_{fis} + \sigma_{EvR}$, надо зарегистрировать полный выход испарительных остатков и осколков деления, отличив их от продуктов других ядерных реакций.

На рис. 5.1 показана зависимость сечений слияния от энергии столкновения и энергии возбуждения составного ядра в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{170}\text{Er}$ [1] ($Q_{fus} = -111$ МэВ для этой реакции и $E_{CN}^* = E_{ц.м} - 111$ МэВ) и $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [2] ($Q_{fus} = -46,5$ МэВ). При больших энергиях возбуждения составное ядро ^{218}Ra , образующееся в первой реакции, в основном делится, а при энергиях возбуждения ниже 30 МэВ вероятность «выживания» этого ядра (т.е. снятия энергии возбуждения за счет испускания легких частиц и гамма-квантов) составляет почти 50%. Более тяжелое составное ядро ^{224}Th , образующееся во второй реакции, имеет меньший делительный барьер (равный примерно 7,4 МэВ, в то время как у ^{218}Ra он составляет около 11 МэВ), и сечение образования испарительных остатков гораздо меньше полного сечения слияния (см. рис. 5.1, б).

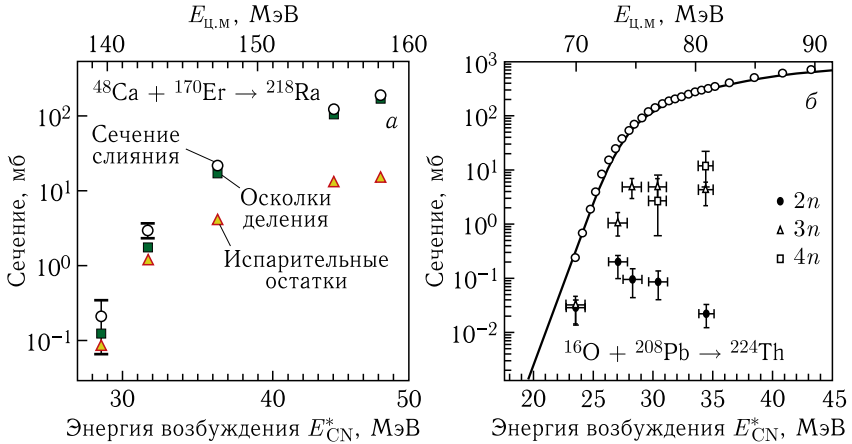


Рис. 5.1. Сечения слияния (кружки) в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{170}\text{Er}$ [1] и $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ [2] в зависимости от энергии возбуждения составного ядра, т.е. от энергии столкновения. Показаны также сечения выхода испарительных остатков и осколков деления (только на рис. *a*)

Для измерения выхода испарительных остатков, летящих под передними углами, надо их как-то отделить от нерассеянных ионов пучка и от продуктов других ядерных реакций. Для этой цели используют разного рода сепараторы, которые прежде всего отклоняют (и гасят на каком-либо стоппере) пучок, а затем выделяют ионы с нужной массой A_{CN} (которую можно определить по времени пролета и выделяемой в детекторе энергии, $A_{\text{CN}} \sim E \times \Delta t^2$) или ионы, движущиеся со скоростью составного ядра: $v_{\text{CN}} = (A_1/A_{\text{CN}})v_1$. Схематический вид электростатического сепаратора, который отделяет летящие вперед испарительные остатки от ионов пучка и от продуктов других реакций за счет их разного отклонения в высоковольтном электрическом поле, показан на рис. 5.2 [3].

Для аккуратного измерения сечения деления требуется определить полный выход осколков деления, летящих под углом 180° в системе центра масс и имеющих массы порядка $A_{\text{CN}}/2$, причем $A_{\text{fis}}^1 + A_{\text{fis}}^2 = A_1 + A_2$ с точностью массового разрешения детекторов и с учетом возможности испарения нескольких нейтронов как из возбужденного составного ядра (предделительные нейтроны), так и из самих осколков деления (постделительные нейтроны). Очевидно, что для симметричных комбинаций тяжелых ядер (например, $\text{Xe} + \text{Sn}$) сечение слияния невозможно измерить, поскольку в этом случае осколки деления попросту

Регистрация испарительных остатков составного ядра (электростатический сепаратор)

Регистрация осколков деления составного ядра

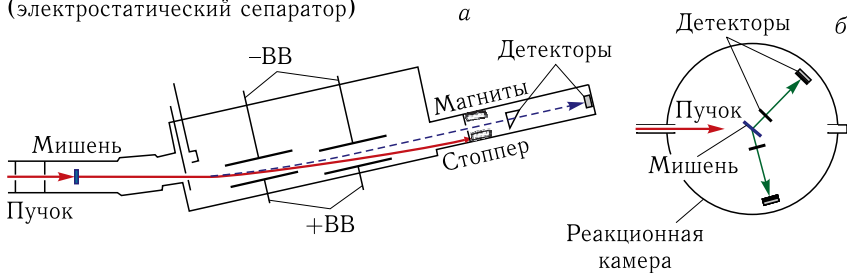


Рис. 5.2. Схематический вид электростатического сепаратора [3], используемого для регистрации испарительных остатков, образующихся в реакциях слияния (а), и реакционной камеры (б) с двумя плечами «старт-стоповых» детекторов для регистрации осколков деления составного ядра

нельзя отличить от продуктов упругого рассеяния и процессов малонуклонных передач.

5.2. Статистическая модель распада возбужденного ядра

Как уже отмечалось, в реакциях слияния образуется составное ядро, имеющее, как правило, довольно большую энергию возбуждения. Исключением является радиационный захват легких ядер, при котором испускается лишь один или несколько гамма-квантов. Такие реакции рассмотрены в п. 5.8.

Энергия возбуждения составного ядра E^* определяется выражением (5.1), а угловой момент этого ядра J — прицельным параметром (или орбитальным моментом) относительного движения двух ядер, при котором произошло слияние. Таким образом, при фиксированной энергии пучка энергия возбуждения составного ядра фиксирована, а по угловым моментам надо производить суммирование (с учетом вероятности слияния для данного прицельного параметра) при вычислении выхода испарительных остатков и осколков деления.

Основными каналами распада возбужденного ядра являются процессы испускания легких частиц (прежде всего нейтронов, протонов и альфа-частиц), гамма-квантов и деления. Эти процессы происходят в конкуренции друг с другом и сильно зависят от заряда и массы ядра, его энергии возбуждения и углового момента. Вероятность каждого из процессов принято определять с помощью так называемой ширины распада. Если определить пол-

ную ширину распада состояния (E^*, J) ядра Z, A как величину, обратную его времени жизни, $\Gamma(E^*, J) = \hbar/\tau$ ($\tau = T_{1/2}/\ln 2 = 1/\lambda$, где $T_{1/2}$ — период полураспада, а λ — вероятность распада), то «парциальные» ширины распада по отдельным каналам определяются как $\Gamma(E^*, J) = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma + \Gamma_f + \dots$

В некоторых случаях парциальные ширины могут быть измерены экспериментально. Однако, как правило, эти величины вычисляются в рамках статистической модели ядра, в которой используется понятие плотности уровней $\rho_{ZA}(E^*, J)$ [4]. Парциальные ширины испускания ядром C (с энергией возбуждения E^* и угловым моментом J) легких частиц $a (= n, p, \alpha, \dots)$ или гамма-квантов с мультиполярностью L и деления этого ядра определяются следующими простыми выражениями:

$$\Gamma_{C \rightarrow B+a}(E^*, J) = g^{-1} \int_0^{E^* - E_a^{\text{sep}}} \sum_{l,j} T_{lj}(e_a) \sum_{I=|J-j|}^{I=J+j} \rho_B(E^* - E_a^{\text{sep}} - e_a; I) de_a, \quad (5.2a)$$

$$\Gamma_\gamma^L(E^*, J) = g^{-1} \int_0^{E^*} \sum_{I=|J-L|}^{I=J+L} f_L(e_\gamma) e_\gamma^{2L+1} \rho_C(E^* - e_\gamma; I) de_\gamma, \quad (5.2b)$$

$$\Gamma_f(E^*, J) = g^{-1} \frac{\hbar \omega_B}{T} (\sqrt{1+x^2} - x) \int_0^{E^*} T_{\text{fis}}(e, J) \rho_C(E^* - e_a; J) de. \quad (5.2в)$$

Здесь $g = 2\pi\rho_C(E^*, J)$; $\rho_A(E^*, J)$ — плотность состояний ядра A с энергией возбуждения E^* и спином J ; $T_{lj}(e_a)$ — вероятность прохождения легкой частицы a с энергией e_a кулоновского и центробежного барьеров при вылете из ядра C . При испускании гамма-квантов с большой энергией обычно доминирует дипольное излучение с $L = 1$ и силовую функцию f_{E1} можно аппроксимировать выражением [5]

$$f_{E1}(e_\gamma) = 3,31 \cdot 10^{-6} (\text{МэВ}^{-1}) \frac{(A-Z)Z}{A} \frac{e_\gamma \Gamma_0}{(E_0^2 - e_\gamma^2)^2 + (e_\gamma \Gamma_0)^2} \quad (5.3)$$

с резонансной энергией $E_0 = 167,23/(A^{1/3} \sqrt{1,959 + 14,074A^{-1/3}})$ и шириной $\Gamma_0 \approx 5$ МэВ для тяжелых ядер.

Для делительной ширины, Γ_f , обычно используется поправка Крамерса, учитывающая влияние ядерной вязкости η (см. выше)

на процесс деления, $x = \eta/2\omega_0$, а ω_0 и ω_B — характеристические частоты параболических аппроксимаций потенциальной энергии ядра в зависимости от его деформации для основного состояния и для конфигурации вблизи седловой точки делительного барьера (их значения близки по величине, $\hbar\omega_0 \sim \hbar\omega_B \sim 1$ МэВ). Вообще говоря, ядерная вязкость должна зависеть от температуры ядра $T = \sqrt{E^*/a}$ (a — параметр плотности уровней, см. ниже), а ее величина изменится в диапазоне $(1-30) \cdot 10^{21}$ с⁻¹ и довольно плохо установлена к настоящему времени. Коэффициент ядерного трения, используемый выше в уравнениях Ланжевена (4.4), связан с вязкостью простым соотношением $\gamma_q = \mu_q \eta$, где μ_q — массовый параметр коллективной переменной q , имеющей размер длины, например, расстояние между центрами фрагментов R или абсолютное изменение размеров ядра при его деформации $s = R_0 \beta$. Таким образом, коэффициент трения имеет размерность [МэВ · с · фм⁻²].

При аппроксимации делительного барьера параболой его проницаемость, $T_{\text{fis}}(e)$, входящая в выражение (5.2в) для делительной ширины, определяется формулой $T_{\text{fis}}(e, J) = (1 + \exp\{-2\pi/\hbar\omega_B[e - B_{\text{fis}}(E^*, J)]\})^{-1}$; $B_{\text{fis}}(E^*, J) = B_0(E^*, J) - \hbar^2 J(J+1)[1/2\mathfrak{S}_{\text{gs}} - 1/2\mathfrak{S}_{\text{sd}}]$ — высота делительного барьера с учетом разницы моментов инерции ядра в основном состоянии и для конфигурации седловой точки; $\mathfrak{S}_{\text{gs, sd}} = k \frac{2}{5} MR^2(1 + \beta_2^{\text{gs, sd}}/3)$; $k \approx 0,4$ — эмпирический поправочный коэффициент, учитывающий уменьшение момента инерции ядра по сравнению с моментом инерции соответствующего твердого тела с массой M . Вероятность туннелирования под делительным барьером, т. е. проницаемость $T_{\text{fis}}(e)$, чрезвычайно мала из-за большой массы осколков деления. Поэтому очень часто предполагают, что $T_{\text{fis}}(e < B_{\text{fis}}) = 0$ и интегрирование в (5.2в) выполняется от B_{fis} до E^* .

Высота самого барьера $B_0(E^*, J)$ определяется его макроскопическими свойствами по отношению к большим деформациям, т. е. изменением кулоновской и «поверхностной» энергий в формуле Вайцзеккера при переходе от сферической формы к сильно деформированной форме ядра в седловой точке, и изменением его микроскопических свойств (т. е. оболочечной структуры) при таких деформациях: $B_0(E^*, J) = B_{\text{LD}}(J) - \delta W(E^*, J)$.

В жидкокапельной модели массу ядра (т. е. сумму масс нуклонов за исключением энергии связи) можно упрощенно запи-

сать в следующем виде (см. выражения (B1) и (B2)):

$$M(Z, A; \delta)c^2 = Zm_p c^2 + Nm_n c^2 - [c_{об}A - c'_{пов}S(\delta) - Z^2 f(\delta)]. \quad (5.4)$$

При деформации ядра площадь его поверхности увеличивается, значит, увеличивается число менее связанных поверхностных нуклонов и суммарная энергия связи уменьшается (масса растёт). В формуле (5.4) параметр δ призван описывать изменение деформации: при $\delta = 0$ ядро имеет сферическую форму с минимальной для данного объема поверхностью $S(0) = 4\pi R^2$. Кулоновская энергия (пропорциональная произведению зарядов и обратно пропорциональная расстоянию между ними) уменьшается с увеличением деформации, поскольку при этом увеличивается среднее расстояние между протонами. Это учитывается множителем $f(\delta)$ в последнем слагаемом в формуле (5.4), который уменьшается с увеличением δ ($f(\delta = 0) = 3e^2/5R_C$, см. (B2)).

На рис. 5.3 схематично показано изменение полной энергии ядра, $M(Z, A; \delta)c^2$, а также его поверхностной и кулоновской энергий при увеличении деформации. Там же схематично показано изменение формы ядра (Z, A) при его делении на два осколка (Z_1, A_1) и (Z_2, A_2) . Когда эти осколки разлетаются на бесконечно большое расстояние, в силу закона сохранения энергии $M(ZA)c^2 = M(Z_1A_1)c^2 + M(Z_2A_2)c^2 + Q_{\text{fis}}$; Q_{fis} — высвобождаемая при делении энергия, реализуемая в виде кинетической энергии ядер-осколков и энергии их возбуждения (снимаемая впоследствии за счет испарения нейтронов и испускания гамма-квантов). Для всех тяжелых ядер $Q_{\text{fis}} > 0$ и, таким образом, им энергетически выгодно разделиться на два более сильно связанных осколка. Однако при этом ядру требуется преодолеть так называемый барьер деления, B_{fis} . Величина этого барьера очень высока для ядер с массой $A \sim 200$, и эти ядра стабильны относительно деления (они могут поделиться, если их энергия возбуждения превышает делительный барьер). Для более тяжелых ядер с $A \sim 240$ высота делительного барьера составляет порядка 6 МэВ, и они уже могут испытывать спонтанное деление.

Заметим, что форма ядра при делении имеет довольно сложный вид, и ее нельзя описать с помощью лишь одного параметра. Деление происходит в многомерном пространстве параметров деформации и регулируется многомерной энергетической поверхностью с несколькими локальными минимумами и седловыми точками, обусловленными квантовыми (оболочечными) свойствами ядерной системы. Все это, однако, не изменяет качественного объяснения механизма деления, изображенного на рис. 5.3.

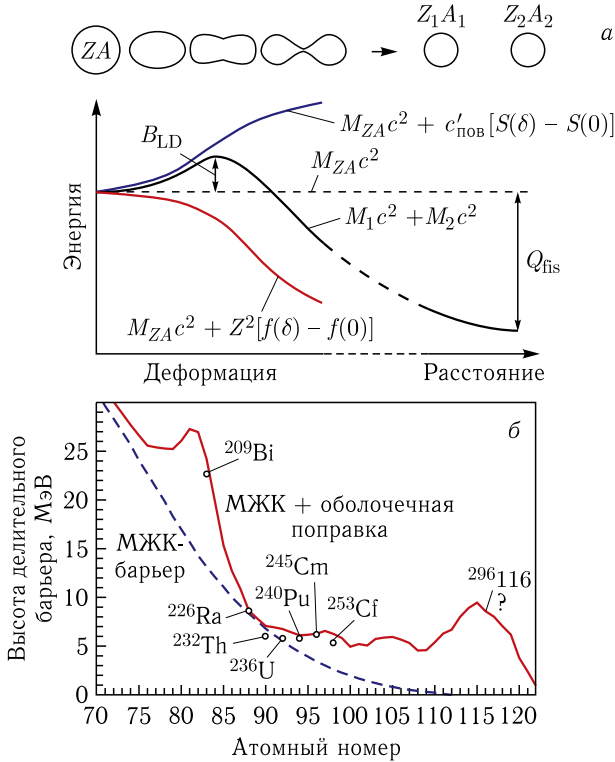


Рис. 5.3. а) Схематическое изображение изменения энергии ядра при его деформации и последующем делении в модели жидкой капли (МЖК) [6]. б) Делительные барьеры изотопов тяжелых ядер, расположенных вдоль линии стабильности. Штриховая кривая показывает расчет по жидкокапельной модели ядра [4], а сплошная кривая — с учетом оболочечных поправок [7]. Для некоторых ядер приведены экспериментальные значения высоты делительных барьеров [8]

Жидкокапельная модель ядра [6] предсказывает монотонное уменьшение высоты делительного барьера с ростом заряда атомного ядра за счет увеличения кулоновской энергии. Однако учет оболочечных эффектов (возникающих вследствие квантового характера движения нуклонов в среднем поле ядра) приводит к значительному изменению этой монотонной зависимости и, в частности, к резкому увеличению высоты делительного барьера для ядер с замкнутыми оболочками. На рис. 5.3, б показаны теоретические оценки высоты делительных барьеров, сделанные с учетом и без учета оболочечных поправок к энергии основного состояния ядер, расположенных вблизи линии стабильности.

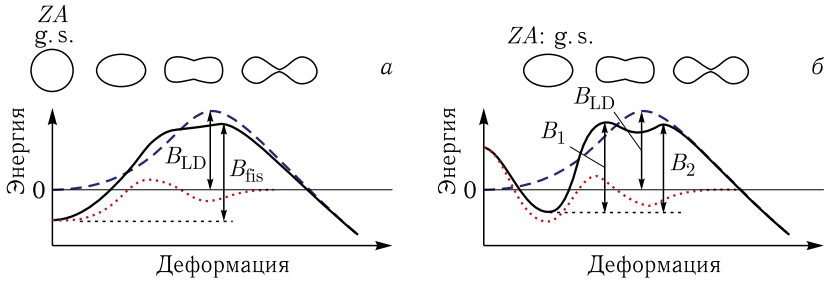


Рис. 5.4. Схематическое изображение изменения энергии ядра при его деформации. Штриховая кривая показывает изменение макроскопической составляющей этой энергии, она всегда минимальна при нулевой деформации. Пунктирная кривая — оболочечная поправка, которая при нулевой деформации может быть отрицательной (в этом случае ядро сферическое в основном состоянии) или положительной (тогда суммарная энергия имеет минимум при ненулевой деформации, случай справа)

Для некоторых ядер показаны также экспериментальные значения B_{fis} , взятые из [8].

Микроскопическая поправка $\delta W(Z, A; \delta)$, обусловленная неравномерностью расположения однонуклонных состояний в его среднем поле (см. схематический рис. 1.2, б), приводит ко многим важным эффектам.

1. Для ядер с замкнутыми оболочками (или близких к ним) микроскопическая поправка значительно уменьшает энергию их основного состояния, $\delta W(Z, A; \delta = 0) < 0$, и тем самым увеличивает высоту делительного барьера (см. рис. 5.4, а).

2. Зависимость оболочечной поправки от деформации приводит во многих случаях к ситуации, когда $\delta W(Z, A; \delta = 0) > 0$, а $\delta W(Z, A; \delta \neq 0) < 0$ и энергия (масса) ядра оказывается наименьшей при $\delta \neq 0$, т. е. ядро в основном состоянии имеет ненулевую деформацию.

