

C343

C-876

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

В.М. Струтинский

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЙ И ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Автореферат диссертации на
соискание ученой степени
доктора физико-математических
наук.

г. Дубна
1965

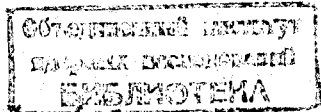
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

В.М. Струтинский

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ
РЕАКЦИЙ И ТЕОРИИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Автореферат диссертации на
соискание ученой степени
доктора физико-математических
наук.



г. Дубна
1965

3573 88.

Работа выполнена в Институте атомной энергии
им. И.В. Курчатова

Существенной особенностью ядерных реакций в области средних энергий является возможность статистического описания некоторых важных ядерных процессов. С увеличением возбуждения чрезвычайно быстро растет плотность уровней ядер. Отдельные состояния средних и тяжелых ядер в обычных условиях неразрешимы уже при возбуждении в несколько Мэв. Наблюдаемая картина ядерного процесса является как бы результатом усреднения по многим "микросостояниям" системы. Возникает возможность сравнительно простого описания ядерной реакции при помощи некоторых "средних", которые по существу являются макроскопическими классическими параметрами. Теоретическое описание упрощается, поскольку можно использовать квазиклассические методы и не требуется точного описания отдельных микросостояний.

Обычно усреднение производится по состояниям с некоторыми общими свойствами, например, близкими угловыми моментами. В этих условиях проявляются соответствующие классические свойства, например, возникают явления, которые соответствуют классическому вращению системы. Поэтому такие ядерные реакции допускают классическую интерпретацию.

Несмотря на густоту состояний ядра, на опыте все же часто удается изучать реакции на отдельных состояниях. Нетривиальный вывод статистической модели состоит, таким образом, в том, что при сложении сечений для отдельных состояний результат будет соответствовать классическому механизму реакции, хотя каждое из них имеет с ним очень мало общего.

Сильно возбужденные состояния ядра описываются как совокупность большого числа относительно небольших "элементарных возбуждений", взаимодействие между которыми предполагается слабым. Эти остаточные взаимодействия играют второстепенную роль, так как их влияние на макроскопические средние, в общем, невелико. Поэтому оказывается, что даже сравнительно простая статистическая теория, опирающаяся на модель независимых возбуждений, и квазиклассическое описание отдельных микросостояний характеризуется неплохой количественной точностью. В этой своей части статистическая модель опирается на модель независимых частиц, которая интенсивно развивалась в течение последнего десятилетия и получила недавно обоснование в работах А.Б.Мигдала. Для статистической модели возбуждения ядра наиболее важным из остаточных взаимодействий является то, которое приводит к спариванию нуклонов. Оно учитывается в простой термодинамической теории каноническим преобразованием Боголюбова к соответствующим квазичастицам.

Статистический подход может быть также основой различных макроскопических моделей ядра, не опирающихся на модель независимых частиц. Необходимость таких моделей несомненна, поскольку даже самые совершенные "газовые" модели не могут претендовать на полное описание свойств ядерной материи.

Моделью такого рода является так называемая статистическая модель ядерной материи, которая в своей простейшей форме уже давно применяется для описания энергии связи, в теории деления ядер и т.п. Статистическая модель в основном эквивалентна капельной модели для энергии ядра.

В статистической модели ядерной материи в весьма общем виде учитывается основная часть взаимодействия нуклонов. В ней предполагается некоторое однородное состояние ядерной материи, соответствующее усреднению по различным квантовым орбитам нуклонов. Выражение для энергии, которое используется в этой модели, является весьма общим и при подходящем выборе параметров неплохо описывает основные особенности зависимости энергии ядра от числа нуклонов и деформации. С микроскопической точки зрения здесь существенны такие свойства взаимодействия нуклонов, как насыщение (зависимость от скорости), конечность радиуса действия.

Современная микроскопическая теория ядра не в состоянии корректно рассчитать полную энергию ядра и в этом отношении нужно отдать предпочтение соответствующим феноменологическим моделям, таким, как статистическая или капельная.

При малом возбуждении или малой деформации имеет место заметная неоднородность распределения нуклонов в фазовом пространстве, обусловленная оболочками. Эффект последних исчезает при деформации близкой к равновесной и при больших деформациях можно пользоваться простой классической капельной моделью. При меньших деформациях эффект оболочек может быть важным. Его можно учесть, рассматривая как поправку к однородной (капельной) модели.