3. Отрицательные значения оболочечной поправки при $\delta \neq 0$ могут приводить к дополнительному минимуму в области делительного барьера, который тогда становится «двугорбым» (см. рис. 5.4, б). Находясь в таком минимуме, сильно деформированное ядро может иметь довольно большое время жизни — изомерное состояние ядра (в этом случае так называемый изомер формы).

4. Оболочечная поправка приводит к стабильности (по отношению к спонтанному делению) очень тяжелых ядер, для которых макроскопический (жидкокапельный) делительный барьер практически исчезает и эти ядра вообще не могли бы

существовать без учета квантовых свойств движения нуклонов (см. рис. 5.3, б).

Экспериментальные данные указывают на то, что оболочечная поправка должна исчезать при большой энергии возбуждения (температуре) ядра. Для описания этого явления обычно используют так называемый демпинг-фактор $\gamma_D \sim 0,06 \text{ МэВ}^{-1}$, и результирующий барьер деления (его высоту) записывают в виде $B_0(E^*, J) = B_{LD}(J) - \delta W \cdot \exp(-\gamma_D E_{\text{int}})$, где δW — оболочечная поправка к основному состоянию ядра (а оболочечной поправкой в седловой точке просто пренебрегают). E_{int} — это «внутренняя» энергия возбуждения ядра без учета энергии его вращения: $E_{\text{int}} = E^* - E_{\text{rot}}$, $E_{\text{rot}} = (\hbar^2/2\mathfrak{I}_{\text{gs}})J(J+1)$.

Плотность состояний возбужденного ядра, которая является основной частью уравнений (5.2), имеет вид

$$\rho(E, J; \beta_2) = \text{const} \times K_{\text{coll}}(\beta_2) \frac{2J+1}{E^2} \exp[2\sqrt{aE_{\text{int}}(J)}], \quad (5.5)$$

где $E = E^* - \delta$ ($\delta = 0, \Delta$ или 2Δ для нечетно-нечетных, четно-нечетных и четно-четных ядер, $\Delta = 11/\sqrt{A}$ МэВ), а $K_{\text{coll}}(\beta_2)$ — эмпирический параметр увеличения плотности уровней ядер за счет возбуждения коллективных степеней свободы (вращения ядра или колебаний его поверхности) [9]. Для параметра плотности уровней часто используется параметризация, учитывающая затухание оболочечной поправки в виде

$$a = a_0 \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp(-\gamma_D E_{\text{int}})}{E_{\text{int}}} \right], \quad (5.6)$$

где $a_0 = 0,073 \cdot A + 0,095 \cdot A^{2/3} \text{ МэВ}^{-1}$.

Для оценки сечения образования какого-либо испарительного остатка необходимо вычислить вероятность последовательного испускания соответствующих легких частиц и гамма-квантов в конкуренции с делением (такой процесс называется испарительным каскадом). Вероятность испускания легкой частицы определяется простым соотношением $\Gamma_a/\Gamma_{\text{tot}}$, где $\Gamma_{\text{tot}}(Z, A; E^*, J) = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \dots + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$ — полная ширина распада данного ядра. При испускании легкой частицы энергия возбуждения оставшегося ядра уменьшается на величину кинетической энергии этой частицы и величину ее энергии связи в исходном ядре. Для тяжелых ядер (имеющих высокий кулоновский барьер, препятствующий испусканию заряженных частиц) основными каналами распада являются испарение нейтронов и деление. Для

легких и средних по массе ядер испарение нейтронов конкурирует с испусканием протонов и альфа-частиц.

В качестве примера приведем выражение для вероятности образования ядра $(Z, A' = A - x)$ после испарения x нейтронов из составного ядра (Z, A) с начальной энергией возбуждения E_0^* и угловым моментом J_0 (этот случай важен для реакций синтеза сверхтяжелых элементов, см. ниже):

$$\begin{aligned}
 P_{\text{EvR}}(A \rightarrow A' + xn) = & \int_0^{E_0^* - E_n^{\text{sep}}(1)} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}}(E_0^*, J_0) P_n(E_0^*, e_1) de_1 \times \\
 & \times \int_0^{E_1^* - E_n^{\text{sep}}(2)} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}}(E_1^*, J_1) P_n(E_1^*, e_2) de_2 \dots \times \\
 & \times \int_0^{E_{x-1}^* - E_n^{\text{sep}}(x)} \frac{\Gamma_n}{\Gamma_{\text{tot}}}(E_{x-1}^*, J_{x-1}) P_n(E_{x-1}^*, e_x) \times \\
 & \times G_{N\gamma}(E_x^*, J_x \rightarrow \text{g.s.}) de_x. \quad (5.7)
 \end{aligned}$$

В этом выражении $E_n^{\text{sep}}(k)$ и e_k — энергия отделения и кинетическая энергия k -го испарительного нейтрона; $E_k^* = E_0^* - \sum_{i=1}^k [E_n^{\text{sep}}(i) + e_i]$ — энергия возбуждения ядра $(Z, A - k)$ после испарения k нейтронов; $P_n(E^*, e) = C\sqrt{e} \exp[-e/T(E^*)]$ — вероятность испарения нейтрона с кинетической энергией e из ядра с энергией возбуждения E^* (C — нормировочный коэффициент, определяемый из условия

$$\int_0^{E^* - E_n^{\text{sep}}} P_n(E^*, e) de = 1).$$

Величина $G_{N\gamma}$ в (5.7), определяющая вероятность того, что оставшиеся после испускания x нейтронов энергия возбуждения E_x^* и угловой момент J_x будут унесены гамма-квантами, может быть аппроксимирована выражением

$$G_{N\gamma}(E_x^*, J_x \rightarrow \text{g.s.}) = \prod_{i=1}^N \frac{\Gamma_\gamma(E_i^*, J_i)}{\Gamma_{\text{tot}}(E_i^*, J_i)}, \quad (5.8)$$

в котором $E_i^* = E^* - (i - 1)\langle e_\gamma \rangle$, $J_i = J - (i - 1)$, $\langle e_\gamma \rangle$ — средняя энергия дипольного гамма-кванта (лежащая в интервале

0,1–1 МэВ), а число испущенных гамма-квантов N определяется из условия $E_N^* < B_{\text{fis}}$ (поскольку при энергиях возбуждения ниже высоты делительного барьера вероятность деления очень мала и $\Gamma_\gamma/\Gamma_{\text{tot}} \approx 1$).

Наглядной иллюстрацией формулы (5.7) и входящих в эту формулу величин является показанная на рис. 5.5 схема распада возбужденного ядра ^{256}No (образующегося, например, в реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$) с энергией возбуждения порядка 20 МэВ с испусканием двух нейтронов и нескольких гамма-квантов и с образованием конечного ядра (испарительного остатка) ^{254}No . А на рис. 5.6 показаны ширины распада и вероятность выживания этого ядра при испускании нескольких нейтронов в зависимости от энергии возбуждения. Высота делительного барьера этого ядра достаточно мала ($B_{\text{LD}} = 1,26$ МэВ, $\delta W = -4,5$ МэВ, $E_n^{\text{sep}} = 7,1$ МэВ), и поэтому при энергиях возбуждения выше 6 МэВ доминирует канал деления. Вероятность испарения нейтронов на один или два порядка (в зависимости от энергии возбуждения) меньше, а вероятность испускания заряженных частиц (протонов или альфа-частиц) ничтожно мала. При уменьшении энергии возбуждения ниже E_n^{sep} испарение нейтрона уже невозможно, и с делением конкурирует лишь процесс

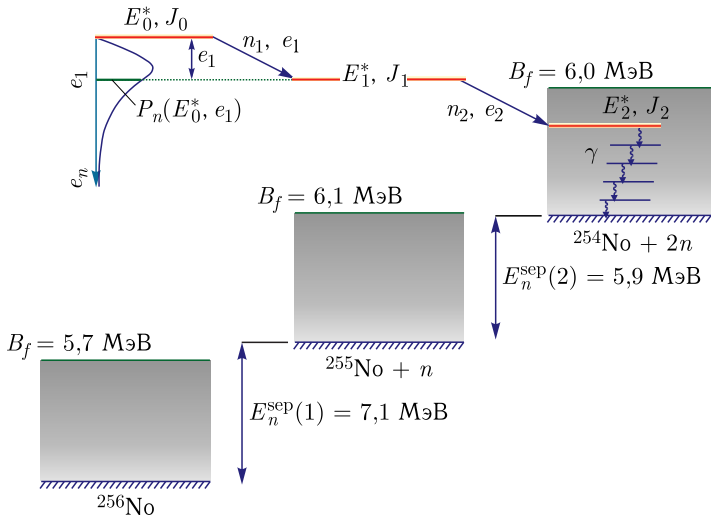


Рис. 5.5. Схема последовательного распада возбужденного ядра ^{256}No с испусканием двух нейтронов и нескольких гамма-квантов. Все обозначения объяснены в тексте

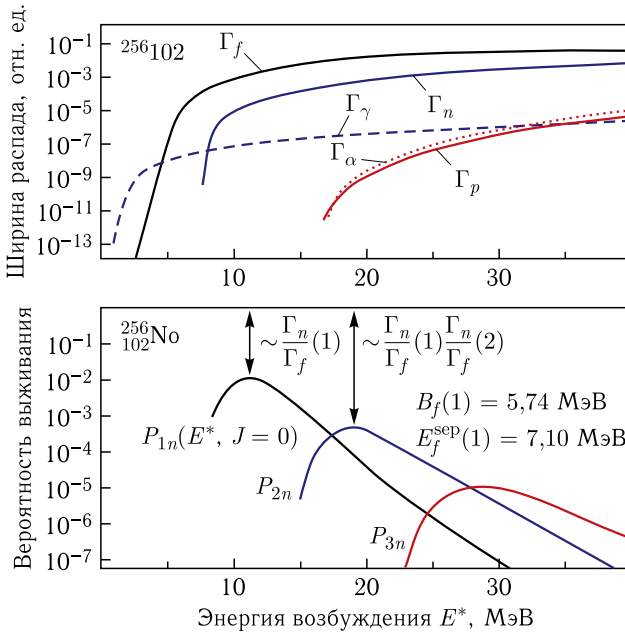


Рис. 5.6. Ширины распада (в относительных единицах) и вероятность выживания возбужденного ядра ^{256}No в каналах с испусканием одного, двух и трех нейтронов

испускания гамма-квантов, который становится доминирующим при $E^* < B_{\text{fis}}$.

Вместо достаточно трудоемкого вычисления нескольких вложенных интегралов типа (5.7) для оценки вероятностей распада составного ядра сразу по всем возможным каналам часто используют так называемый метод Монте-Карло, моделирующий испарительный каскад, происходящий в конкуренции с делением. Для данной энергии возбуждения ядра случайным образом выбирается один из возможных распадов i ($i = n, p, \alpha, \gamma, f$) с учетом его вероятности $\Gamma_i/\Gamma_{\text{tot}}$. Если это не процесс деления, то для следующего (дочернего) ядра с энергией возбуждения, уменьшенной на величину энергии связи испущенной частицы и ее кинетической энергии, проделывается то же самое. Такой испарительный каскад прослеживается до тех пор, пока энергия возбуждения не становится меньше высоты делительного барьера и энергии связи нейтрона. Полученное конечное ядро и определяет конкретный канал распада исходного составного ядра. Эта процедура проделывается большое число раз, и вероятность образования, например, конечного холодного ядра с

испусканием x нейтронов, y протонов и z альфа-частиц определяется как $N(xn, yp, z\alpha)/N_{\text{tot}}$, где $N(xn, yp, z\alpha)$ — число полученных событий такого рода, а N_{tot} — полное число испытанных событий. Таким образом, чтобы в этом методе получить хотя бы одно событие с испусканием протона или альфа-частицы при распаде ядра ^{256}No с энергией возбуждения 30 МэВ необходимо испытать по крайней мере $N_{\text{tot}} = 10^7$ событий (см. рис. 5.6). Вычисление распадных ширин и самих вероятностей образования конечных ядер (испарительных остатков) может быть сделано непосредственно в сети Интернет на сайте <http://nr.v.jinr.ru>.

5.3. Слияние ядер при надбарьерных энергиях

Как уже отмечалось, при соприкосновении поверхностей легких и средних по массе ядер с большой вероятностью происходит их полное слияние, т. е. образование более или менее сферического составного ядра с $Z_{\text{CN}} = Z_1 + Z_2$ и $A_{\text{CN}} = A_1 + A_2$, и таким

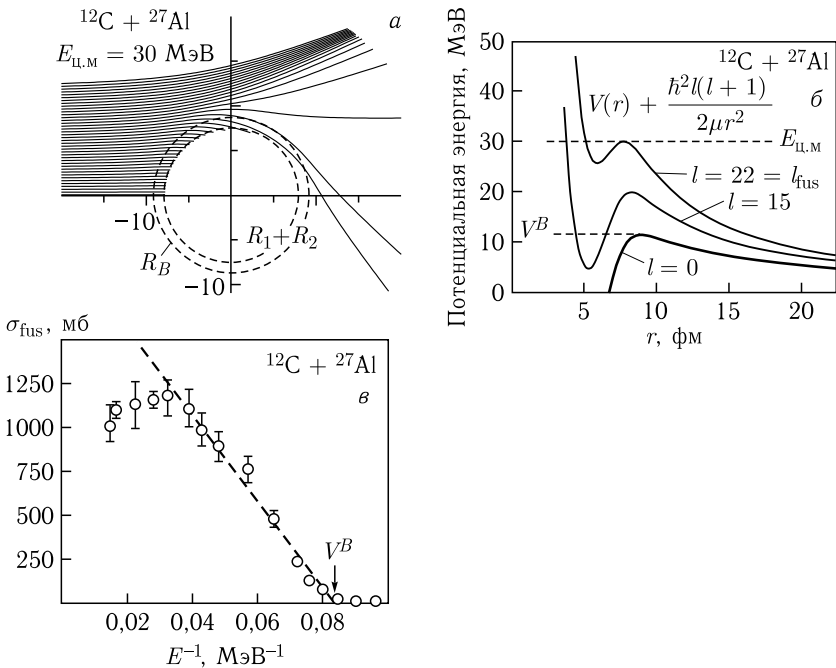


Рис. 5.7. Поле траекторий (а), эффективная потенциальная энергия (б) и сечение слияния (в) ядер $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$. На рис. а окружности показывают сумму радиусов двух ядер (при достижении этого расстояния ядра сливаются) и положение кулоновского барьера

образом при надбарьерных энергиях сечение слияния близко к геометрическому сечению. На рис. 5.7, *а* показаны траектории движения ядер $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ при энергии столкновения 30 МэВ, что значительно выше кулоновского барьера, равного примерно 11 МэВ. На рис. 5.7, *б* приведена потенциальная энергия взаимодействия этих ядер с учетом их центробежной энергии $\hbar^2 l(l+1)/2\mu r^2$. Хорошо видно, что без учета туннелирования ядра могут прийти в соприкосновение для всех парциальных волн, меньших некоторого l_{fus} (равного в данном случае 22), или, что то же самое, при всех прицельных параметрах, меньших $b_{\text{fus}} = l_{\text{fus}}/k$ ($\hbar^2 k^2/2\mu = E$).

Сечение выхода испарительных остатков (например, в канале с испусканием x нейтронов, y протонов и z альфа-частиц), сечение деления и полное сечение слияния можно записать следующим образом:

$$\sigma_{\text{EvR}}^{xn,yp,z\alpha}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P(l, E) \cdot P_{\text{EvR}}^{xn,yp,z\alpha}(l, E), \quad (5.9a)$$

$$\sigma_f(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P(l, E)P_{\text{fis}}(l, E), \quad (5.9б)$$

$$\sigma_{\text{fus}}(E) = \sigma_{\text{EvR}}^{xn,yp,z\alpha} + \sigma_f = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P(l, E). \quad (5.10)$$

Для ядер с большой массой вероятность прохождения эффективного барьера (т.е. вероятность соприкосновения поверхностей двух ядер) $P(l \leq l_{\text{fus}}) \approx 1$, а $P(l > l_{\text{fus}}) \approx 0$. В этом

случае $\sigma_{\text{fus}}(E) \approx \pi/k^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{fus}}} (2l+1) \approx \pi l_{\text{fus}}^2/k^2 = \pi b_{\text{fus}}^2$, т.е. сече-

ние слияния действительно близко к «геометрическому» сечению с поправкой на реальные (не прямолинейные) траектории. Величину l_{fus} легко оценить из равенства «эффективного» кулоновского барьера и энергии столкновения (см. рис. 5.7, *б*):

$$V^B + \frac{\hbar^2 l_{\text{fus}}(l_{\text{fus}}+1)}{2\mu R_B^2} = E \quad \text{или} \quad l_{\text{fus}}^2 = \frac{2\mu R_B^2}{\hbar^2}(E - V^B).$$

Таким образом, при надбарьерных энергиях сечение слияния определяется простым выражением $\sigma_{\text{fus}}(E) = \pi R_B^2(1 - V^B/E)$. Если изобразить сечение как функцию $1/E$ (см. рис. 5.7, *в*), то это выражение можно использовать для экспериментального определения высоты кулоновского барьера V^B для данной комбинации

ядер. Линейная экстраполяция такой зависимости как раз и дает высоту барьера. В реальности сечение слияния конечно же не обращается в нуль при $E < V^B$ (см. п. 5.4).

5.4. Подбарьерное слияние ядер. Формула Хилла–Уиллера

Подбарьерное (и околобарьерное) слияние ядер вызывает особый интерес по двум причинам. Во-первых, для синтеза новых элементов (см. ниже) приходится выбирать как можно меньшую энергию столкновения, для того чтобы уменьшить энергию возбуждения образующегося составного ядра и тем самым увеличить вероятность его выживания в конкуренции с доминирующим каналом деления. Во-вторых, при таких энергиях динамика процесса слияния оказывается намного сложнее (см. ниже), что вызывает повышенный интерес к ее изучению.

На рис. 5.8 показаны сечения слияния в реакциях $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ [10] и $^{36}\text{S} + ^{90}\text{Zr}$ [11]. При подбарьерных энергиях столкновения эти сечения не обращаются в нуль, а экспоненциально убывают, как и должно быть, если учесть возможность квантового туннелирования через потенциальный барьер. Если, однако, аккуратно посчитать вероятность такого туннелирования для каждой парциальной волны $P(l, E)$ (это достаточно просто можно сделать, решив соответствующие радиальные уравнения Шредингера с подходящими граничными условиями) и подставить ее в выражение (5.10) для сечения слияния, то полученный результат (показанный на рис. 5.8 штриховыми кривыми) резко отличается от эксперимента в подбарьерной области.

При вычислении сечений слияния (барьерной проницаемости) в данном случае использовалась простейшая модель, в которой сталкивающиеся ядра считались бесструктурными и сферически-симметричными. Ядерная часть потенциальной энергии их взаимодействия выбиралась в форме потенциала Вудса–Саксона с параметрами $V_0 = -105$ МэВ, $r_0^V = 1,12$ фм, $a_V = 0,75$ фм для первой реакции и $V_0 = -77,5$ МэВ, $r_0^V = 1,15$ фм, $a_V = 0,8$ фм для второй. Высоты соответствующих кулоновских барьеров, V^B , указаны стрелками на рис. 5.8.

Значительное превышение экспериментального сечения слияния в подбарьерной области по сравнению с оценками, полученными в модели проницаемости одномерного барьера (см. рис. 5.8, в), объясняется сильным влиянием внутренних

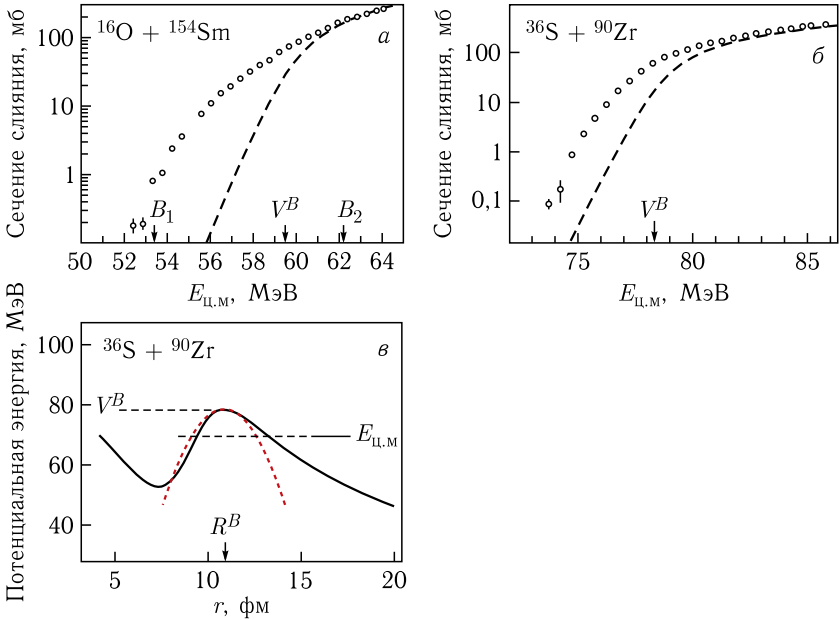


Рис. 5.8. Сечения слияния в реакциях $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ (а) [10] и $^{36}\text{S} + ^{90}\text{Zr}$ (б) [11]. Штриховыми кривыми показаны результаты расчетов по формуле (5.10) с учетом квантового туннелирования через соответствующие одномерные потенциальные барьеры. На рис. в приведены потенциальная энергия взаимодействия ядер ^{36}S и ^{90}Zr и аппроксимация кулоновского барьера параболой (см. текст)

степеней свободы ядер (в данном случае вращения деформированного ядра ^{154}Sm и колебаний поверхностей сферических ядер ^{36}S и ^{90}Zr) на их относительное движение (т.е. на динамику слияния) при низких энергиях. Механизм этого влияния объясняется в п. 5.5.

Для более быстрой оценки проникаемости барьера (без решения соответствующего уравнения Шредингера) можно использовать простую формулу Хилла–Уиллера [12], которая является точной для случая проникаемости параболического барьера. Реалистическую потенциальную энергию взаимодействия двух ядер (например, показанную на рис. 5.8, в) можно аппроксимировать в области барьера перевернутой параболой: $V(r) \approx V^B + \frac{1}{2}V''(r = R_B)(r - R_B)^2$ ($V'' < 0$ в точке максимума). Такой параболический потенциал характеризуется осцилляторной частотой $\omega_B = \sqrt{-V''(R_B)/\mu}$, зависящей от ширины барьера

(μ — приведенная масса сталкивающихся ядер). В этом случае проницаемость барьера может быть вычислена по формуле

$$P_{\text{НВ}}(l, E) = \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar\omega_B} [B(l) - E] \right) \right]^{-1}. \quad (5.11)$$

Здесь учтено увеличение высоты эффективного барьера с увеличением орбитального момента за счет центробежной энергии

(см. рис. 5.7): $B(l) = V^B + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_B^2}$. Для глубокоподбарьер-

ных энергий можно легко учесть некоторое уширение реального барьера и соответствующее уменьшение величины $\omega_B(E)$. В подбарьерной области энергий эта формула дает значения проницаемости, очень близкие к точным значениям, полученным с помощью решения уравнения Шредингера.

5.5. Связь каналов. Эмпирическое и квантовое описания процесса слияния

В процессе слияния атомных ядер наиболее важную роль, конечно, играет их относительное движение. Для того чтобы ядра слились в одно составное ядро, им необходимо преодолеть кулоновский барьер и прийти в соприкосновение. Однако, как показано выше в гл. 1, потенциальная энергия взаимодействия двух ядер зависит не только от расстояния между центрами этих ядер r , но также и от взаимной ориентации этих ядер (если они имеют статическую деформацию в основном состоянии), и от динамических деформаций их поверхностей, см. рис. 1.6–1.8 и соответствующие формулы в гл. 1.

Это означает, что использованная выше модель одномерного барьера (т.е. зависимость потенциальной энергии только от переменной r) является слишком упрощенной. Ядрам при своем сближении приходится на самом деле преодолевать по крайней мере двумерный барьер (потенциальный гребень или хребет, см. рис. 1.6 и 1.8), который не может характеризоваться некоторой конкретной высотой V^B , а описывается функциями $V^B(\vartheta)$ или $V^B(\beta)$, зависящими от ориентации деформированных ядер или от их динамических деформаций. На рис. 5.8, а стрелками показаны высоты кулоновского барьера взаимодействия сферического ядра ^{16}O с деформированным (в основном состоянии) ядром ^{154}Sm ($\beta_2^{\text{gs}} \approx 0,3$). V^B указывает высоту барьера в предположении о сферической форме ядра ^{154}Sm , а B_1 и B_2 показывают реальные барьеры для двух предельных ориентаций ядра ^{154}Sm :

с осью симметрии, направленной по оси между двумя ядрами (конфигурация «нос к носу», $B_1 = V^B(\vartheta = 0)$) и перпендикулярно к ней (конфигурация «бок к боку», $B_2 = V^B(\vartheta = \pi/2)$).

Проницаемость многомерного барьера (т.е. учет связи относительного движения ядер с их вращением и/или их динамическими деформациями) можно оценить с помощью той же формулы Хилла–Уиллера (5.11), если провести соответствующее «усреднение» по высоте барьера. Для случая динамических деформаций (слияние сферических ядер, см. рис. 1.8) результирующая проницаемость $P(l, E)$, определяющая сечение слияния (5.10), вычисляется как

$$P(l, E) = \int F(B) P_{\text{НВ}}[l, E; V^B(\beta)] dB, \quad (5.12)$$

где $F(B)$ — нормированная на единицу функция, которую можно аппроксимировать гауссианом

$$F(B) = N \cdot \exp\left(-\left[\frac{B - B_0}{\Delta_B}\right]^2\right) \quad (5.13)$$

с максимумом при $B_0 = (B_1 + B_2)/2$ и шириной $\Delta_B = (B_2 - B_1)/2$. В качестве B_1 в этом случае выбирается минимальная высота двумерного барьера V^{sd} (см. седловую точку на рис. 1.8 и 5.10), а B_2 соответствует кулоновскому барьеру сферических ядер, т.е. $B_2 = V^B(\beta = 0)$.

При слиянии статически деформированных ядер проницаемость двумерного барьера должна быть просто усреднена по их взаимной ориентации

$$P(l, E) = \frac{1}{4} \int_0^\pi \int_0^\pi P_{\text{НВ}}[l, E; V^B(\vartheta_1, \vartheta_2)] \sin \vartheta_1 \sin \vartheta_2 d\vartheta_1 d\vartheta_2, \quad (5.14)$$

где $V^B(\vartheta_1, \vartheta_2)$ — зависящая от взаимной ориентации высота барьера (см. рис. 1.6 и 1.7).

Формулы (5.12)–(5.14) совместно с выражением (5.10) для сечения реализуют простую и наглядную эмпирическую модель связанных каналов слияния ядер (empirical coupled channels, ЕСС), прекрасно описывающую экспериментальные данные (см. ниже). В квантовой модели связи каналов (quantum coupled channels, QСС) для описания подбарьерного слияния атомных ядер необходимо решить систему связанных уравнений

Шредингера для полного гамильтониана, описывающего относительное движение деформируемых и вращающихся ядер:

$$H = -\frac{\hbar^2 \nabla_{\mathbf{r}}^2}{2\mu} + V_C(r; s_{1\lambda}, \vartheta_1, s_{2\lambda}, \vartheta_2) + V_N(r; s_{1\lambda}, \vartheta_1, s_{2\lambda}, \vartheta_2) + \\ + \sum_{i=1,2} \frac{\hbar^2 \hat{I}_i^2}{2\mathfrak{S}_i} + \sum_{i=1,2} \sum_{\lambda \geq 2} \left(-\frac{1}{2d_{i\lambda}} \frac{\partial^2}{\partial s_{i\lambda}^2} + \frac{1}{2} c_{i\lambda} s_{i\lambda}^2 \right). \quad (5.15)$$

Помимо кинетической энергии относительного движения и потенциальной (кулоновской и ядерной) энергии взаимодействия двух ядер в этот гамильтониан входит также кинетическая энергия вращения ядер (\mathfrak{S}_i — моменты инерции ядер, $i = 1, 2$) и энергия (кинетическая и потенциальная) колебаний их поверхностей с мультипольностью λ ($s_\lambda = \sqrt{(2\lambda + 1)/4\pi} R_0 \cdot \beta_\lambda$ — абсолютное удлинение радиуса ядра вдоль оси симметрии).

Собственное движение ядер (вращение и колебания поверхностей) описывается гамильтонианом $\hat{H}_{\text{int}}(\xi) = \sum_{i=1,2} \frac{\hbar^2 \hat{I}_i^2}{2\mathfrak{S}_i} + \sum_{i=1,2} \sum_{\lambda \geq 2} \left(-\frac{1}{2d_{i\lambda}} \frac{\partial^2}{\partial s_{i\lambda}^2} + \frac{1}{2} c_{i\lambda} s_{i\lambda}^2 \right)$, $\xi = \{\vartheta_i, s_{i\lambda}\}$ — это углы вращения и деформации. Собственные волновые функции этого гамильтониана хорошо известны (см. п. 3.4): $\hat{H}_{\text{int}} \varphi_\nu(\xi) = \varepsilon_\nu \varphi_\nu(\xi)$. В случае вращения $\varepsilon_\nu \equiv \varepsilon_I = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{S}} I(I + 1)$ и собственные функции $\varphi_{IM}(\vartheta, \varphi) \sim Y_{IM}(\vartheta, \varphi)$, а в случае гармонических колебаний поверхности $\varepsilon_\nu \equiv \varepsilon_n^\lambda = \hbar \omega_\lambda (n + 3/2)$ и $\varphi_n(s)$ выражаются через полиномы Эрмита. Разлагая полную волновую функцию системы по парциальным волнам относительного движения ядер

$$\Psi_{\mathbf{k}}(r, \theta, \xi) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} i^l e^{i\sigma_l} (2l + 1) \chi_l(r, \xi) P_l(\cos \theta), \quad (5.16)$$

получаем следующее уравнение для парциальных волновых функций:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \chi_l(r, \xi) - \frac{l(l + 1)}{r^2} \chi_l(r, \xi) + \frac{2\mu}{\hbar^2} \times \\ \times [E - V(r, \xi) - \hat{H}_{\text{int}}(\xi)] \chi_l(r, \xi) = 0, \quad (5.17)$$

где $V(r, \xi) = V_C(r, \xi) + V_N(r, \xi)$. Разложим теперь функции $\chi_l(r, \xi)$ по полному набору волновых функций, описывающих

внутреннее (собственное) движение ядер:

$$\chi_l(r, \xi) = \sum_{\nu} y_{l,\nu}(r) \cdot \varphi_{\nu}(\xi). \quad (5.18)$$

Радиальные волновые функции, описывающие относительное движение ядер в канале λ , удовлетворяют системе связанных радиальных уравнений Шредингера, для решения которой могут быть использованы различные известные в математике схемы:

$$y''_{l,\nu} - \frac{l(l+1)}{r^2} y_{l,\nu} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E - \varepsilon_{\nu} - V_{\nu\nu}(r)] y_{l,\nu} - \sum_{\mu \neq \nu} \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{\nu\mu}(r) y_{l,\mu} = 0. \quad (5.19)$$

Здесь $V_{\nu\mu}(r) = \int \varphi_{\nu}^*(\xi) V(r, \xi) \varphi_{\mu}(\xi) d\xi$ — матричные элементы взаимодействия (недиагональные элементы отвечают за переходы системы из канала в канал, т. е. за возбуждения ядер).

Граничные условия, необходимые для решения этой системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, формулируются таким образом, чтобы эти уравнения описывали именно процесс слияния. На больших расстояниях мы имеем падающую плоскую волну (описывающую относительное движение ядер с импульсом \mathbf{k} во входном канале $\nu = 0$) и расходящиеся волны во всех открытых каналах $E_{\nu} = (E - \varepsilon_{\nu} > 0)$:

$$y_{l,\nu}(r \rightarrow \infty) = \frac{i}{2} \left[h_l^{(-)}(\eta_{\nu}, k_{\nu} r) \cdot \delta_{\nu 0} - \left(\frac{k_0}{k_{\nu}} \right)^{1/2} S_{\nu 0}^l \cdot h_l^{(+)}(\eta_{\nu}, k_{\nu} r) \right]. \quad (5.20)$$

Здесь $k_{\nu}^2 = \frac{2\mu}{\hbar^2} E_{\nu}$, $\eta_{\nu} = \frac{k_{\nu} Z_1 Z_2 e^2}{2E_{\nu}}$ — параметр Зоммерфельда;

$\sigma_{l,\nu} = \arg \Gamma(l + 1 + i\eta_{\nu})$ — кулоновская парциальная фаза, а $h_l^{(\pm)}(\eta_{\nu}, k_{\nu} r)$ — кулоновские парциальные волновые функции с асимптотикой $\exp(\pm i x_{l,\nu})$, $x_{l,\nu} = k_{\nu} r - \eta_{\nu} \ln 2k_{\nu} r + \sigma_{l,\nu} - l\pi/2$; $S_{\nu 0}^l$ — парциальные элементы матрицы рассеяния.

Как уже упоминалось выше, при столкновении легких и средних по массе ядер их соприкосновение в области за кулоновским барьером немедленно приводит к их слиянию (это не так для тяжелых ядер, см. ниже). Таким образом, мы можем по-прежнему определить сечение слияния формулой (5.10), в которой вероятность прохождения барьера в канале ν опреде-

ляется как отношение потока, достигшего некоторого расстояния $R_{\text{fus}} \approx R_1 + R_2 < R_B$, к падающему потоку $j_0 = \hbar k_0 / \mu$:

$$P(l, E) = \frac{1}{j_0} \sum_{\nu} -i \frac{\hbar}{2\mu} \left(y_{l,\nu} \frac{dy_{l,\nu}^*}{dr} - y_{l,\nu}^* \frac{dy_{l,\nu}}{dr} \right)_{r \leq R_{\text{fus}}} \quad (5.21)$$

На сегодняшний день можно найти два широко используемых вычислительных кода, в которых реализован описанный выше метод связанных каналов для анализа процессов слияния атомных ядер: фортрановская программа CCFUL [13] и интерактивная программа NRV Fusion, запускаемая непосредственно в окне веб-браузера <http://nrv.jinr.ru/>. На рис. 5.9 показаны расчеты сечений слияния, выполненные по эмпирической и квантовой моделям связанных каналов в сравнении с экспериментальными данными, полученными в реакциях $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ [10] и $^{36}\text{S} + ^{90}\text{Zr}$ [11].

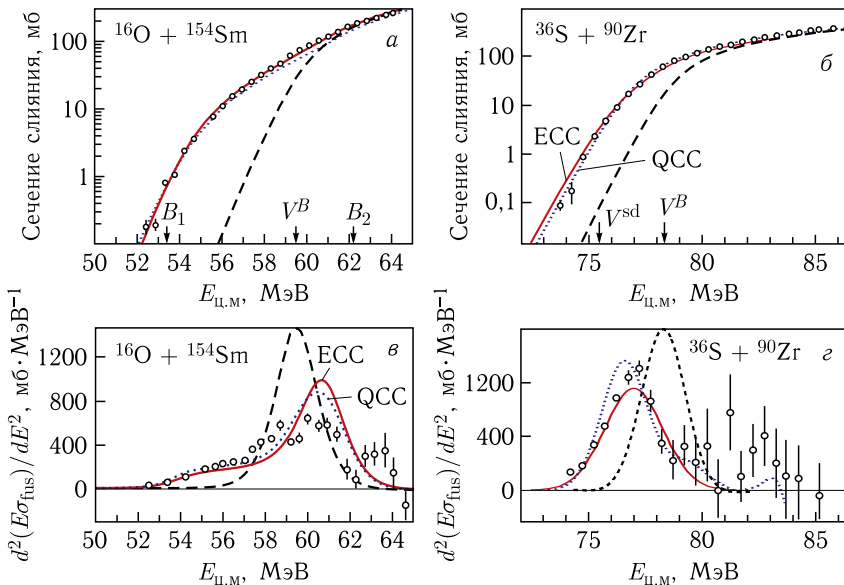


Рис. 5.9. Сечения слияния в реакциях $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ [10] и $^{36}\text{S} + ^{90}\text{Zr}$ [11]. Штриховыми, пунктирными и сплошными кривыми показаны результаты расчетов, выполненные в модели одномерного барьера (то же, что и на рис. 5.8), эмпирической и квантовой моделях связанных каналов, соответственно. На нижних рисунках показаны соответствующие функции распределения по барьерам (см. п. 5.6)

Параметры потенциалов взаимодействия этих ядер приведены в п. 5.4. Для описания вращения деформированного ядра ^{154}Sm были использованы параметры деформации $\beta_2^{\text{gs}} = 0,3$ и $\beta_4^{\text{gs}} = 0,1$ и энергия вращения $E_{2+} = 0,084$ МэВ. При описании колебаний сферического ядра ^{90}Zr предполагалось, что наибольший вклад дают именно октупольные колебания его поверхности ($\lambda = 3$, $\hbar\omega_\lambda = 2,75$ МэВ) с амплитудой нулевых колебаний $\langle\beta_0\rangle = 0,22$. Все эти параметры взяты из базы экспериментальных данных по свойствам атомных ядер (<http://nrv.jinr.ru/>).

Вид двумерной волновой функции $\chi_{l=0}(r, \xi)$, определяемой формулой (5.18), показан на рис. 5.10 для слияния ядер ^{36}S и ^{90}Zr . В этом случае $\xi = s_{\lambda=3}$, где $s_{\lambda=3} = \sqrt{(2\lambda + 1)/4\pi} R_0 \beta_{\lambda=3}$ — абсолютное значение октупольной деформации ядра ^{90}Zr . На больших расстояниях многоканальная волновая функция сконцентрирована в области малых деформаций $\beta_3 \approx 0$, что отражает доминирование нулевых колебаний основного состояния ядра $\varphi_{\nu=0}(\beta)$ в разложении (5.18). Осцилляции модуля волновой функции на больших расстояниях являются результатом интерференции падающей и отраженной волн.

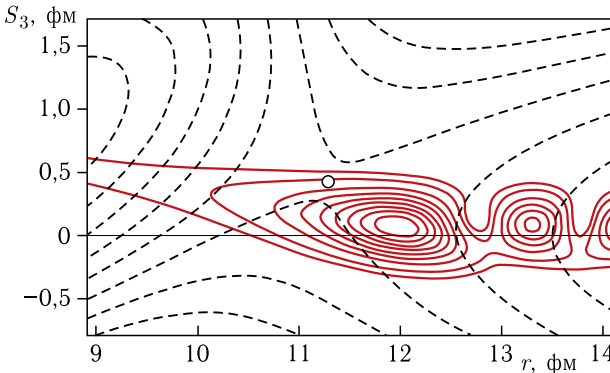


Рис. 5.10. Топографический ландшафт квадрата модуля двумерной волновой функции (5.18) (сплошные линии), описывающей процесс слияния ядер ^{36}S и ^{90}Zr при $l = 0$ и энергии $E_{\text{ц.м}} = 77$ МэВ. Штриховые кривые показывают ландшафт потенциальной энергии. Кружком обозначено положение седловой точки кулоновского барьера (потенциальная энергия в этой точке, V^{sd} , меньше высоты барьера при нулевой деформации). Аналогичная поверхность потенциальной энергии взаимодействия ядер ^{40}Ca и ^{90}Zr показана на рис. 1.8

Как видно из рис. 5.10, при низких энергиях (медленные столкновения) ядра испытывают заметную деформацию в момент соприкосновения. При этом кулоновский барьер преодолевается преимущественно при положительных значениях деформации (вытягивание ядер навстречу друг другу), приводящих к понижению высоты этого барьера (см. рис. 1.8 и ландшафт потенциальной энергии на рис. 5.10) и, соответственно, к увеличению его проницаемости. Квантовые расчеты дают микроскопическое обоснование эмпирической модели связи каналов, в которой как раз и используется усреднение по высоте барьера при вычислении его проницаемости (см. формулы (5.12) и (5.13)).