Важной особенностью многих ядерных процессов при средних энергиях является также возможность описания их как последовательности ряда квазиравновесных состояний, относительно слабо связанных друг с другом. В первую очередь это относится к таким ядерным реакциям, когда имеющееся возбуждение и угловой момент в какой-то промежуточной стадии распределяются между большим числом нуклонов ядра. Модель составного ядра соответствует такой ситуации. В других случаях сложных реакций предположение о промежуточном квазиравновесном состоянии также является полезным.

В теории деления ядер роль такового играет так называемая "седловая точка". Возможно, что подобное квазиравновесное состояние проявляется и в некоторых реакциях между сложными ядрами вблизи порога в виде "квазимолекулярных" резонансов (см. ниже).

Для применимости классического описания нужно, чтобы в опыте происходило усреднение по различным начальным или конечным квантовым каналам. В противном случае различные промежуточные состояния системы даже при большом их числе возбуждаются когерентно и возникают интерференционные флуктуации сечения реакции (Эрикссон, 1963). Такие эффекты обычно мало заметны, из-за того, что при средних энергиях в реакции участвует достаточно большое число как начальных, так и конечных каналов.

Эти положения определяют круг задач, рассмотренных в диссертации. Последовательное применение изложенных принципов позволяет развить простую теорию некоторых ядерных процессов, причем оказывается, что там, где оно возможно, такое описание характеризуется хорошей количественной точностью.

Диссертация состоит из трех глав, из которых первая посвящена некоторым вопросам статистической модели составного ядра, а две другие — капельной модели и некоторым применениям капельной и статистической моделей в теории деления ядер. Ниже кратко описывается содержание задач, рассмотренных в диссертации, и основные выводы.

Г Л А В А I.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СОСТАВНОГО ЯДРА

I. Статистическая модель позволяет наиболее просто перейти к "классическому" описанию, в частности, явлений, обусловленных вращением составного ядра. Предполагается, что вклад той или иной промежуточной конфигурации определяется плотностью состояний. Ее можно получить, исходя непосредственно из определения:

$$\rho(E, M, \dots) = \sum_{\nu} \delta(E - E_{\nu}) \delta(M - M_{\nu}) \dots \quad (I)$$

В (I) E — энергия, M — некоторая другая заданная величина, а индексом ν — обозначены различные внутренние состояния системы, спектр которых можно считать непрерывным. Перейдя в (I) к представлению δ -функций в виде интегралов Лапласа, получим известный интеграл Дарвина-Фаулера. В рамках тех или иных предположений о спектре элементарных возбуждений из (I) найдем плотность состояний системы. Воспользовавшись методом перевала, получим канонические распределения для различных физических величин (M). При этом естественно определяются такие макроскопические характеристики, как температура, энтропия, момент инерции и др. В статистическом пределе зависимость плотности уровней от углового момента дается бальмановским фактором, а момент инерции при отсутствии существенных разрывов в спектре элементарных возбуждений соответствует вращению ядра как целого.

Вращение составного ядра приводит к некоторым заметным эффектам в ядерных реакциях. При захвате частицы ядром-мишенью угловые моменты промежуточной системы расположены в плоскости, перпендикулярной пучку. Частицы испаряются из составного ядра так, что вращение ядра в среднем замедляется. Возникает угловая анизотропия частиц, испаряющихся из ядра, несколько увеличивается их энергия. В простейшем случае угловое распределение частиц, испаряющихся из составного ядра имеет вид

$$F(\theta) \approx 1 + \frac{1}{24T} \overline{J^2} \overline{\rho^2} \cos^2 \theta,$$

где T — температура ядра, J — твердотельный момент инерции, $\overline{J^2}$ и $\overline{\rho^2}$ — средние квадраты углового момента, внесенного в ядро налетающей частицей и орбитального момента частицы, вылетевшей из ядра. Из-за вращения ядра возникает искажение спектра испаряющихся частиц под разными углами — эффективная температура спектра больше для углов, близких к 0 или 180°. При последовательном испарении частиц возникают угловые корреляции, в частности, в плоскости, перпендикулярной падающему пучку.