Таким образом, как квантовая, так и эмпирическая модели связи каналов, учитывающие влияние вращения и динамических деформаций на процесс слияния (т.е. на процесс преодоления многомерного кулоновского барьера), прекрасно согласуются с имеющимися экспериментальными данными и хорошо объясняют усиление вероятности слияния в подбарьерной области энергии по сравнению с упрощенной моделью проницаемости одномерного барьера.

5.6. Функция распределения по барьерам

Экспериментальные измерения сечений слияния являются настолько аккуратными, что появляется возможность вычисления производных по энергии функции $\sigma_{\text{fus}}(E)$. Вторая производная по энергии от величины $E\sigma_{\text{fus}}(E)$

$$D(E) = \frac{1}{\pi R_B^2} d^2(E\sigma_{\text{fus}})/dE^2 \quad (5.22)$$

непосредственно связана с проницаемостью многомерного барьера для нулевой парциальной волны [14]. Воспользовавшись формулой (5.10) для сечения слияния, получим вначале первую производную от величины $E\sigma_{\text{fus}}(E)$ (учитывая, что $k^2 = 2\mu E/\hbar^2$):

$$\frac{d(E\sigma_{\text{fus}})}{dE} = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{dP(l, E)}{dE}. \quad (5.23)$$

Из формулы (5.11) для проницаемости барьера видно, что $P(l, E)$ зависит от комбинации высоты барьера, углового момента и энергии, т.е. от параметра $x = V^B + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_B^2} - E$. Таким образом,

$$\frac{dP}{dE} = -\frac{dP}{dx} = -\frac{dP}{dl} \left(\frac{dx}{dl}\right)^{-1} = -\frac{dP}{dl} \frac{2\mu R_B^2}{\hbar^2} \frac{1}{2l+1} \quad \text{и} \quad \frac{d(E\sigma_{\text{fus}})}{dE} = -\pi R_B^2 \sum_{l=0}^{\infty} \frac{dP(l, E)}{dl}.$$

При столкновении тяжелых ядер в сечение любой реакции вносят вклад много парциальных волн, $P(l, E)$ является гладкой функцией l и суммирование в (5.23) может быть заменено на интеграл по l , который легко вычисляется, давая $d(E\sigma_{\text{fus}})/dE = \pi R_B^2 \cdot P(l=0, E)$, или

$$D(E) = \frac{1}{\pi R_B^2} \frac{d^2(E\sigma_{\text{fus}})}{dE^2} = \frac{dP(l=0, E)}{dE}. \quad (5.24)$$

В классическом случае проницаемость барьера является ступенчатой функцией: $P(E > V^B) = 1$ и $P(E < V^B) = 0$, т. е. $D(E) = \delta(E - V^B)$. В квантовом случае проницаемость барьера определяется гладкой функцией (5.11), изменяющейся от 0 до 1. Ее производная имеет максимум при $E = V^B$ с шириной $\Delta_B = \hbar\omega_B \ln(17 + 12\sqrt{2})/2\pi \approx 0,56\hbar\omega_B$ (для параболического барьера). Таким образом, вычисленная экспериментально (по конечным разностям $\sigma_{\text{fus}}(E_{i+1}) - \sigma_{\text{fus}}(E_i)$) вторая производная по энергии от величины $E\sigma_{\text{fus}}(E)$ (5.22) должна иметь острый максимум при энергии, равной высоте кулоновского барьера (которая не может быть измерена непосредственно). Оказалось, что эта функция $D(E)$ во многих случаях имеет более богатую структуру в виде дополнительных максимумов и минимумов (см. рис. 5.9). Ее анализ позволяет извлечь более детальную информацию о возбуждениях внутренних состояний ядер в процессе их слияния. Функцию $D(E)$, определенную соотношением (5.22), принято называть функцией распределения по барьерам.

5.7. Передачи нейтронов в процессах подбарьерного слияния ядер

Выше в п. 4.2 было показано, что потенциальная энергия взаимодействия двух ядер зависит не только от расстояния между их центрами, их динамических деформаций и взаимной ориентации, но также и от перераспределения нуклонов между ними (см. рис. 4.6). При таком перераспределении происходит изменение энергии связи нуклонов (которая является частью потенциальной энергии всей системы), что приводит к повышенному выходу более сильно связанных ядер в процессах мно-

гону клонных передач и квазиделения (см. гл. 4). Этот процесс перераспределения нуклонов происходит в основном после соприкосновения поверхностей ядер, т. е. уже после преодоления ими кулоновского барьера. Кажется бы, он не может влиять на проникаемость барьера и тем самым на сечение слияния ядер.

Однако, как видно из рис. 4.7, в отличие от протонов не имеющие заряда «внешние» (валентные) нейтроны могут переходить из ядра в ядро еще до соприкосновения их поверхностей и до преодоления ими кулоновского барьера. Собственно,

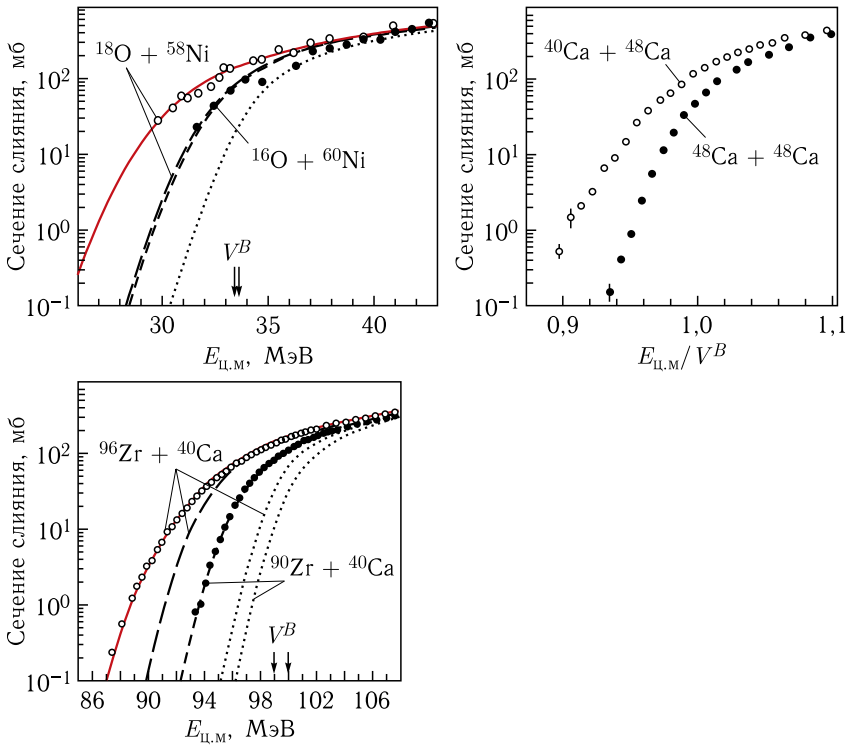
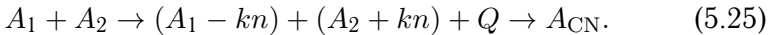


Рис. 5.11. Сравнение сечений слияния для близких комбинаций ядер: $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ и $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$, $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$, $^{40}\text{Ca} + ^{90}\text{Zr}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$. Для каждого случая в первой комбинации передача нейтронов энергетически невыгодна (все $Q_0(k) < 0$), а во второй комбинации перераспределение нейтронов происходит с энерговыделением (см. текст). Пунктирные кривые показывают сечения, полученные в модели проникаемости одномерного барьера, а штриховые — в модели связанных каналов с возбуждением вибрационных состояний сталкивающихся ядер. Сплошные кривые получены с учетом передачи нейтронов (см. текст)

с обобществления этих валентных нейтронов, которые начинают двигаться в поле (объеме) двух ядер (см. рис. 4.7), и начинается процесс слияния ядер. Можно было бы предположить (как это и было сделано в свое время), что вероятность слияния нейтронно-обогащенных ядер должна быть больше. Однако такого эффекта не было обнаружено. Сам по себе избыток нейтронов не приводит к увеличению проницаемости кулоновского барьера. Например, ядра ^{40}Ca и ^{48}Ca в подбарьерной области сливаются более охотно, чем ядра ^{48}Ca и ^{48}Ca (см. рис. 5.11).

Нейтронно-избыточные изотопы имеют, как правило, чуть больший радиус, и это приводит к некоторому уменьшению высоты кулоновского барьера. Однако это очень незначительно сказывается на сечении подбарьерного слияния. Гораздо больший эффект был обнаружен в тех реакциях, где передача нейтронов от одного ядра к другому происходит с выигрышем энергии, т. е. с положительным значением Q -реакции (см. рис. 5.11).

Рассмотрим процесс слияния ядер $A_1 + A_2 \rightarrow A_{\text{CN}}$, в котором на промежуточной стадии происходит передача k нейтронов от одного ядра к другому:



Обозначим $Q_0(k) = E_{\text{св}}(A_1 - kn) + E_{\text{св}}(A_2 + kn) - E_{\text{св}}(A_1) - E_{\text{св}}(A_2)$ разницу в энергиях связи начальных и промежуточных ядер, находящихся в основных состояниях. Поскольку при передаче нейтронов могут образовываться ядра не только в основном, но и в возбужденном состоянии, то $Q = Q_0(k) - \varepsilon^*$, где ε^* – сумма энергий возбуждений ядер $(A_1 - kn)$ и $(A_2 + kn)$, при этом $0 \leq \varepsilon^* \leq E$. Для подавляющего большинства комбинаций сталкивающихся ядер $Q_0(k) < 0$ для $k = 1, 2, \dots$, т. е. перераспределение нейтронов энергетически невыгодно.

Однако в некоторых случаях $Q_0(k)$ оказывается положительной величиной, и на промежуточной стадии в механизме «последовательного слияния» (5.25) мы имеем выигрыш в энергии, часть которой может пойти на возбуждение ε^* , а часть — на дополнительную кинетическую энергию относительного движения ядер $(A_1 - kn)$ и $(A_2 + kn)$. Если процесс перераспределения нейтронов происходит на расстояниях до кулоновского барьера, то эта дополнительная кинетическая энергия ядер помогает им преодолеть данный барьер. В этом случае механизм последовательного слияния (5.25) с положительным значением Q является своего рода «энергетическим лифтом», помогающим ядрам преодолеть кулоновский барьер. Перераспределение протонов на больших расстояниях (при $r > R_B$) гораздо менее вероятно из-за

кулоновского барьера, приводящего к более быстрому уменьшению одночастичной волновой функции протона вне ядра. Таким образом, передачи протонов должны оказывать гораздо меньшее влияние на процесс подбарьерного слияния ядер.

На рис. 5.11 показаны сечения подбарьерного слияния для двух близких комбинаций ядер, выбранных таким образом, что для одной из них $Q_0(k) < 0$ для всех k , а для другой $Q_0(k) > 0$. Например, в комбинации $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ любые передачи нейтронов как от кислорода к никелю, так и обратно энергетически невыгодны, в то время как передача одного нейтрона от ^{18}O на ^{58}Ni сопровождается энерговыделением $+0,95$ МэВ, а для передачи двух нейтронов $Q_0(2) = +8,2$ МэВ. В результате сечение слияния ядер $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ в подбарьерной области значительно превышает сечение слияния ядер $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ (рис. 5.11). Аналогично для комбинации $^{40}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ $Q_0(2) = +2,6$ МэВ, $Q_0(3) = +0,14$ МэВ и $Q_0(4) = +3,8$ МэВ, тогда как для $^{48}\text{Ca} + ^{48}\text{Ca}$ все $Q_0(k) < 0$. То же самое происходит и в случае слияния ^{40}Ca с двумя разными изотопами циркония. Сечение слияния ^{40}Ca с ^{90}Zr (в этом случае все $Q_0(k) < 0$) прекрасно описывается в модели связанных каналов с учетом вибрационных свойств этих сферических ядер. В то же время эта модель значительно недооценивает подбарьерное сечение слияния ядер ^{40}Ca и ^{96}Zr , для которых возможна передача нейтронов от циркония на кальций с $Q_0(k = 1, 2, 3, 4\dots) = +0,5, +5,5, +5,2, +9,6$ МэВ и т. д. (см. рис. 5.11).

Включить каналы с перераспределением нуклонов в общую квантовую схему связанных каналов, учитывающую возбуждение ротационных и вибрационных состояний ядер (см. п. 5.4), очень непросто, и до сих пор это не сделано. Проблема возникает из-за того, что при разложении полной волновой функции по возбужденным состояниям ядер (5.17) и одновременно по состояниям с перераспределением нуклонов (т. е. по состояниям уже других ядер) приходится использовать неортогональный и переполненный набор базисных функций. Более того, в средних и тяжелых ядрах одночастичные состояния (в которые могут передаваться нуклоны) распределены по очень большому числу возбужденных состояний этих ядер (с соответствующими спектроскопическими факторами, см. п. 3.3), которые практически невозможно включить в пригодную для использования микроскопическую схему связанных каналов.

Вместе с тем учет каналов с перераспределением нуклонов довольно просто выполнить в эмпирической модели связанных каналов. Для этого достаточно использовать соотношения (5.12) и (5.14) для проницаемости барьера в каждом из каналов с передачей нейтрона (5.25), проинтегрировав по всем возможным значениям Q и просуммировав по k . Обозначим $\alpha_k(E, l, Q)$ вероятность передачи k нейтронов при энергии E в системе центра масс и орбитальном моменте l относительного движения ядер с образованием в промежуточном состоянии ядер с некоторой энергией возбуждения ε^* и выделением (или потерей) энергии $Q = Q_0(k) - \varepsilon^*$. Для последовательной передачи нейтронов эту вероятность можно оценить в квазиклассическом приближении с помощью выражения

$$\alpha_k(E, l, Q) = N_k \exp(-CQ^2) \exp(-2\kappa[r_0(E, l) - d_0]). \quad (5.26)$$

Здесь $\kappa = \kappa(\varepsilon_1) + \kappa(\varepsilon_2) + \dots + \kappa(\varepsilon_k)$, $\kappa(\varepsilon_i) = \sqrt{2\mu_n \varepsilon_i / \hbar^2}$, ε_i — энергия отделения i -го передаваемого нейтрона; $r_0(E, l)$ — расстояние наибольшего сближения ядер, движущихся по кулоновской траектории с угловым моментом l (см. п. 2.1); $d_0 = R_1^{(n)} + R_2^{(n)} + 2$ фм, $R_1^{(n)}$ и $R_2^{(n)}$ — радиусы орбит валентных (передаваемых) нейтронов (параметр d_0 извлекается из прямых экспериментов по передаче нейтронов, см. п. 3.5), а

$$N_k = \left\{ \int_{-E}^{Q_0(kt)} \exp(-CQ^2) dQ \right\}^{-1} \quad \text{— нормировочный коэффициент.}$$

Полная проницаемость кулоновского барьера с учетом динамических деформаций ядер или их вращения и с учетом возможного перераспределения нейтронов на стадии сближения этих ядер определяется по-прежнему формулами (5.12) или (5.14), в которых вероятность прохождения одномерного барьера $P_{\text{HW}}(l, E; V^B)$ заменяется на величину

$$\tilde{P}_{\text{HW}}(l, E; V^B) = \frac{1}{N_{\text{tr}}} \sum_k \int_{-E}^{Q_0(k)} \alpha_k(E, l, Q) \cdot P_{\text{HW}}(l, E + Q; V^B) dQ, \quad (5.27)$$

где $N_{\text{tr}} = \sum_k \int \alpha_k(E, l, Q) dQ$ — нормировочный коэффициент и $\alpha_0 = \delta(Q)$.

Вероятности передачи нейтронов (5.26) при подбарьерных энергиях довольно малы (см., например, рис. 3.5, б), и в сумме

по k в (5.27) доминирует первое слагаемое с α_0 , соответствующее процессу слияния без перераспределения нейтронов. Процессы с передачей нейтронов дают заметный вклад в (5.27) только в том случае, если такие передачи происходят с положительными значениями Q , т. е. $Q_0(k) > 0$ и передача нейтронов происходит в низколежащие состояния ядер. В этом случае получается выигрыш в проницаемости барьера за счет увеличения кинетической энергии относительного движения ядер $E + Q$ и экспоненциального увеличения проницаемости $P_{\text{НВ}}(l, E + Q)$ с ростом этой энергии, см. (5.11). Быстрое уменьшение вероятности передачи нейтронов с увеличением k (см. рис. 3.6) приводит к тому, что существенное влияние на процесс подбарьерного слияния ядер оказывают лишь промежуточные передачи одного или двух нейтронов с положительными значениями Q .

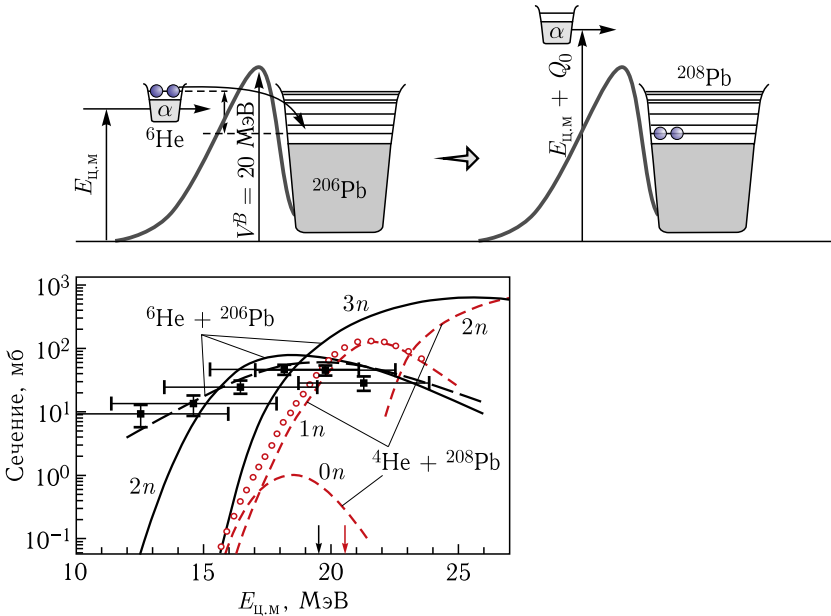


Рис. 5.12. Сечения выхода испарительных остатков при слиянии ядер ${}^6\text{He} + {}^{206}\text{Pb}$ (квадраты) [15] и ${}^4\text{He} + {}^{208}\text{Pb}$ (кружки) [16] с образованием одного и того же составного ядра ${}^{212}\text{Po}$. Для случая ${}^6\text{He} + {}^{206}\text{Pb}$ штриховая кривая показывает сечение, усредненное по энергии пучка ${}^6\text{He}$ (± 3 МэВ в этом сложном эксперименте). На верхнем рисунке схематически показан процесс последовательного слияния ${}^6\text{He}$, в котором слабосвязанные нейтроны переходят в ядро ${}^{206}\text{Pb}$ (где их энергия связи больше на $Q_0(2) = 13,1$ МэВ), что приводит к увеличению кинетической энергии относительного движения альфа-частицы и ${}^{208}\text{Pb}$ («энергетический лифт»)

Перераспределение нейтронов с положительными значениями Q на стадии сближения ядер в процессе их слияния приводит к значительному увеличению проницаемости кулоновского барьера, что прекрасно согласуется с экспериментом. На рис. 5.11 сплошными кривыми показаны сечения слияния ядер $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ и $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$, вычисленные с помощью формулы (5.27). Наиболее сильного эффекта от промежуточной передачи нейтронов с $Q > 0$ следует ожидать при слиянии слабосвязанных нейтронно-избыточных ядер со стабильными ядрами. Действительно, подбарьерное сечение слияния ядер $^6\text{He} + ^{206}\text{Pb}$ на несколько порядков превышает сечение слияния $^4\text{He} + ^{208}\text{Pb}$ (см. рис. 5.12).