Квантовая теория таких процессов приводит к весьма громоздким выражениям. Поскольку все подобные явления являются по существу классическими, они описываются при помощи простой классической теории, использующей статистическую зависимость плотности уровней от углового момента и классическую связь направлений орбитального момента и импульса частицы. (Квантовый аппарат сложения угловых моментов является квантовым аналогом этой связи). В квантовой теории результат, подобный классическому получается, если перейти к асимптотике для коэффициентов векторного сложения и свернуть соответствующие суммы. Такая процедура значительно более громоздка, поскольку разложение угловых распределений по собственным функциям момента не соответствует классическому в данном случае существованию процесса.

Анализ показывает, что классическое описание возможно при выполнении двух условий, а именно: 1) отсутствие интерференции (процесс описывается пакетом вероятностей) и 2) число состояний в пакете должно быть достаточно большим. В частности, в теории углового распределения требуется, чтобы выполнялись неравенства

типа $\Delta m/j \geq 1$ или $\Delta j/j \sim 1$, в которых $\Delta m, \Delta j$ есть дисперсия проекции и величины углового момента. Классическая теория годится тогда в широком интервале углов, в особенности при условии замены в классических выражениях j на $\sqrt{j(j+1)}$. Необходимая дисперсия может быть обусловлена самыми разными причинами, например, тепловыми флуктуациями или даже просто разбросом углового момента промежуточного ядра из-за начального спина.

Классическое описание возможно также и для более сложных, чем распад составного ядра процессов, например, для ядерных реакций типа прямой процесс \rightarrow составное ядро \rightarrow распад составного ядра. Угловое распределение продуктов распада составного ядра зависит в этом случае от энергии и угла вылета частицы X' прямой реакции (X, X'). В главе I рассмотрено несколько примеров таких реакций, и, в частности, угловое распределение осколков в реакции (d, pf). Сравнение с имеющимися квантовыми расчетами подтверждают хорошую точность классического описания, которое, однако значительно проще.

Вращение ядра сказывается также и на спектре f -лучей, испускаемых нагретым ядром, в частности, приводит к некоторой анизотропии f -лучей. При большом возбуждении f -излучение можно описать, как тепловое. Связь с вращением слабая, однако, по-видимому, именно вращением ядра (осколков) объясняется анизотропия f -лучей, испускаемых осколками деления. В диссертации приводятся соответствующие оценки и сравнение с опытом.

По мере охлаждения вращающегося ядра энергия вращения сравнивается с полной энергией (угловой момент в среднем изменяется мало). Возникает ситуация, которую можно описать как вращение холодного заряженного тела. Угловые моменты таких состояний ядра - максимально возможные при данном возбуждении. Здесь относительно более вероятны изомерные состояния и статистическая модель наряду с прочим позволяет получить оценку для вероятности того, что данное состояние со спином порядка максимально возможного будет изомерным.

В связи с задачей описания спектра каскада f -лучей, рассматривается простое приближение для соответствующего кинетического уравнения. Это приближение имеет вид дифференциального уравнения типа уравнения непрерывности в пространстве энергии -

угловой момент. Приближенное уравнение получено из более общего интегрального и в простом случае, когда угловой момент не является существенным, эквивалентно приближению, рассмотренному ранее В.Г.Носовым и автором.

2. Интересные явления возникают при меньшем возбуждении из-за энергетической щели в спектре элементарных возбуждений ядра. Термодинамический момент инерции в этом случае меньше твердотельного и зависит от возбуждения:

$$\frac{g}{g_n} / \frac{g}{g_n}(\tau^0) = \int_0^{\tau} dt \frac{1}{ch^2 \sqrt{t^2 + (\Delta/2T)^2}} \rightarrow \frac{\sqrt{2\pi\Delta(T)}}{T} e^{-\frac{\Delta(T)}{T}}, \quad (2)$$

где $\Delta(T)$ - энергетическая щель, а $\frac{g}{g_n}(\tau^0)$ - твердотельное значение. Этот эффект обнаруживается в угловой анизотропии осколков деления ядер (см. гл. III).

При возбуждении порядка нескольких Δ_0 термодинамическое описание, основанное на понятии температуры, неприменимо, так как число возбужденных квазичастиц невелико ($\bar{n} < E/\Delta_0$). Однако и для этого случая можно рассчитать различные статистические средние, такие, как средняя плотность уровней и средний квадрат проекции углового момента. Это можно сделать при некоторых упрощающих предположениях непосредственно при помощи уравнения (I), при дополнительном условии четности числа квазичастиц (в четном ядре). Рассчитанная таким образом плотность уровней

$$\rho_{\nu, \pi}(E) = g_F \sum_{n=2,4,\dots}^{[E/2\Delta]} \frac{g_F^{n-1} (E - n\Delta)^{n-1}}{(n/2)! (n-1)!}, \quad (3)$$

где $[E/2\Delta]$ есть ближайшее целое к $E/2\Delta$, ν - число возбужденных пар квазичастиц, g_F - плотность одночастичных состояний возле границы ферми. Согласно (3) плотность уровней испытывает заметные скачки при $E \approx 2\Delta, 4-5\Delta$, а при большей энергии зависимость от энергии приближается к обычной экспоненциальной.

Подобные же скачки имеют также и в зависимости от энергии среднего квадрата проекции углового момента на ось ядра:

$$\langle M^2 \rangle = \langle m_F^2 \rangle \frac{1}{\rho_{tot}} \sum_{n=2,4,\dots} \frac{[E/2\Delta] n g_F^n (E-n\Delta)^{n-1}}{(n/2)!(n-1)!} = \langle m_F^2 \rangle \bar{n}, \quad (4)$$

где $\langle m_F^2 \rangle$ есть средний квадрат проекции для одночастичного состояния возле границы Ферми, \bar{n} - среднее число возбужденных квазичастиц.

Из (4) следует, что

$$\langle M^2 \rangle / \langle m_F^2 \rangle \approx \begin{cases} 0, & \text{если } E < 2\Delta \\ 2, & \text{если } 2\Delta < E \leq 4\Delta \\ > 4, & \text{если } E > 5\Delta \end{cases}$$

Это явление наблюдается в делении ядер, хотя там речь идет о короткоживущем переходном ядре в "седловой точке". Экспериментальные данные для деления вблизи порога - зависимость сечения деления от энергии, скачкообразное изменение анизотропии деления, аномалии в зависимости среднего числа нейтронов, испускаемых осколками, от энергии нейтронов, вызывающих деление, - соответствуют $\Delta_0 \sim 0,7$ мэв, такому же, как и для обычных тяжелых ядер. Аномалия в зависимости числа нейтронов от энергии возникает из-за того, что доля энергии возбуждения ядра, идущего на внутреннее возбуждение в седловой точке пропорциональна плотности внутренних состояний (3).

Эффект дискретности числа возбужденных квазичастиц рассматривался недавно Клюге (1963) и Гриффином и Ричем (1964). Результаты этих более строгих численных расчетов очень мало отличаются от формулы (3) [4]. Величина $\langle M^2 \rangle$ в этих работах не считывалась.

Г Л А В А П

КАПЕЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЯДРА. ПРИМЕНЕНИЕ К ДЕЛЕНИЮ ЯДЕР

В связи с проблемой асимметрии деления ядер в теории деления возникла задача отыскания других экстремумов каплевой потенциальной энергии, кроме обычного симметричного относительно плоскости перпендикулярной оси симметрии ядра, найденного Бором и Уиллером в их классической работе. Имелись качественно аргументы в пользу существования более сложных симметричных экстремумов с несколькими "шейками", а возможно и асимметричных (Хилл, Уиллер, 1953, Святецкий (1958-1963)). С ними могла бы быть связана асимметрия деления. Возникла также задача определения устойчивости симметричных равновесных фигур по отношению к асимметричным вариациям формы поверхности ядра.

Для решения этих задач применялись либо модификации прямых методов, основанных на рассмотрении малых отклонений формы от сферической, или такие, в которых заранее сильно ограничивается вид искомого решения. При этом, как правило, возникают ложные экстремумы, а истинные определяются недостаточно точно либо могут вообще остаться невыявленными. Кроме того, при использовании таких методов объем вычислений настолько быстро растет с увеличением числа степеней свободы, что даже сравнительно простая задача определения симметричного экстремума для $\alpha < 0,5$ находится на пределе возможностей современных вычислительных

машин. Эти трудности особенно значительны при отыскании асимметричных решений.

Другая задача состоит в уточнении физических оснований капельной модели. Это необходимо также и для того, чтобы более точно учесть размытость края ядра, сжимаемость ядерной материи и основные поправки на ядерные оболочки.