В случае слияния ^4He и ^{208}Pb промежуточный обмен нейтронами энергетически невыгоден, в то время как при передаче двух слабосвязанных нейтронов от ядра ^6He в ядро ^{206}Pb с образованием основного состояния ^{208}Pb выделяется энергия $Q_0(2) = 13,1$ МэВ, соизмеримая с высотой кулоновского барьера, равной примерно 20 МэВ. Разумеется, нейтроны могут передаваться и в возбужденные состояния ^{208}Pb с выделением меньшей энергии Q (это учитывается в формуле (5.27) интегрированием по всем возможным значениям Q). В результате кинетическая энергия относительного движения альфа-частицы и ядра ^{208}Pb увеличивается и, соответственно, увеличивается вероятность прохождения кулоновского барьера. Это и показано схематически на верхней части рис. 5.12. Теоретические предсказания чрезвычайно большого увеличения сечения подбарьерного слияния $^6\text{He} + ^{206}\text{Pb}$ (на несколько порядков по сравнению с $^4\text{He} + ^{208}\text{Pb}$), полученные из модели последовательного слияния (см. рис. 5.12) были полностью подтверждены выполненным позже экспериментом [15].

Значительное увеличение глубокоподбарьерного сечения слияния слабосвязанных легких нейтронно-избыточных ядер может оказаться очень важным для астрофизических процессов нуклеосинтеза. В стандартном сценарии первичного нуклеосинтеза предполагается, что нестабильные слабосвязанные легкие ядра (такие как ^6He , $^{8,9,11}\text{Li}$ и т. д.) образуются с достаточно большой вероятностью в (n, γ) -процессах и затем испытывают β -распад, переходя в стабильные ядра (см. рис. 5.13). В то же время в образовании более тяжелых элементов ключевую роль играют реакции глубокоподбарьерного слияния легких ядер, сечения которых чрезвычайно малы из-за малой ки-

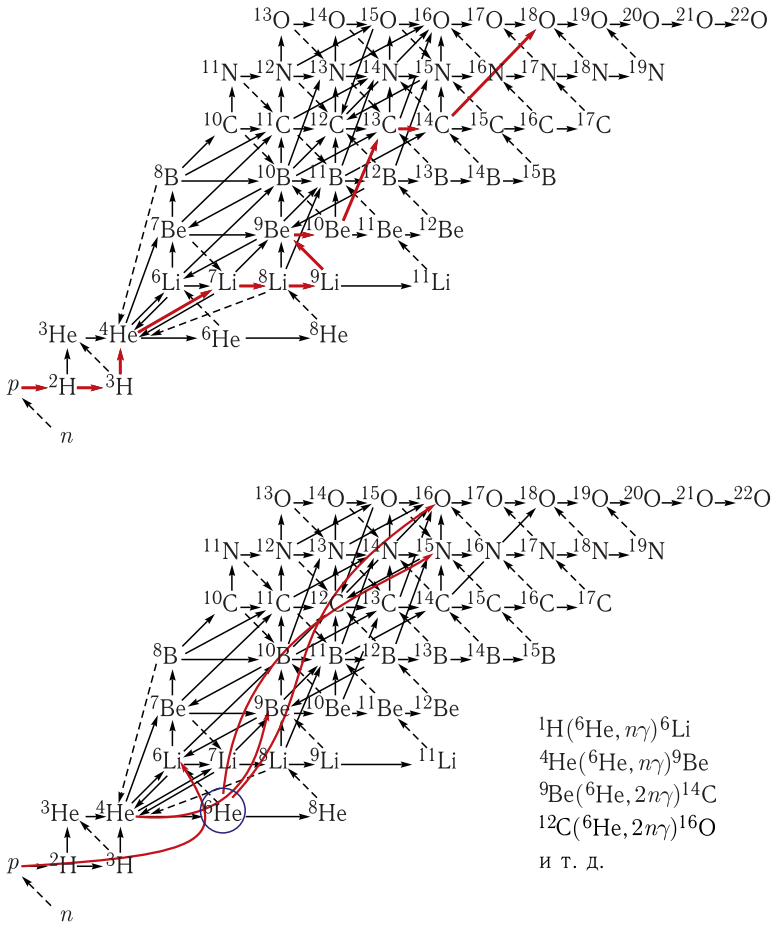


Рис. 5.13. Часть общей схемы (сети) процессов астрофизического нуклеосинтеза, состоящего из процессов захвата протонов и нейтронов, бета-распада нестабильных ядер, реакций слияния (радиационного захвата) и т. д. На нижнем рисунке стрелками показаны возможные процессы слияния с участием нестабильного слабосвязанного ядра ^6He

нетической энергии их относительного движения, присущей астрофизическим процессам. В связи с этим включение в общую схему реакций слияния легких слабосвязанных ядер (пусть и образующихся в небольшом количестве) может значительно изменить всю картину нуклеосинтеза. При низких энергиях слияние стабильных легких ядер происходит обычно в результате процессов радиационного захвата (см. ниже), сечения которых малы (доли микробарн). Реакции же слияния, напри-

мер, ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li} + n)$, ${}^3\text{He}({}^6\text{He}, {}^7\text{Be} + 2n)$, ${}^4\text{He}({}^6\text{He}, {}^9\text{Be} + n)$, ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^{13}\text{C} + 2n)$ и т. д., должны иметь сечения на несколько порядков больше, поскольку происходят при участии ядерных сил. Включение их в общий сценарий (см. нижнюю часть рис. 5.13) может существенно изменить наше представление об астрофизическом нуклеосинтезе. Привлечение таких реакций, возможно, помогло бы решить и проблему так называемого бутылочного горлышка: маловероятный процесс синтеза углерода при слиянии трех альфа-частиц (${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$), который приходится привлекать из-за нестабильности ядра ${}^8\text{Be}$ ($T_{1/2} < 10^{-16}$ с). К сожалению, сечение слияния таких ядер, как ${}^6\text{He}$, с другими легкими ядрами до сих пор не измерено из-за сложности получения достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер с низкой энергией.

5.8. Синтез сверхтяжелых элементов в реакциях слияния

«Континент» стабильных элементов заканчивается свинцом ($Z = 82$) и висмутом ($Z = 83$) на карте ядер (см. рис. 4.14). В природе, однако, существуют также два более тяжелых элемента: торий ($Z = 90$, $T_{1/2}({}^{232}\text{Th}) = 1,4 \cdot 10^{10}$ лет) и уран ($Z = 92$, $T_{1/2}({}^{238}\text{U}) = 4,5 \cdot 10^9$ лет), которые были образованы, по всей видимости, в r -процессе астрофизического нуклеосинтеза и имеют времена жизни, соизмеримые с возрастом нашей Галактики. Менее стабильные элементы, лежащие между $82 < Z < 90$, являются продуктами распада ядер тория и урана. Элементы же с $Z > 92$ были созданы искусственно. К настоящему времени были синтезированы элементы вплоть до $Z = 118$, некоторые из них имеют времена жизни в несколько тысяч лет, и эти элементы можно накапливать в макроскопических количествах (например, плутония накоплено в мире десятки тонн). Большинство искусственных элементов с $100 \leq Z < 92$ были получены в атомных реакторах в процессах захвата нейтронов с последующим β^- -распадом (плутоний, однако, впервые был выделен при облучении урана ядрами дейтерия в цепочке реакций ${}^{238}\text{U}(d, 2n){}^{238}\text{Np}(\beta^-) \rightarrow {}^{238}\text{Pu}$). Часть карты ядер с элементами тяжелее урана и небольшая часть последовательных цепочек захвата нейтронов и распадов ядер с образованием все более тяжелых элементов показаны на рис. 5.14.

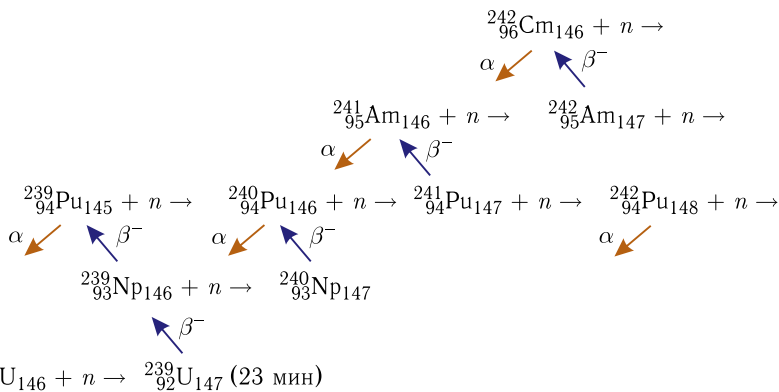
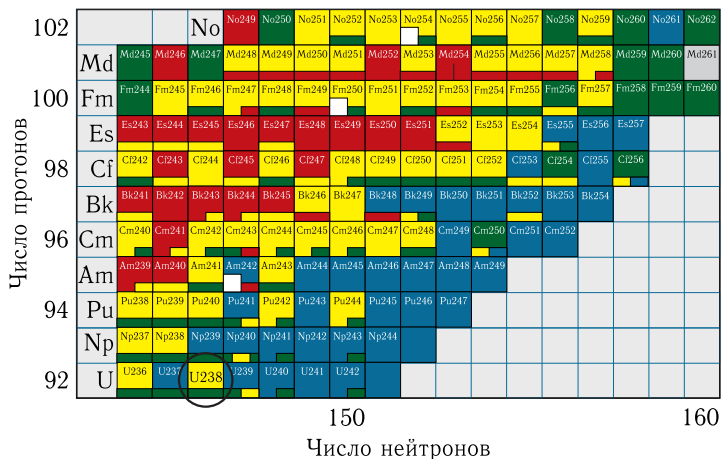


Рис. 5.14. Образование элементов тяжелее урана в ядерных реакторах в процессах захвата нейтронов с последующим β^- -распадом

Оценить выход новых элементов в процессах захвата нейтронов можно очень просто, если воспользоваться системой связанных уравнений, описывающих изменение во времени числа ядер данного изотопа с учетом вероятности захвата этим ядром очередного нейтрона и вероятности его распада по тому или иному каналу. В несколько упрощенном виде система таких уравнений выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
 \frac{dN_{ZA}}{dt} = & N_{ZA-1}n_0\sigma_{ZA-1}^{n\gamma} - N_{ZA}n_0\sigma_{ZA}^{n\gamma} - N_{ZA}\lambda_{ZA}^{\beta} - N_{ZA}\lambda_{ZA}^{\alpha} - \\
 & - N_{ZA}\lambda_{ZA}^{\text{fis}} + N_{Z-1A}\lambda_{Z-1,A}^{\beta} + N_{Z+2A+4}\lambda_{Z+2,A+4}^{\alpha} \quad (5.28)
 \end{aligned}$$

Слагаемые с минусом в правой части уравнения описывают уменьшение числа ядер с данными Z и A за счет захвата данным ядром очередного нейтрона (переход в $Z, A + 1$), β^- - и α -распадов, а также деления. Слагаемые с плюсом отвечают увеличению числа ядер Z, A за счет захвата нейтрона ядром $Z, A - 1$, β^- - и α -распадов соседних ядер. Наглядная схема всех этих процессов показана на рис. 5.15, а. Вероятность захвата нейтрона ядром Z, A определяется потоком нейтронов n_0 (в единицу

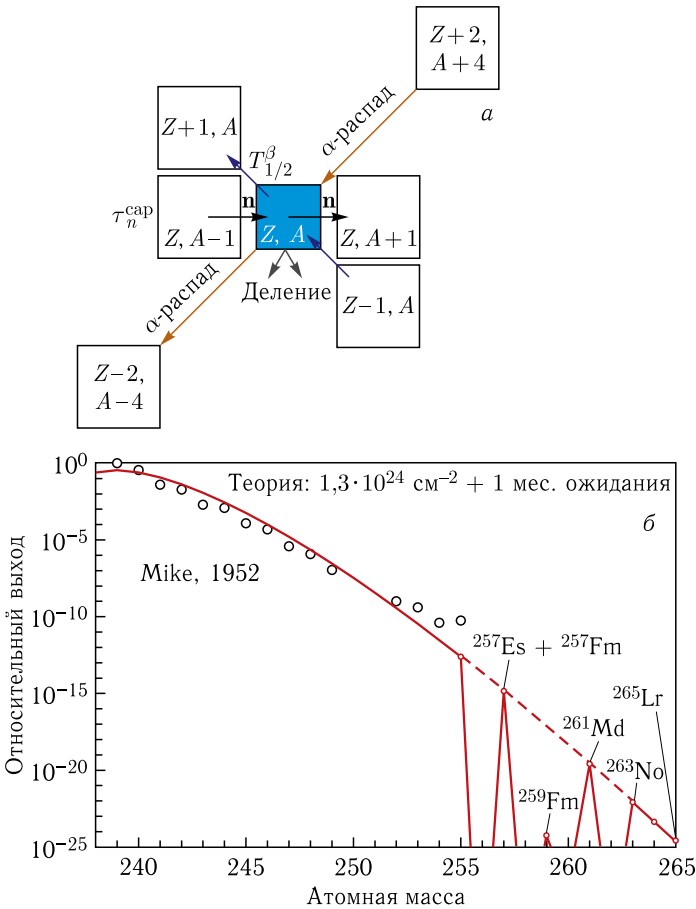


Рис. 5.15. а) Схема образования новых элементов в процессе захвата нейтронов и последующего β^- -распада ядер в конкуренции с другими процессами. б) Относительный выход тяжелых элементов, обнаруженных в остатках породы после термоядерного взрыва «Майк» [17], в сравнении с расчетами, выполненными с помощью системы уравнений (5.28)

времени на квадратный сантиметр) и сечением захвата нейтронов $\sigma_{ZA}^{n\gamma}(E_n)$, а вероятность распада этого ядра по каналу i определяется его периодом полураспада $\lambda^i = \ln 2/T_{1/2}^i$.

При типичных энергиях нейтронов, образующихся в процессах деления тяжелых ядер (несколько десятков или сотен килоэлектронвольт, т. е. существенно нерезонансных), сечения захвата нейтронов атомными ядрами изменяются довольно плавно и составляют величину порядка 1 б. Типичные потоки нейтронов в промышленных ядерных реакторах, как правило, не превышают $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, т. е. время захвата одного нейтрона $\tau_n = \lambda_n^{-1} = 1/(n_0 \sigma_{ZA}^{n\gamma}) \sim 10^8 \text{ с}$. Это время и надо сравнивать со временем распада образованного в таком процессе ядра $Z, A + 1$. Если его время жизни больше τ_n , то оно захватывает следующий нейтрон с образованием ядра $Z, A + 2$. Так будет продолжаться до тех пор, пока время жизни очередного ядра не станет намного короче времени захвата очередного нейтрона.

Таким образом, в ядерных реакторах удается накапливать лишь достаточно долгоживущие изотопы тяжелых элементов, к которым, к тому же, есть доступ через цепочку последовательных захватов нейтронов и β^- -распадов, показанных на рис. 5.14. Наиболее тяжелыми элементами, которые, в принципе, можно наработать в промышленных реакторах, являются эйнштейний ($Z = 99$) и фермий ($Z = 100$). Эти элементы, кстати, впервые были получены не в реакторах, а в остаточных фрагментах термоядерного взрыва «Майк», произведенного в 1952 г. (отнюдь не в научных целях). Нейтронные потоки в таких взрывах (порядка $10^{24} \text{ см}^{-2} \cdot \text{мкс}^{-1}$) намного превосходят потоки нейтронов в промышленных реакторах. Образование новых элементов, однако, определяется при этом той же системой уравнений (5.28), решение которой хорошо согласуется с экспериментальными данными, показанными на рис. 5.15.

Получить элементы тяжелее фермия в обычных реакторах невозможно. Если взглянуть на карту ядер (на ту ее часть, которая показана на рис. 5.14), то можно увидеть, что те изотопы фермия, которые могут получаться в реакторах в результате β^- -распада нижележащих изотопов эйнштейния, являются короткоживущими делящимися ядрами. Здесь обрывается цепочка «медленных» захватов нейтронов с последующими β^- -распадами, ведущая к образованию все более тяжелых элементов. Это так называемая фермиевская дыра, обойти которую можно лишь в сильных нейтронных потоках, позволяющих сместиться вправо, в сторону более нейтронно-обогащенных

изотопов фермия (до сих пор не открытых), которые должны испытывать преимущественно β^- -распад, а не деление. Такие нейтронные потоки могут реализоваться в ядерных взрывах (в лабораторных условиях) и во взрывах сверхновых (или при слиянии нейтронных звезд) в природе.

Сегодня синтез элементов тяжелее фермия ($Z > 100$) проводится с помощью реакций слияния с использованием ускорителей тяжелых ионов. Получение и изучение свойств новых элементов (а также их различных изотопов) представляет большой интерес как для ядерной физики, так и для химии. Свойства атомных ядер могут значительно изменяться при увеличении их массы и заряда. Некоторые теоретические модели предсказывают, например, резкое уменьшение плотности в центральной области сверхтяжелых ядер, что совсем нехарактерно для уже изученных ядер. Согласно стандартной жидкокапельной модели у ядер с $Z > 105$ делительный барьер становится ниже 1 МэВ и эти ядра должны быть предельно нестабильными по отношению к делению (см. рис. 5.3). Эксперимент же показывает, что многие изотопы элементов с $Z > 105$ имеют большое время жизни и испытывают в основном альфа-распад, а не деление, что свидетельствует о наличии у них достаточно большого барьера деления.

В сверхтяжелых ядрах этот барьер деления обусловлен исключительно оболочечными эффектами (т.е. неравномерным расположением одночастичных состояний в среднем поле ядра, см. п. 1.1). Более того, оболочечная модель предсказывает существование «дважды магических ядер» с заполненными протонными и нейтронными оболочками, которые должны иметь наибольшую энергию связи, если такие ядра лежат вблизи линии бета-стабильности. Такими ядрами являются ^{16}O ($Z = 8, N = 8$), ^{40}Ca ($Z = 20, N = 20$) и ^{208}Pb ($Z = 82, N = 126$), для которых пересечение протонных и нейтронных замкнутых оболочек происходит именно на линии стабильности (см. рис. 4.15).

Теоретические оценки показывают, что при $Z \sim 114$ и $N \sim 184$ должно происходить очередное пересечение замкнутых протонной и нейтронной оболочек. Ядра, лежащие в этой области, должны иметь повышенную устойчивость по отношению к делению и альфа-распаду. Поскольку эти значения Z и N находятся близко к линии бета-стабильности (см. рис. 4.15), ядра из этой области (называемой «островом стабильности») должны иметь достаточно большое время жизни и по отношению к бета-распаду. Теоретические модели значительно расходятся в предсказании времени жизни этих ядер (от многих дней до

многих тысяч лет). Открытие «острова стабильности» является мечтой уже нескольких поколений физиков. В последние годы удалось значительно приблизиться к этому острову, но попасть на него пока не удается (см. ниже). Исторически «сверхтяжелыми» элементами назывались ядра, лежащие именно на этом острове стабильности. Однако сегодня этим термином принято называть фактически все «трансфермиевые» элементы.

Большой интерес вызывает также изучение химических свойств сверхтяжелых элементов. Порядок элементов в периодической таблице Менделеева определяется заполнением электронных оболочек, структура которых определяется зарядом ядра. С увеличением Z релятивистские эффекты играют все большую роль в электронной структуре атомов, для расчета которой обычно используют релятивистский метод Хартри–Фока решения многочастичного уравнения Дирака. Эти эффекты приводят к изменению радиальной зависимости электронных волновых функций для состояний с разными орбитальными моментами и к возможному изменению порядка следования энергетических уровней за счет увеличивающегося спин-орбитального взаимодействия. В силу этого заранее довольно тяжело предсказать химические свойства сверхтяжелых элементов, и их экспериментальное измерение представляет большой интерес. Современные методы позволяют производить такие измерения, имея в наличии всего лишь несколько атомов со временем жизни порядка 1 с или больше.

Наиболее тяжелой мишенью, которую можно использовать для получения сверхтяжелых ядер в реакциях слияния, является калифорний ($Z = 98$, $T_{1/2}(^{249}\text{Cf}) = 351$ год). Если в качестве снаряда использовать ускоренные ионы кальция ($Z = 20$), то можно синтезировать 118-й элемент. Для синтеза элементов с $Z > 118$ требуются пучки еще более тяжелых ионов. При слиянии таких тяжелых ядер (в отличие от рассмотренных выше реакций слияния более легких ядер) существенную роль играют процессы квазиделения, см. рис. 4.5. Из этого рисунка видно, что в случае низкоэнергетических столкновений ядер ^{16}O и ^{238}U помимо квазиупругого рассеяния с образованием снарядоподобных и мишенеподобных фрагментов реакции, с большой вероятностью происходит слияние этих ядер с образованием возбужденного составного ядра ^{254}Fm и его последующего деления на два фрагмента с массами в области $A \sim (A_P + A_T)/2$. При столкновениях же более тяжелых ядер ^{48}Ca с ^{238}U наблюдается намного меньший выход фрагментов с массами $A \sim (A_P + A_T)/2$ (которые могли

бы интерпретироваться как осколки деления составного ядра), что свидетельствует о гораздо меньшей вероятности слияния этих ядер. Причина этого видна на том же рис. 4.5 в массовом распределении всех фрагментов реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Помимо возможных осколков деления с массами $A \sim (A_P + A_T)/2$ в этой реакции наблюдается повышенный выход фрагментов с промежуточными массами в области $A \sim 80$ и $A \sim 200$.

Таким образом, экспериментальные данные по низкоэнергетическим столкновениям тяжелых ионов (использующимся для синтеза сверхтяжелых элементов) явным образом свидетельствуют о большой роли процесса квазиделения, значительно уменьшающего вероятность образования составного ядра. Весь процесс формирования «холодного» (т.е. находящегося в основном состоянии) сверхтяжелого ядра B , которое является конечным продуктом «остывания» возбужденного ядра C , образованного в реакции слияния двух тяжелых ядер $A_1 + A_2 \rightarrow C^* \rightarrow B + n, p, \alpha, \gamma$, можно разложить на три стадии, изображенные схематически на рис. 5.16.

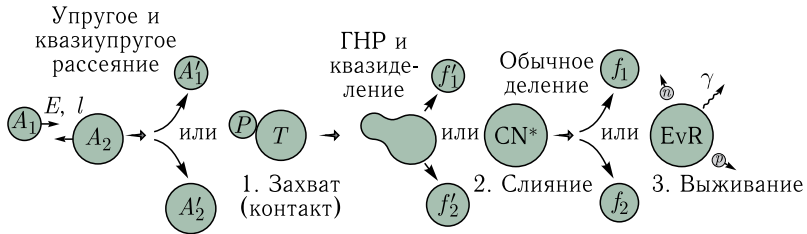


Рис. 5.16. Сценарий образования сверхтяжелого ядра в реакции слияния

На первой стадии реакции сталкивающиеся ядра преодолевают кулоновский барьер и приходят в тесный контакт с перекрытием их поверхностей. Этот процесс конкурирует с упругим и квазиупругим рассеянием ядер (включая реакции малонуклонных передач, см. гл. 3) с образованием фрагментов A'_1 и A'_2 , близких по массе к снаряду и мишени. Такая конкуренция сильно зависит от энергии сталкивающихся ядер и от прицельного параметра, т.е. от орбитального момента относительного движения ядер (см. схематический рис. 4.1). Для подбарьерных энергий столкновения вероятность образования контактной конфигурации мала даже для нулевого орбитального момента.

На второй стадии реакции конфигурация двух соприкасающихся ядер должна трансформироваться в конфигурацию более

или менее сферически-симметричного составного ядра. В ходе этой эволюции тяжелая ядерная система может распасться (поделиться) на два фрагмента f'_1 и f'_2 без образования составного ядра. Этот процесс и называют квазиделением. Существует много экспериментальных доказательств существования сильной конкуренции процесса квазиделения и образования составного ядра. Физическая причина этой конкуренции становится понятной, если взглянуть на потенциальную энергию ядерной системы, показанную на рис. 4.13. Из этого рисунка видно, что, например, после образования контактной конфигурации ядер ^{48}Ca и ^{248}Cm ядерной системе более выгодно эволюционировать в направлении образования конечных фрагментов с массами $A_1 \sim 90$ и $A_2 \sim 200$ (т.е. в канал с массовой асимметрией $\eta \sim 0,4$), где потенциальная энергия имеет глубокий минимум, обусловленный более сильной энергией связи ядер в области дважды магического ядра свинца $^{208}_{Z=82}\text{Pb}_{N=126}$.

Если составное ядро все же образуется, то оно имеет некоторую энергию возбуждения E^* , определяемую выражением (5.1), и угловой момент l , определяемый прицельным параметром (орбитальным моментом) относительного движения двух ядер, при котором произошло слияние. Делительные барьеры тяжелых ядер достаточно малы, и основным каналом распада возбужденных состояний этих ядер является деление. Если в конкуренции с делением возбужденному составному ядру C^* удастся испустить несколько легких частиц и гамма-квантов, которые унесут энергию возбуждения и угловой момент этого ядра, то в результате образуется так называемый испарительный остаток, т.е. ядро B , находящееся в основном состоянии. Это ядро отличают от остальных продуктов реакции по коррелированным сигналам детектора (находящегося в фокальной плоскости), полученным от самого ядра отдачи (имеющего фиксированную скорость $\mathbf{v}_{\text{CN}} = A_1 \mathbf{v}_1 / (A_1 + A_2)$ и энергию) и от цепочки его последующих альфа-распадов и (или) деления.

Таким образом, сечение образования испарительного остатка сверхтяжелого ядра в реакции слияния по-прежнему определяется выражением (5.9а), которое, однако, должно быть дополнено вероятностью формирования составного ядра $P_{\text{CN}}(A_1 + A_2 \rightarrow C; l, E)$ в конкуренции с квазиделением (для легких и средних по массе ядер эта вероятность попросту

равна единице):

$$\sigma_{\text{EvR}}^{xn,yp,z\alpha}(E) \approx \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) P(l, E) \times \\ \times P_{\text{CN}}(A_1 + A_2 \rightarrow C; l, E) P_{\text{EvR}}^{xn,yp,z\alpha}(C \rightarrow B; l, E^*). \quad (5.29)$$

То же самое должно быть сделано для сечения деления (5.9б) и сечения полного слияния (5.10), под которым теперь понимается сечение образования составного ядра.

Формула (5.29) написана ради строгости в приближенном виде, поскольку весь процесс образования испарительного остатка разбит здесь на три отдельные стадии реакции, хотя и связанные друг с другом, но вычисляемые по отдельности. А именно: 1) преодоление кулоновского барьера и образование контактной конфигурации, 2) формирование составного моноядра в конкуренции с квазиделением $A_1 + A_2 \rightarrow C^*$, 3) «остывание» возбужденного составного ядра в конкуренции с делением $C^* \rightarrow B(\text{g. s.}) + n, p, \alpha, \gamma$. Возможность такого разделения оправдана прежде всего различием временного масштаба трех стадий реакции. Время прохождения расстояния в несколько единиц ферми (от кулоновского барьера до точки соприкосновения поверхностей ядер) не превышает нескольких единиц 10^{-21} с, тогда как время испускания нейтронов из слабо возбужденного составного ядра по крайней мере на два порядка дольше. Промежуточная стадия образования составного ядра не является полностью независимой, она связана как с начальной стадией реакции, так и с конечной. В частности, на этой стадии возможно предравновесное испускание легких частиц, что еще больше усложняет ее рассмотрение. Тем не менее начало и конец промежуточной стадии хорошо определены в конфигурационном пространстве параметров, с помощью которых описывается вся реакция, и, таким образом, введение отдельной величины P_{CN} для моделирования этой стадии слияния вполне оправданно при вычислении полного сечения образования испарительных остатков по формуле (5.29).

При надбарьерных энергиях процесс столкновения тяжелых ядер можно анализировать с помощью уравнений Ланжевена (4.4), а сечения различных каналов вычислять по формуле (4.8). В этом случае нет необходимости разделять первую и вторую стадии реакции слияния тяжелых ядер. Более того, именно в этом подходе удастся достаточно аккуратно проследить конкуренцию слияния и квазиделения и вычислить P_{CN} (см. ниже).

Очень заманчивым является экспериментальное измерение сечений отдельных процессов. Если измерить выход фрагментов f'_1, f'_2, f_1, f_2 и EvR (т. е. всех продуктов реакции, кроме A'_1 и A'_2), то можно получить сечение образования контактной конфигурации (или сечение захвата) ядер, $\sigma_{\text{capt}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P(l, E)$.

Если бы при этом удалось отдельно сосчитать количество осколков «истинного» деления f_1 и f_2 , то можно было бы получить сечение слияния (образования составного ядра) $\sigma_{\text{CN}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P(l, E)P_{\text{CN}}(l, E)$. Поскольку статистическая модель дает достаточно надежные предсказания вероятностей распада возбужденного составного ядра по различным каналам (см. п. 5.2), в результате такого измерения можно было бы сделать надежную оценку сечения образования сверхтяжелого ядра (5.29) для данной комбинации ядер, что крайне важно с учетом сложности и большой стоимости проведения экспериментов по синтезу сверхтяжелых элементов.

Однако выделить экспериментально осколки «истинного» деления f_1 и f_2 довольно сложно (иногда просто невозможно). В процессе квазиделения могут образовываться фрагменты f'_1 и f'_2 , близкие по массе к фрагментам истинного деления составного ядра f_1 и f_2 (см. траектории KD_2 на рис. 4.13). Для массово-симметричных реакций, т. е. в случае $A_1 \sim A_2$, при низких энергиях столкновения вообще невозможно различить фрагменты $A'_1, A'_2, f'_1, f'_2, f_1, f_2$, образующиеся на разных стадиях реакции.

Первая стадия образования сверхтяжелого ядра — процесс захвата ядер — является наиболее понятной, и соответствующее сечение, $\sigma_{\text{capt}}(E) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)P(l, E)$, достаточно просто предсказать для любой комбинации сталкивающихся ядер, если известны их статические деформации и их вибрационные свойства (см. п. 5.4). Для вычисления ядро-ядерного потенциала при этом можно использовать фолдинг-процедуру или потенциал проксимити (см. п. 1.2). Аккуратность предсказания сечения захвата в представляющей наибольший интерес околорбарьерной области энергий не хуже фактора 2, что вполне приемлемо для планирования любого эксперимента.

Оценка «выживаемости» возбужденного составного ядра и расчет вероятности выхода конечного ядра $B(\text{g. s.}) = C^* - xn$ в канале с испарением x нейтронов (для сверхтяжелых ядер лишь

испарение нейтронов конкурирует с делением, см. рис. 5.5) могут быть сделаны в рамках статистической модели. Эта модель (и ее параметры) также достаточно хорошо отработана на многочисленных экспериментальных данных. Описание модели дано выше в п. 5.2, а формула (5.7) как раз и определяет вероятность выживания составного ядра в канале с испарением x нейтронов $P_{EvR}^{xn}(C \rightarrow B + xn)$, входящую в формулу (5.29).

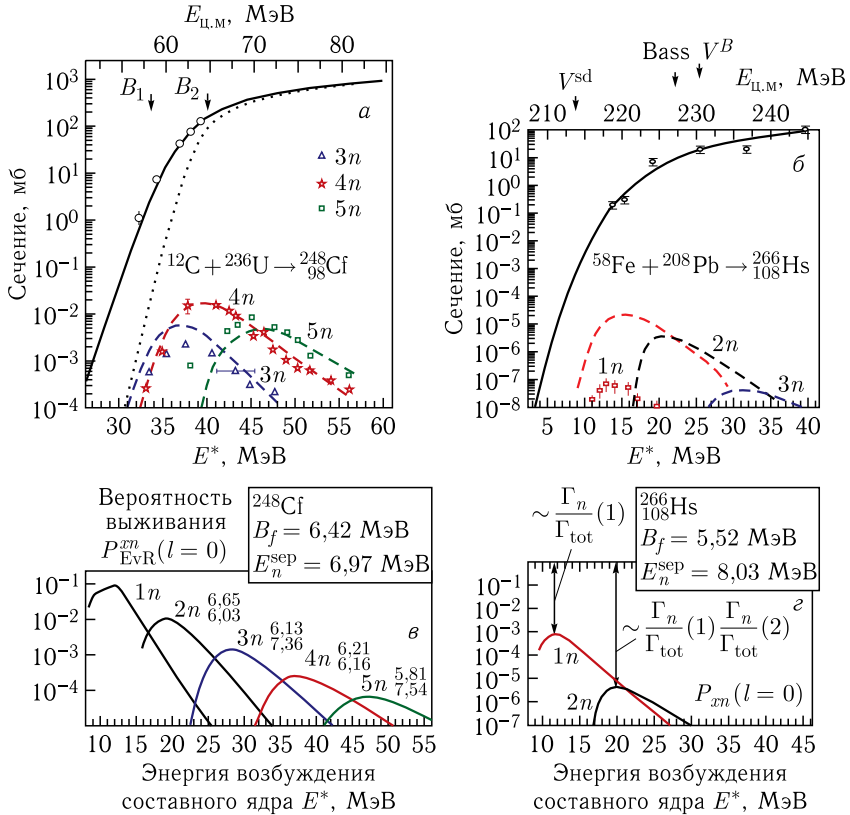


Рис. 5.17. Сечения захвата и выхода испарительных остатков в реакциях слияния $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ и $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$. Экспериментальные данные взяты из работ [17] и [19] для первой реакции и из [18] и [20] для второй. Пунктирная и сплошные кривые на рис. а, б показывают результаты вычисления сечения захвата в модели проницаемости одномерного барьера и с учетом связи каналов (см. п. 5.4). Сечения испарительных остатков вычислены с использованием формулы (5.29) в предположении об отсутствии процессов квазиделения на стадии образования составного ядра, т.е. при $P_{CN} = 1$. Внизу показаны вероятности выживания в каналах с испусканием x нейтронов, вычисленные по формуле (5.7)

На рис. 5.17, *а, б* показаны экспериментальные данные для сечения образования изотопов калифорния $^{243,244,245}\text{Cf}$ ($Z = 98$) в испарительных каналах $3n$, $4n$ и $5n$ и изотопа хассия ^{265}Hs ($Z = 108$) в реакциях слияния $^{12}\text{C} + ^{236}\text{U}$ [17] и $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$ [18] соответственно. На этом же рисунке показаны и сечения захвата для этих реакций, измеренные в работах [19] и [20]. Теоретические сечения выхода испарительных остатков получены с помощью формулы (5.29) в предположении об отсутствии процессов квазиделения на стадии образования составного ядра, т. е. при $P_{\text{CN}} = 1$. Видно, что такое предположение вполне оправданно при слиянии достаточно легких ядер ^{12}C с ядрами урана. В случае же слияния более тяжелого ядра ^{58}Fe с ^{208}Pb вероятность образования составного ядра P_{CN} составляет менее 1%, и пренебрежение этим фактором приводит к завышенному более чем на два порядка сечению выхода испарительных остатков (см. рис. 5.17, *б*).

Сечение выхода данного испарительного остатка (т. е. конкретного изотопа) имеет характерный колоколообразный вид с шириной порядка 5 МэВ на половине высоты. Это просто объясняется тем, что при уменьшении энергии столкновения сечение слияния быстро уменьшается в подбарьерной области, а при увеличении этой энергии растет энергия возбуждения составного ядра и его выживаемость уменьшается (см. рис. 5.17, *в, г*). Таким образом, максимальный выход испарительных остатков ожидается при энергиях столкновения, близких к высоте кулоновского барьера. Поскольку сечения образования сверхтяжелых ядер чрезвычайно малы (порядка 1 пб), тщательный выбор энергии столкновения является очень важным: при сечении в 1 пб требуется недельное облучение мишени для наблюдения всего лишь одного события. Ошибка в выборе энергии столкновения на 5 МэВ может привести к нулевому результату чрезвычайно дорогостоящего эксперимента.

Если энергия столкновения выбирается близкой к высоте кулоновского барьера V^B , то получаемая при этом энергия возбуждения образующегося составного ядра зависит от комбинации сталкивающихся ядер (см. формулу (5.1)). Для массово-асимметричных комбинаций (например $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$) энергия возбуждения составного ядра при $E_{\text{ц.м}} \sim V^B$ оказывается порядка 40 МэВ, а для более симметричных комбинаций с участием сильно-связанных ядер (например $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb}$) эта энергия намного ниже (см. рис. 5.17). Реакции первого типа (с большой энергией возбуждения составного ядра) принято называть «горячим» синтезом, а реакции слияния второго типа — «холодным» синтезом

(по температуре образующегося составного ядра). Испускание одного нейтрона уменьшает энергию возбуждения ядра примерно на 10 МэВ (энергия связи нейтрона 8 МэВ + его средняя кинетическая энергия 2 МэВ (см. рис. 5.5)). Таким образом, чтобы снять энергию возбуждения 40 МэВ, требуется испарить четыре нейтрона. Именно этим объясняется тот факт, что в реакциях «горячего» синтеза с максимальным сечением образуются испарительные остатки в каналах с испусканием трех-пяти нейтронов, а в реакциях «холодного» синтеза — одного, двух нейтронов.

В принципе, испаряемый нейтрон может иметь любую кинетическую энергию в диапазоне $0 < e < E^*$. Однако вероятность того, что нейтрон унесет большую кинетическую энергию, экспоненциально падает с ростом e и определяется фактором $P_n(E^*, e) = C\sqrt{e} \exp[-e/T(E^*)]$, входящим в формулу (5.7) для вероятности образования холодного конечного ядра в канале с испусканием x нейтронов. Максвелловское распределение по скоростям испаряемых нейтронов (показанное схематически на рис. 5.5) объясняет плавное экспоненциальное падение величин P_{EvR}^{xn} на рис. 5.6 и 5.17 с увеличением энергии возбуждения составного ядра, а также перекрытие самих функций возбуждения σ_{EvR}^{xn} в различных испарительных каналах.

Два основных фактора делают очень малыми сечения образования сверхтяжелых элементов: малая вероятность образования составного ядра в конкуренции с доминирующим процессом квазиделения, P_{CN} , и малая вероятность выживания возбужденного составного ядра, P_{EvR}^{xn} . Первый фактор зависит от комбинации сталкивающихся ядер, а также от энергии столкновения (см. ниже), а выживаемость составного ядра зависит от его энергии возбуждения и от свойств этого ядра (барьера деления и энергии отделения нейтронов). Вероятность испускания нейтрона (снимающего часть энергии возбуждения составного ядра) определяется отношением ширины $\Gamma_n/\Gamma_{\text{tot}}$ (см. п. 5.2). Для возбужденных сверхтяжелых ядер основным каналом распада является деление (см. рис. 5.6) и $\Gamma_{\text{tot}} \approx \Gamma_f$. Из формул (5.2) для ширины распада и формулы (5.5) для плотности уровней можно получить грубую оценку вероятности испускания нейтрона в зависимости от величины его энергии отделения E_n^{sep} и от высоты делительного барьера B_{fis} : $\Gamma_n/\Gamma_f \sim \exp[-(E_n^{\text{sep}} - B_{\text{fis}})/T(E^*)]$ (здесь $T(E^*) = \sqrt{E^*/a}$ — температура составного ядра). Таким образом, чем меньше делительный барьер возбужденного составного ядра и чем больше энергия связи нейтронов в этом ядре, тем меньше вероятность его выживания. В качестве примера

можно сравнить вероятности выживания (при одной и той же энергии возбуждения) ядер ^{248}Cf ($E_n^{\text{sep}} - B_{\text{fis}} \sim 0,5 \text{ МэВ}$) и ^{266}Hs ($E_n^{\text{sep}} - B_{\text{fis}} \sim 2,5 \text{ МэВ}$), показанные в нижней части рис. 5.17. Видно, что для второго ядра, имеющего меньшую высоту делительного барьера и большую энергию связи нейтронов, вероятность выживания намного меньше.