Более общей, чем капельная, является так называемая статистическая модель. В ней энергия ядра выражается как функционал плотности нуклонов и ее градиента:

$$W = \int d\tau \left\{ \rho [E^* + k(\rho - \rho^*)^2] + \frac{\gamma}{\rho} (\nabla \rho)^2 + \frac{1}{2} \rho_2 \Phi_c(\vec{r}) \right\} \quad (5)$$

где E^* , k , ρ^* и γ — константы. Задача состоит в отыскании такого распределения плотности, которое дает экстремум функционалу (5) при дополнительном условии

$$\int d\tau \rho(\vec{r}) = A = \text{const}$$

Константа γ в (5), выраженная в соответствующих единицах, мала, как a/R , где a — толщина диффузного края. Последовательное разложение по этому параметру и обратной величине k (объемной сжимаемости) приводит к естественному определению эффективной поверхности, для которой получается "капельное" условие равновесия с поправкой на сжимаемость:

$$H + \lambda + 10\alpha(1-\Gamma)\Phi_{c(s)} - \frac{\Gamma}{R_1 R_2} - \frac{1}{8k\epsilon} [\lambda + 10\alpha\Phi_{c(s)}]^2 = 0, \quad (6)$$

где $H = (1/2)(R_1^{-1} + R_2^{-1})$ — есть средняя кривизна поверхности, Γ — константа порядка $a/R \sim A^{-1/3}$, которая определяется распределением материи в пределах диффузного слоя, $\Phi_{c(s)}$ — кулоновский потенциал на поверхности, λ — лагранжеев множитель.^{х)} В уравнении (6) параметр делимости $\alpha = (E_c/2E_s)$, где E_c и E_s — кулоновская и поверхностная энергия сферического ядра. При $\Gamma = 0$ и $k = \infty$ уравнение (6) совпадает с известным ранее. В (6) размытость края учитывается до второго

^{х)} Эти вычисления выполнены вместе с А.С. Тяпиным, см. [1], где обсуждаются также некоторые другие приложения.

порядка включительно.

Для отыскания решений уравнения (6) был применен итерационный метод, основанный на слабой зависимости искомых решений от тонких особенностей входящего в (6) кулоновского потенциала. В нулевом приближении полагаем $\Gamma = 0$, а $\Phi_{c(s)}$ заменяется некоторым "потенциалом деформации", допускающим общее решение. В последующих итерациях учитываются члены с Γ и разность между $\Phi_{c(s)}$ и потенциалом деформации. Таким образом удается получить истинное решение как для безусловных экстремумов, так и для таких, которые дают экстремум потенциальной энергии при "заданной деформации". В расчётах, которые описываются в диссертации, сжимаемость не учитывалась; в этом случае уравнение (6) соответствует переменному поверхностному натяжению, $\sigma' = \sigma(1 - \Gamma H)$.

Расчёты показали высокую эффективность метода. Удалось найти весьма общее решение задачи, в том числе и для асимметричных экстремумов. Оказалось, что действительно существует бесчисленное множество симметричных и асимметричных решений, однако для тяжелых ядер все они лежат значительно выше, чем те, которые соответствуют обычной симметричной ветви, рассмотренной Н. Бором и Уиллером. По этой причине они не могут иметь отношения к асимметрии деления.

Анализ устойчивости симметричных решений к асимметричным вариациям формы показал, что за исключением равновесных решений для $\alpha = 0,75-0,80$ (при $\Gamma = 0$) имеет место устойчивость, наибольшая для $\alpha \approx 0,6$. Неустойчивость характерна для $\alpha < 0,4$ и для цилиндроподобных в середине равновесных фигур для $\alpha \approx 0,75-0,8$, причем в последнем случае неустойчивость связана с безразличием в отношении к положению "шейки" в средней части фигуры.

Вопрос о происхождении асимметрии деления этим не решается, так как равновесная симметричная форма для седловой точки неустойчива также и по отношению к симметричной деформации. Однако характерная неустойчивость седловой фигуры при $\alpha \approx 0,75-0,8$ может быть начальной причиной асимметрии, развивающейся на последующих стадиях. По-видимому, на самых последних стадиях существенную роль играет формирование оболочек в осколках (Б.Т. Гейликман, 1958).

Была также исследована устойчивость к асимметричным вариациям решений условного равновесия, т.е. таких, которые дают экстремум потенциальной энергии при заданной деформации. В противоположность результатам, известным ранее, было обнаружено, что такие симметричные фигуры всегда устойчивы, причем устойчивость тем больше, чем больше деформация (кроме цилиндрических промежуточных фигур).

Расчёты показали, что существует некоторая критическая деформация ($\rho_{\text{крит}}$), такая, что не существует равновесных фигур, в том числе равновесных "при заданной деформации", с $\rho > \rho_{\text{крит}}$. Деформацию $\rho_{\text{крит}}$ естественно интерпретировать как "место разрыва" в адиабатической модели деления. Безусловный экстремум соответствует $\rho_{\text{крит}}$ при $\alpha \approx 0,65$ и в этом случае деление происходит как бы непосредственно из седловой точки. Для ядер с $\alpha \approx 0,65$ (золото, висмут)^{x)} предсказывается таким образом симметричное деление, причем оказывается, что рассчитанная дисперсия масс осколков и ее зависимость от энергии возбуждения, кинетическая энергия осколков, дисперсия заряда при данной массе достаточно хорошо согласуются с опытом, особенно при $\Gamma \approx -0,1$, согласующемся с распределением плотности нуклонов в ядрах, известным из опытов по рассеянию электронов. Из этих данных определяется также $(Z^2/A)_{\text{крит}}$, равное 45 при $\Gamma = -0,1$. При этих значениях Γ и $(Z^2/A)_{\text{крит}}$ очень хорошо согласуется с опытом также и величина эффективного момента инерции

$$J_{\text{eff}} = \frac{J_{\perp} J_{\parallel}}{J_{\perp} - J_{\parallel}} \quad (7)$$

рассчитанная для симметричных экстремальных фигур. Величина J_{eff} определяется из экспериментальных данных по угловой анизотропии деления при средних энергиях. Согласие с опытом для J_{eff} особенно важно, поскольку величина J_{eff} очень чувствительна к форме ядра и таким образом наиболее непосредственно доказывает адекватность капельной модели для описания ядра при больших деформациях.

x) При сравнении с ядрами для определенности берется $(Z^2/A)_{\text{крит}} = 50$, лучшее при $\Gamma = 0$. При $\Gamma = -0,1$ значение α для того же ядра нужно увеличить приблизительно на 10 %.

При меньших деформациях и малом возбуждении во многих случаях могут быть существенными нуклонные оболочки, приводящие в частности, к некоторой неоднородности плотности ядерной материи. С этим связано возникновение стабильной деформации ядер. Предположив, что капельная модель соответствует равномерной плотности, согласованной с классической "потенциальной ямой" модели независимых частиц, можно записать поправку к капельной модели, обусловленную оболочками. Таким образом можно объяснить относительно слабую зависимость порогов деления и времен спонтанного деления самых тяжелых ядер от Z^2/A .

Возникает также зависимость "потенциальной энергии" деления и величины порога деления от квантового состояния и возбуждения ядра.

Расчёты показали, что тот экстремум потенциальной энергии, который соответствует седловой точке и порогу деления при $\alpha > 0,6$, при меньших α соответствует минимуму потенциальной энергии, рассматриваемой как функция параметра деформации. Таким образом при большой деформации возникает потенциальная яма, наиболее глубокая при $\alpha \approx 0,15$ ($A \sim 25-35$), с которой могут быть связаны "квазимолекулярные" явления, наблюдаемые в ядерных реакциях между легкими ядрами вблизи кулоновского порога. Изменение формы ядра в потенциальной яме подобно "дышащим колебаниям", рассмотренным Войтом и Макманусом. Нужно учесть, что "квазимолекулярные" резонансы, если они существуют, наблюдаются обычно на фоне эриксоновских флуктуаций и для извлечения информации о них требуется специальная обработка непосредственно наблюдаемых сечений. В диссертации показано на примере реакции $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha) ^{24}\text{Mg}$, что экспериментальные данные можно объяснить квазимолекулярными резонансами, которые однако имеют мало общего с непосредственно наблюдаемыми пиками в сечении. Эти широкие резонансы, возможно, соответствуют различным внутренним состояниям системы в равновесном квазимолекулярном состоянии наподобие одночастичных пороговых каналов, проявляющихся в делении ядер.

Г Л А В А Ш

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ДЕЛЕНИЯ

Угловое распределение осколков записывается в виде суммы членов, каждый из которых отвечает определенной величине проекции углового момента на направление осколков на бесконечности. Эта проекция (K) является также проекцией суммарного спина осколков, поскольку проекция орбитального момента на это направление равна нулю ($\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$). Оценки показывают, что распределение K после разрыва ядра изменяется очень мало и таким образом анизотропия деления дает сведения непосредственно о распределении проекции углового момента на ось делящегося ядра в некоторой промежуточной стадии деления. Естественно предположить, что распределение K соответствует седловой точке, которая является экстремумом потенциальной энергии и таким образом соответствует некоторому квазиравновесному состоянию. Сравнение теории с опытом показывает, что такое предположение является весьма хорошим приближением.