Как отмечалось в п. 5.2, макроскопическая составляющая барьера деления сверхтяжелых ядер очень мала и их устойчивость по отношению к делению практически полностью определяется квантовыми оболочечными эффектами. Микроскопическая же составляющая делительного барьера δW , обусловленная этими эффектами (см. выше), уменьшается с ростом энергии возбуждения составного ядра (оболочечные эффекты сглаживаются с увеличением E^*), что еще больше уменьшает вероятность его выживания.

Если процесс преодоления кулоновского барьера во входном канале (заканчивающийся соприкосновением поверхностей двух сталкивающихся ядер) и процесс «остывания» возбужденного составного ядра за счет испарения легких частиц, происходящего в конкуренции с доминирующим процессом деления, достаточно ясны и соответствующие вероятности $P(l, E)$ и $P_{\text{EvR}}^{xn, yp, z\alpha}(C \rightarrow B + xn + yp + z\alpha)$, входящие в формулу (5.29), вычисляются достаточно аккуратно, то промежуточный процесс формирования составного ядра из конфигурации двух соприкасающихся ядер является более сложным для моделирования и вычисления соответствующей вероятности P_{CN} . Микроскопический анализ динамики столкновения двух тяжелых ядер (проведенный в рамках времязависящего уравнения Шредингера или времязависящего метода Хартри–Фока) показывает, что после соприкосновения поверхностей сталкивающихся ядер происходит медленное (адиабатическое) изменение формы образованного мюнодра из конфигурации двух соприкасающихся ядер в более или менее сферическое составное ядро. При этом средние поля этих ядер постепенно объединяются. Большая скорость нуклонов (по сравнению со скоростью сближения ядер) позволяет им «подстраивать» свое движение под изменяющееся среднее поле, сохраняя неизменными объем и плотность ядерного вещества. Зависимость потенциальной энергии системы от параметров, определяющих конкретную ядерную конфигурацию (расстояние между центрами, массовая и зарядовая асимметрия, деформации), а также одночастичные состояния нуклонов, определяющие

оболочечную поправку к этой энергии, могут быть вычислены в рамках двухцентровой оболочечной модели (см. п. 4.2).

При надбарьерных энергиях решение динамических уравнений (4.4) позволяет проследить весь процесс столкновения ядер, в том числе и эволюцию ядерной системы из конфигурации двух соприкасающихся ядер в конфигурацию составного ядра. На этом пути с наибольшей вероятностью происходит квазиделение ядерной системы (см. рис. 4.13). Однако небольшая часть испытываемых траекторий все же достигает конфигурации более или менее сферически-симметричного составного ядра. Отношение числа таких траекторий к общему числу испытанных событий (при данном прицельном параметре, т. е. при данном l) как раз и определяет вероятность образования составного ядра $P_{CN}(l, E)$.

Сечения захвата, слияния (образования составного ядра) и выхода испарительных остатков сверхтяжелых ядер, образующихся в реакциях «холодного» синтеза с использованием мишени ^{208}Pb , показаны на рис. 5.18. На этом же рисунке приведена зависимость вероятности формирования составного ядра от энергии его возбуждения и от комбинации сталкивающихся ядер. Эта зависимость, показанная на рис. 5.18, б, аппроксимируется простым выражением:

$$P_{CN}(l, E^*) = \frac{P_{CN}^0}{1 + \exp \left[\frac{E_{\text{Bass}}^* - E_{\text{int}}^*(l)}{\Delta} \right]}, \quad (5.30)$$

которое может быть использовано для «быстрой» оценки сечения выхода сверхтяжелых ядер в реакциях «холодного» слияния. В этом выражении E_{Bass}^* — энергия возбуждения составного ядра, получающаяся при энергии столкновения, равной высоте кулоновского барьера (рассчитанного, например, для потенциала Басса), т. е. $E_{\text{Bass}}^* = V_{\text{Bass}}^B + Q_{\text{fus}}$ (см. формулу (5.1) и п. 1.2.4). Значения этой энергии показаны стрелками на рис. 5.18, б. $E_{\text{int}}^*(l) = E_{\text{ц.м}} + Q_{\text{fus}} - E_{\text{CN}}^{\text{rot}}(l)$ — «внутренняя» энергия возбуждения составного ядра без учета энергии его вращения $E_{\text{CN}}^{\text{rot}} = (\hbar^2/2\mathfrak{I}_{\text{gs}})l(l+1)$, Δ — подгоночный параметр, равный примерно 4 МэВ, а P_{CN}^0 — «асимптотическая» (надбарьерная) вероятность слияния, зависящая лишь от комбинации сталкивающихся ядер. Ее значения, вычисленные при энергии возбуждения 40 МэВ (т. е. намного больше, чем E_{Bass}^*), показаны точками на рис. 5.17, в для различных комбинаций сталкивающихся ядер. Видно, что вероятность слияния тяжелых ядер экспоненциально

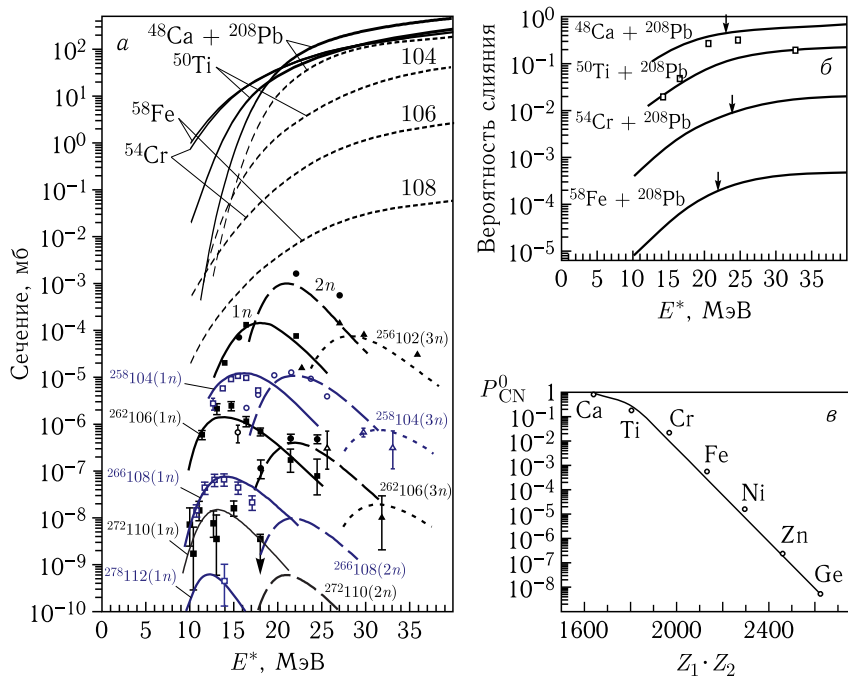


Рис. 5.18. а) Сечения захвата (верхние сплошные кривые), слияния (верхние штриховые кривые) и выхода испарительных остатков сверхтяжелых ядер в реакциях «холодного» слияния тяжелых ионов (от ^{48}Ca до ^{70}Zn) с ^{208}Pb . Экспериментальные данные взяты из работ [18] и [21] (для 110-го элемента). б) Рассчитанные значения вероятности образования составного ядра $P_{\text{CN}}(l=0, E)$ в реакциях слияния тяжелых ионов с ядрами ^{208}Pb . Экспериментальные данные для случая $^{50}\text{Ti} + ^{208}\text{Pb}$ взяты из работы [22]. в) Надбарьерная вероятность слияния ядер. Точки — численный расчет, кривая соответствует формуле (5.31)

убывает с ростом величины $Z_1 \cdot Z_2$. Зависимость P_{CN}^0 от $Z_1 \cdot Z_2$ можно приближенно описать эмпирической формулой

$$P_{\text{CN}}^0 = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{Z_1 Z_2 - \zeta}{\tau} \right]}, \quad (5.31)$$

показанной сплошной кривой на рис. 5.18, в. Здесь $\zeta \approx 1760$ и $\tau \approx 45$ — просто подгоночные параметры.

Приближенные выражения (5.30) и (5.31) для вероятности образования составного ядра применимы лишь для реакций «холодного» слияния с участием дважды магического ядра ^{208}Pb или близкого к нему ^{209}Bi . Для реакций «горячего» синтеза с

использованием более тяжелых актинидных мишеней пока не удалось найти достаточно простых эмпирических формул для $P_{CN}(l, E)$. Чтобы сделать какие-либо оценки сечений образования сверхтяжелых элементов в этих реакциях, необходимо проводить довольно сложные расчеты, например, с помощью уравнений (4.4). При этом такие расчеты не являются вполне надежными, в том числе из-за неопределенности значений некоторых фундаментальных физических величин ядерной динамики, например, скорости передачи нуклонов λ_0 или величины ядерной вязкости (см. п. 4.3). Несмотря на это, предсказания сечений образования сверхтяжелых элементов в реакциях слияния ^{48}Ca с актинидными мишенями, сделанные в рамках описанной выше модели, довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 5.19).

Именно в реакциях слияния ускоренных ионов ^{48}Ca на рубеже XXI в. в Дубне были синтезированы шесть новых элементов, начиная со 113-го и заканчивая 118-м, полученным в реакции слияния ^{48}Ca ($Z = 20$) с наиболее тяжелой мишенью

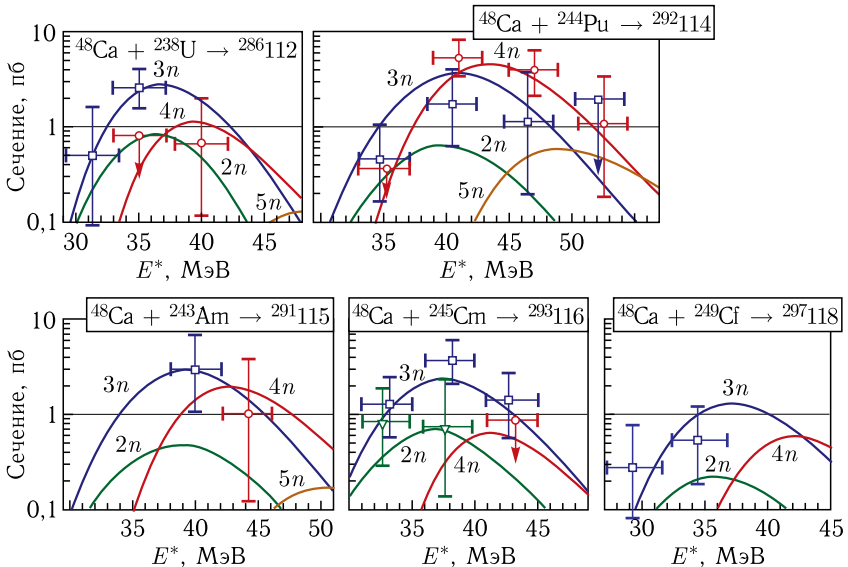


Рис. 5.19. Сечения образования сверхтяжелых ядер в реакциях слияния ^{48}Ca с актинидными мишенями (от урана до калифорния) в испарительных каналах $2n$ (треугольники), $3n$ (квадраты), $4n$ (кружки) и $5n$. Экспериментальные данные взяты из обзорной работы [23], а теоретические предсказания были сделаны в рамках описанного выше подхода

^{249}Cf ($Z = 98$). Изотопы элементов с $Z > 98$ получаются в ядерных реакторах в микроскопических количествах, недостаточных для приготовления мишени. Следовательно, чтобы получить сверхтяжелые элементы с $Z > 118$, необходимо использовать снаряды более тяжелые, чем ^{48}Ca . Вероятность слияния при этом значительно падает. На рис. 5.20 показаны предсказанные сечения образования элементов 119 и 120 в реакциях $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$, $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$ и верхние границы экспериментальных сечений, полученные в GSI (Дармштадт, Германия). На сегодняшний день (2015 г.) эти элементы еще не синтезированы, однако соответствующие эксперименты продолжают в Дубне, в GSI и в лаборатории RIKEN (Япония).

Как уже отмечалось выше, из-за увеличивающегося наклона линии стабильности к нейтронной оси (роста отношения N/Z с увеличением A) в реакциях слияния стабильных ядер образуются лишь протонно-избыточные изотопы тяжелых элементов, лежащие слева от линии стабильности (см. рис. 4.14). В последнее

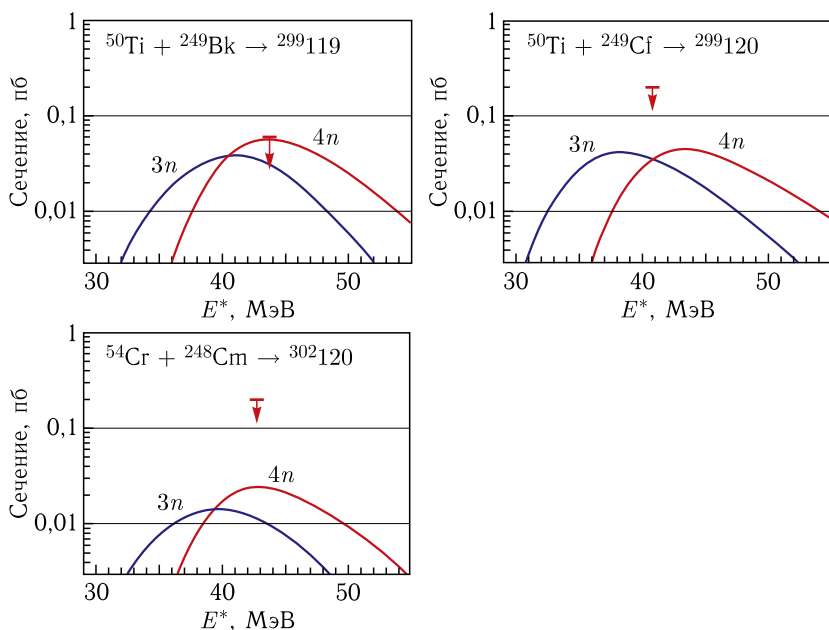


Рис. 5.20. Предсказанные сечения образования сверхтяжелых элементов 119 и 120 в реакциях слияния $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$, $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ и $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$. Стрелками показаны верхние границы сечений, достигнутые в GSI [24, 25]

время стало возможным получение и ускорение короткоживущих радиоактивных, в том числе нейтронно-избыточных ядер (см. ниже), которые, в принципе, могли бы быть использованы для синтеза нейтронно-обогащенных изотопов сверхтяжелых элементов, расположенных в центре «острова стабильности». Например, в реакции слияния $^{44}\text{S}(T_{1/2} = 0,1 \text{ с}) + ^{248}\text{Cm}$ можно было бы получить изотопы 112-го элемента, имеющие на шесть нейтронов больше по сравнению с изотопами, получаемыми в реакции слияния стабильных ядер $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$. Однако сечения образования этих изотопов в данной реакции также чрезвычайно малы (порядка 1 пб) и для их получения потребовался бы пучок ионов ^{44}S с такой же интенсивностью, что и пучок ионов ^{48}Ca , т. е. порядка 10^{12} частиц в секунду. К сожалению, столь интенсивные пучки радиоактивных ядер пока не удастся получить.

На рис. 5.21 показана современная (2014 г.) карта ядер в области сверхтяжелых элементов. В ближайшее время планируется синтезировать элементы 119 и 120 в реакциях слияния $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Bk}$, $^{50}\text{Ti} + ^{249}\text{Cf}$ и/или $^{54}\text{Cr} + ^{248}\text{Cm}$. Изотопы этих элементов также будут находиться в области протонно-избыточных ядер, вдали от острова стабильности. Существование этого острова косвенно доказывается увеличением на несколько порядков

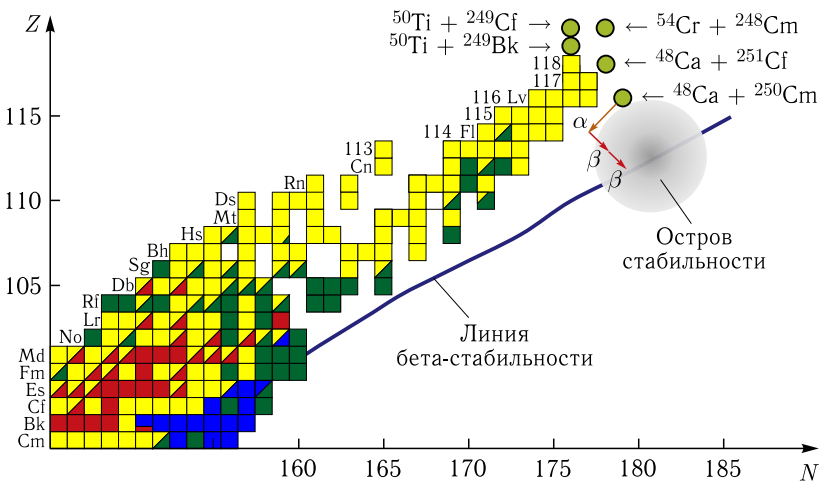


Рис. 5.21. Верхняя часть карты ядер. Отмечены уже синтезированные изотопы и их доминирующие моды распада. Кружками обозначены изотопы, которые планируется получить в ближайшее время в реакциях слияния, обозначенных на этом же рисунке. Элементы 113, 115, 117 и 118 в 2014 г. еще не получили названий

времени жизни известных изотопов элементов 112 и 113 при их приближении к острову стабильности: $T_{1/2}(^{277}\text{112}) = 0,7$ мс, $T_{1/2}(^{285}\text{112}) = 30$ с, $T_{1/2}(^{278}\text{113}) = 0,24$ мс, $T_{1/2}(^{286}\text{113}) = 13$ с. Гипотетическая возможность попасть на «остров стабильности» с помощью реакций слияния может появиться, если для некоторых изотопов элементов 114 и/или 115 вероятность β^+ -распада окажется соизмеримой с вероятностью их альфа-распада или спонтанного деления (что предсказывается в некоторых теоретических моделях). Например, в $2n$ -канале реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{249}\text{Bk}$ (сечение 0,2 пб) образуется изотоп $^{295}\text{117}$, который после альфа-распада переходит в изотоп $^{291}\text{115}$, который, в свою очередь, может испытать три последовательных β^+ -распада с образованием сверхтяжелого ядра $^{291}\text{112}$, время жизни которого оценивается в 1000 лет. Такая же возможность появляется и в испарительном канале $3n$ реакции слияния $^{48}\text{Ca} + ^{250}\text{Cm}$ (с сечением 0,8 пб), показанной на рис. 5.21.

5.9. Радиационный захват легких ядер

Слияние легких ядер энергетически выгодно, т.е. $Q_{\text{fus}} = E_{\text{св}}(A_{\text{CN}}) - E_{\text{св}}(A_1) - E_{\text{св}}(A_2) > 0$ (см. формулу (5.1)). Это означает, что такая реакция может идти даже при нулевой кинетической энергии сливающихся ядер, и единственным препятствием к ее осуществлению является кулоновский барьер, который ядра должны преодолеть, чтобы образовать более связанное конечное ядро. Именно реакции слияния легких ядер ответственны за нуклеосинтез (образование более тяжелых элементов) и энерговыделение в звездах.

Однако механизм образования конечного ядра в случае слияния легких ядер резко отличается от механизма слияния тяжелых ядер. При низких энергиях столкновения в образующемся конечном ядре может просто не оказаться подходящего состояния (энергетического уровня), которое обеспечит закон сохранения энергии $E_{\text{ц.м}} + m_1c^2 + m_2c^2 = m_{\text{CN}}c^2 + \varepsilon_{\nu}(\text{CN})$ (в тяжелых ядрах плотность уровней настолько высока, что подходящее состояние ε_{ν} всегда найдется). Это означает, что в реакции слияния должны участвовать «третьи» частицы, уносящие избыток энергии. Если энергия возбуждения конечного ядра ниже энергии отделения нейтрона, то такой третьей частицей может быть только гамма-квант. Типичный пример слияния легких ядер показан на рис. 5.22. Масса сливающихся ядер ^3H и ^4He превышает массу ядра ^7Li на 2468 кэВ. При низких энергиях столкновения в ядре ^7Li нет соответствующего возбужденного

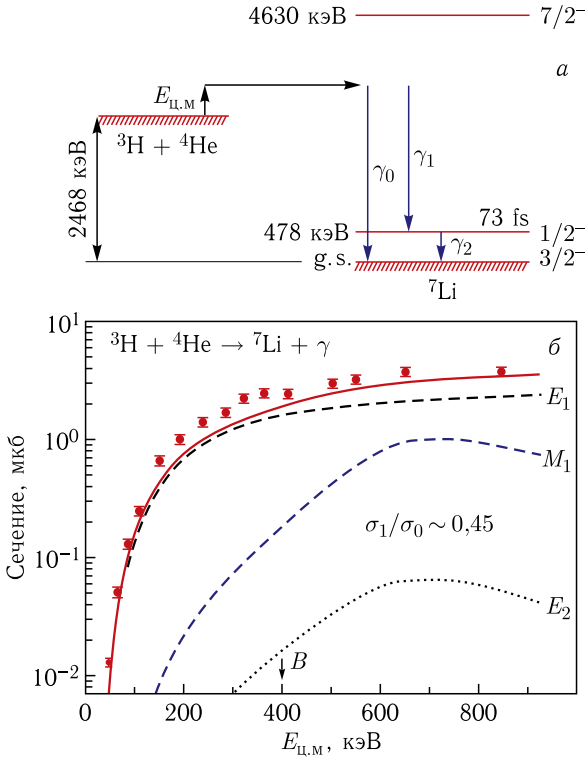


Рис. 5.22. Схема (а) и сечение (б) радиационного захвата (слияния) ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$ с образованием ядра ${}^7\text{Li}$. Экспериментальные данные взяты из работы [26]. Сечения образования ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии с испусканием E_1 , E_2 и M_1 гамма-квантов рассчитаны в рамках потенциальной модели радиационного захвата на веб-сайте <http://nrv.jinr.ru>

состояния, которое могло бы образоваться в результате слияния ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$. Это означает, что при образовании ядра ${}^7\text{Li}$ должен испускаться гамма-квант с энергией $E_{\text{c.m.}} + 2468$ кэВ (с образованием ${}^7\text{Li}$ в основном состоянии) либо два гамма-кванта с энергиями $E_1 = E_{\text{c.m.}} + 1990$ кэВ и $E_2 = 478$ кэВ (см. рис. 5.22).

Такие реакции называются процессами радиационного захвата. Поскольку они происходят с участием электромагнитного взаимодействия, но на очень малых (по сравнению с длиной волны фотона) расстояниях, ограниченных объемом ядра, сечения таких процессов намного меньше обычных сечений слияния ядер, обсуждавшихся выше. Даже при надбарьерной энергии сечение радиационного захвата ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^4\text{He}$, например, не превышает 10 мкб (см. рис. 5.22), что на пять

порядков меньше сечения слияния ${}^4\text{He}$ с тяжелыми ядрами (см., например, рис. 5.12). Сечения процессов радиационного захвата измеряют, как правило, именно по выходу гамма-квантов. Для реакции ${}^3\text{H} ({}^4\text{He}, \gamma) {}^7\text{Li}$, в которой имеются две возможности образования конечного ядра (прямое образование основного состояния с испусканием γ_0 , а также заселение возбужденного состояния с испусканием γ_1 и его последующего распада в основное состояние с испусканием γ_2), можно измерить также и фактор ветвления $R = \sigma_1/\sigma_0$. В этой реакции было найдено значение $R \approx 0,4$, которое оказалось практически независимым от энергии столкновения.

Сечение процесса радиационного захвата определяется перекрытием волновых функций начального и конечного состояний ядерной системы и электромагнитного взаимодействия, приводящего к рождению фотона. Энергия фотона и его импульс определяются законом сохранения энергии $E_\gamma = \hbar c k_\gamma = E - E_f$. Здесь E — энергия столкновения в системе центра масс, а $E_f = m_{\text{CN}}c^2 - (m_1c^2 + m_2c^2)$ — (отрицательная) энергия связи захваченных частиц в конечном ядре (-2468 кэВ для реакции ${}^3\text{H} ({}^4\text{He}, \gamma) {}^7\text{Li}$, например). Если конечное ядро образуется в каком-то возбужденном состоянии, то к E_f надо добавить соответствующую энергию возбуждения. Поскольку $\hbar c = 197$ МэВ·фм, то типичные значения импульса фотона $k_\gamma \sim 0,05$ фм $^{-1}$ при $E_\gamma \sim 1$ МэВ. Это означает, что на ядерных расстояниях (где и происходит процесс радиационного захвата) $k_\gamma r \ll 1$, и в мультипольном разложении взаимодействия электромагнитного поля с заряженной системой заметный вклад дают лишь низшие мультиполи, поскольку функции Бесселя, входящие в это разложение, быстро убывают с увеличением λ : $j_\lambda(kr) \approx (kr)^\lambda / (2\lambda + 1)!!$ (где $\lambda = 1, 2, \dots$ — мультипольность электрического или магнитного перехода).

Сечение радиационного захвата с образованием конечного ядра с угловым моментом J_f и четностью π_f (в несколько упрощенном виде) выглядит следующим образом:

$$\sigma_\gamma^{J_f \pi_f}(E) = \sum_{\lambda \geq 1, l \geq 0, J_i} C(J_f, \lambda, l, J_i) k_\gamma^{2\lambda+1} \times \\ \times |\langle \varphi_{\text{CN}}^{J_f \pi_f} \| \mu_\lambda^E + \mu_\lambda^M \| \psi_i^{J_i \pi_i}(E) \rangle|^2. \quad (5.32)$$

Здесь $\varphi_{\text{CN}}^{J_f \pi_f}(r)$ — волновая функция конечного ядра, описывающая связанное состояние слившихся ядер (с учетом соответствующего спектроскопического фактора), $\varphi_{\text{CN}}^{J_f \pi_f}(r \rightarrow \infty) \sim$

$\sim \exp(-\kappa_f r)$, $\kappa_f = \sqrt{(2\mu_{12}/\hbar^2)|E_f|}$, а $\psi_l^{J_i \pi_i}(E; r)$ — парциальная волновая функция относительного движения сталкивающихся ядер во входном канале. Эта функция удовлетворяет радиальному уравнению Шредингера (2.11) с правильно подобранным (вещественным) потенциалом взаимодействия сталкивающихся ядер A_1 и A_2 . Поскольку мультипольный оператор электрического перехода $\mu_\lambda^E \sim er^\lambda$, а магнитного $\mu_\lambda^M \sim \frac{e\hbar}{2mc} r^{\lambda-1}$, то магнитные переходы той же мультипольности в среднем менее вероятны по сравнению с электрическими на фактор $(\hbar/mcR_{\text{ядра}})^2$ (m — масса нуклона), т. е. примерно на два порядка (безусловно, это грубая оценка, поскольку реальное сечение зависит также от волновых функций начального и конечного состояний). Вероятность переходов убывает и с ростом мультипольности испускаемого гамма-кванта. При увеличении λ на единицу вероятность перехода падает на фактор $(k_\gamma R_{\text{ядра}})^2 / (2\lambda + 3)^2 \ll 1$.

В силу закона сохранения углового момента $\mathbf{J}_i = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2 + \mathbf{l}$ (\mathbf{s}_1 и \mathbf{s}_2 — спины сталкивающихся ядер) и $\mathbf{J}_f + \boldsymbol{\lambda} = \mathbf{J}_i$. В данном процессе сохраняется также и четность, при этом надо помнить, что четность электрического перехода равна $(-1)^\lambda$, а магнитного $(-1)^{\lambda+1}$. Эти законы сохранения (вместе с упомянутыми выше факторами ослабления) приводят к существенному сокращению числа возможных переходов в околосбарьерных процессах радиационного захвата. Как правило, основной вклад вносят переходы E_1 , E_2 и M_1 и низшие парциальные волны $l = 0, 1$ и 2 .

В потенциальной модели процесса радиационного захвата предполагается, что именно относительное движение сливающихся частиц (а не их внутренняя структура) играет основную роль. Для описания этого движения во входном канале и во вновь образованном ядре необходимо подобрать соответствующие потенциалы взаимодействия, которые, в принципе, могут отличаться друг от друга. Потенциальная энергия, описывающая связанное состояние ядер A_1 и A_2 , должна обеспечить подходящую энергию связи E_f и требуемые квантовые числа этого состояния. Потенциал взаимодействия ядер A_1 и A_2 должен правильным образом описывать их упругое рассеяние при низких энергиях. В частности, при правильном выборе этого потенциала должны воспроизводиться наблюдаемые в эксперименте резонансы (если таковые имеются). Из теории упругого рассеяния известно, что при прохождении (по энергии) такого потенциального резонанса соответствующая парциальная фаза рассеяния $\chi_l(E)$ (см. гл. 2) должна резко изменяться (прибли-

зительно на π). Такое поведение парциальной фазы рассеяния помогает правильным образом выбрать соответствующий потенциал взаимодействия ядер во входном канале.

Пример резонансного радиационного захвата протонов ядрами углерода показан на рис. 5.23. Из схемы уровней возбужденных состояний составного ядра ^{13}N видно, что при энергии относительного движения ядер ^1H и ^{12}C , равной 421 кэВ, в нулевой парциальной волне должен наблюдаться резонанс. Правильное положение этого резонанса обеспечивается при выборе потенциала взаимодействия ядер ^1H и ^{12}C в форме Вудса–Саксона с параметрами $V_0 = -63,45$ МэВ, $r_0^V = 1,179$ фм и $a_V = 0,65$ фм. Связанное состояние $1p_{1/2}$ ядер ^1H и ^{12}C с энергией связи $E_f = -1,944$ МэВ обеспечивается потенциалом с глубиной $V_0 = -54,33$ МэВ и с тем же радиусом. Сечение радиационного захвата ядер ^1H и ^{12}C , рассчитанное с этими потенциалами, прекрасно совпадает с экспериментальными данными [27].

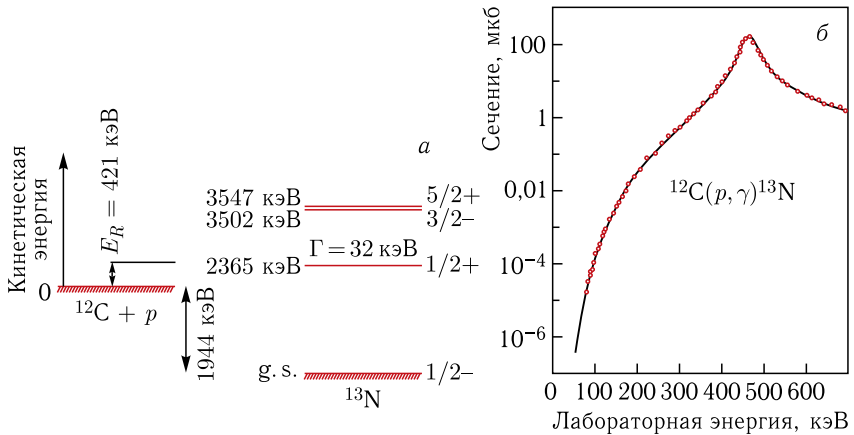


Рис. 5.23. Схема (а) и сечение (б) радиационного захвата ядер ^1H и ^{12}C с образованием ядра ^{13}N . Экспериментальные данные взяты из работы [27]. Сечение захвата рассчитано в рамках потенциальной модели на веб-сайте <http://nrv.jinr.ru>

Наибольший интерес представляют процессы слияния легких ядер именно при низких (подбарьерных) энергиях порядка нескольких или десятков килоэлектронвольт. Температура внутри Солнца, например, равна приблизительно $1,5 \cdot 10^7$ К, что соответствует $kT \approx 1,3$ кэВ, а распределение по энергиям сталкивающихся ядер определяется соотношением Больцмана $\exp(-E/kT)$, т.е. экспоненциально убывает с ростом E . При

таких низких энергиях очень сложно провести экспериментальные измерения соответствующих сечений из-за их малости, а простая экстраполяция сечений в область малых энергий затруднена из-за их резкого (экспоненциального) уменьшения в этой области (см. рис. 5.22 и 5.23). Совершенно очевидно, что такое уменьшение сечения в подбарьерной области энергий обусловлено исключительно кулоновскими силами отталкивания, препятствующими сближению ядер до расстояния $r = R_1 + R_2$, где и может произойти их слияние. Нетрудно посчитать, что, например, при энергии столкновения $E = 100$ кэВ ядра ${}^1\text{H}$ и ${}^{12}\text{C}$ могут сблизиться лишь на расстояние $r_0 = Z_1 Z_2 e^2 / E = 1 \cdot 6 \cdot 1,44 / 0,1 \approx 86$ фм, что намного больше суммы радиусов этих ядер. Дальнейшее их сближение обусловлено исключительно квантовым процессом туннелирования.

Поведение волновой функции относительного движения сталкивающихся ядер $\psi_l(E; r)$ при $r > R_1 + R_2$ полностью определяется кулоновским полем $V_C(r) = Z_1 Z_2 e^2 / r$. Поскольку эта функция должна иметь конечное значение при всех r , то на малых расстояниях $\psi_l(E; r) \sim F_l(E, r)$, где $F_l(E; r)$ — регулярная кулоновская волновая функция. Эта функция, в свою очередь, на малых расстояниях (при $kr \ll \eta$) ведет себя следующим образом:

$$F_{l=0}(E; r) \sim \frac{1}{2} e^{-\pi\eta} \left(\frac{kr}{2\eta} \right)^{1/4} \quad [28] \quad (\text{при малых энергиях именно}$$

нулевая парциальная волна дает основной вклад в сечение). Здесь $\eta = k(Z_1 Z_2 e^2) / 2E$ — кулоновский параметр, растущий с уменьшением энергии столкновения. Таким образом, вероятность того, что ядра придут в соприкосновение (и только затем может произойти процесс их слияния) при малых (подбарьерных) энергиях столкновения, уменьшается как $e^{-2\pi\eta}$ (т. е. как $e^{-B/\sqrt{E}}$, где $B = \pi\sqrt{2\mu} Z_1 Z_2 e^2 / \hbar$, а μ — приведенная масса сталкивающихся ядер).

Эту очевидную (не связанную с последующим ядерным процессом) энергетическую зависимость сечения слияния, а также кинематический множитель $1/E$ в формуле (5.10) можно выделить и записать сечение слияния (или другой подбарьерной ядерной реакции) в виде

$$\sigma_{fi}(E) = \frac{1}{E} e^{-2\pi\eta} S_{fi}(E). \quad (5.33)$$

Величина $S(E)$ называется астрофизическим S -фактором. Именно этой величиной определяется вероятность конкретного процесса, происходящего после соприкосновения сталкивающихся ядер. Значение S -фактора зависит от начальных и конечных

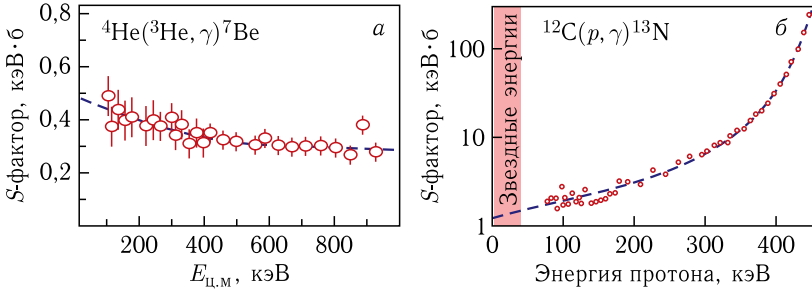


Рис. 5.24. Астрофизические S -факторы для реакций радиационного захвата ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ (а) и ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ (б)

состояний ядер и от того взаимодействия, которое вызывает данную реакцию, например, электромагнитного в случае радиационного захвата или слабого в процессе сгорания водорода в звездах: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$. Зависимость же S -фактора от энергии должна быть не очень сильной, что позволяет экстраполировать его величину в область очень низких (в том числе нулевых) энергий, при которых невозможно выполнить соответствующий эксперимент. Именно эта возможность и оправдывает введение в рассмотрение S -фактора. На рис. 5.24 показана зависимость от энергии S -факторов процессов радиационного захвата ${}^4\text{He}({}^3\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$. Резкий рост с энергией S -фактора реакции ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}$ обусловлен ее резонансным характером при энергии 421 кэВ в системе центра масс (см. выше). S -факторы различных астрофизических процессов можно найти в базах данных в сети Интернет [29].

Список литературы к главе 5

1. *Sagaidak R. N. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014603.
2. *Mortonet C. R. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 243.
3. *Begnini S. et al.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A. 1985. V. 239. P. 585.
4. *Игнатюк А. В.* Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. *Snover K. A.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1986. V. 36. P. 545.
6. *Myers W. D., Swiatecki W. J.* // Ark. Phys. 1967. V. 36. P. 343.
7. *Möller P. et al.* // At. Data. 1995. V. 59. P. 185.
8. *Vandenbosch R., Huizenga J. R.* Nuclear Fission. N. Y.: Acad. Press., 1973.
9. *Junghans A. R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 629. P. 635.
10. *Leigh J. R. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 3151.
11. *Stefanini A. M. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 014601.

12. *Hill D. L., Wheeler J. A.* // Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 1102.
13. *Hagino K., Rowley N., Kruppa A. T.* // Comp. Phys. Commun. 1999. V. 123. P. 143.
14. *Rowley N., Satchler G. R., Stelson P. H.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 254. P. 25.
15. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 162701.
16. *Barnett A. R., Lilley J. S.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 2010.
17. *Sikkeland T., Maly J., Lebeck D.* // Phys. Rev. 1968. V. 169. P. 1000.
18. *Hofmann S., Münzenberg G.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
19. *Murakami T. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 34. P. 1353.
20. *Itkis M. et al.* // Proc. on Fusion Dynamics at the Extremes, Dubna, 2000 / Ed. by Yu. Ts. Oganessian and V. I. Zagrebaev. Singapore: World Sci., 2001. P. 93.
21. *Morita K. et al.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2007. V. 76, No. 4. P. 043201.
22. *Naik R. S. et al.* // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 054604.
23. *Oganessian Yu.* // J. Phys. G. 2007. V. 34. P. R165.
24. *Hofmann S. et al.* // GSI Rep. 2012-1. 2012. P. 205.
25. *Khuyagbaatar J. et al.* // GSI Rep. 2013-1. 2013. P. 131.
26. *Brune C. N. et al.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 2205.
27. *Lamb W. A. S., Hester R. E.* // Phys. Rev. 1957. V. 107. P. 550;
Rolfs C., Azuma R. E. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 227. P. 291.
28. *Абрамовиц М., Стиган И.* Справочник по специальным функциям. М.: Наука, 1979.
29. http://pntpm3.ulb.ac.be/Nacre/barre_database.htm;
<http://www.astro.ulb.ac.be/nacreei/>