При большом возбуждении распределение K получается в статистической модели возбуждения ядра. Оно определяется, в основном, бoльцмановским фактором:

$$P(K) \sim \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right), \quad (8)$$

где

$$K_0^2 = \frac{1}{2} I_{eff} T, \quad (9)$$

а T и I_{eff} - температура и эффективный момент инерции для переходного ядра (ф.(7)). Величина K_0^2 сильно зависит от формы переходного ядра, обращаясь в бесконечность для сферического ядра (анизотропия равняется нулю). I_{eff} сравнительно просто определяется из опытных данных и сравнение ее с теоретической величиной, рассчитанной в капельной модели для седловой точки, представляет большой интерес (см.гл.П). С другой стороны, данные об угловой анизотропии позволяют непосредственно из опыта определить такую важную характеристику ядерной материи, как значение $(Z^2/A)_{крит}$, которым определяется предел устойчивости ядра к делению (для $(Z^2/A) > (Z^2/A)_{крит}$ деление изотропно).

При делении вблизи порога распределение K определяется характеристиками нижних "частичных" уровней в переходном ядре в седловой точке (О. Бор, 1955). О. Бор предположил, что структура внутреннего возбуждения в переходном ядре такая же, как и в обычных деформированных ядрах при малом возбуждении.

Классическая модель, рассмотренная в гл. I, позволяет весьма просто найти угловое распределение. Для деления при захвате частицы угловое распределение осколков, соответствующее гауссовскому закону (8), имеет вид

$$F(\vartheta) = e^{-x} (I_0(x) + I_1(x)), \quad (10)$$

где

$$x = \frac{\rho \sin^2 \vartheta}{2}, \quad \rho = \frac{I^2 J_{max}^2}{2K_0^2}, \quad (11)$$

где $\frac{1}{2} I_{max}^2$ - средний квадрат углового момента делящегося ядра. Формула (10) хорошо описывает угловую анизотропию деления при средних энергиях.

Сравнение с опытом подтверждает предсказываемую статистической теорией зависимость K_0^2 от энергии ($K_0^2 \sim \sqrt{E}$). При меньшем возбуждении, когда температура переходного ядра порядка

энергетической щели Δ , подтверждается зависимость момента инерции от температуры, предсказываемая термодинамической теорией, учитывающей спаривание (формула (2)).

В этой главе рассматриваются также некоторые другие эффекты, существенные при сравнении с опытом (роль начального спина, угловая анизотропия при эмиссионном делении и др.). Интересно, что при гауссовском распределении K (ф. (8)) анизотропия деления даже несколько возрастает при увеличении начального спина, вопреки, казалось бы очевидным интуитивным соображениям. Вообще же при гауссовском распределении (8) спин влияет на угловое распределение слабо (поправки порядка $(S_0^2/2K_0^2)^2$). При другом распределении для K спин влияет более сильно. Поскольку эффект имеет место при малых угловых моментах ($J \sim S_0$), приводится квантовый расчет угловой анизотропии. Как обычно, результат мало отличается от классического. Сравнение с угловой анизотропией деления Pu^{239} , U^{233} и U^{235} нейтронами подтверждает статистическое распределение (8) для K .

При возбуждении переходного ядра порядка нескольких $M\bar{\nu}$ число возбужденных квазичастиц невелико и могут наблюдаться значительные отклонения от статистического распределения K . В четно-четном делящемся ядре заметна дискретность числа пар квазичастиц (это явление рассматривается более подробно в гл. I).

Для деления нейтронами (спин $1/2$) можно представить угловую анизотропию в таком виде, чтобы можно было прямо из углового распределения найти независимые попарные разности коэффициентов $P(K)$, которыми определяется угловое распределение. Эти формулы удобно использовать также и для описания углового распределения осколков деления для каналов с определенными значениями проекции K (нечетные делящиеся ядра вблизи порога). Так удается показать, что при использовании оптических коэффициентов прилипания для нейтронов можно хорошо описать угловое распределение осколков в реакции $Th^{232}(n, f)$.

Различные квантово-механические правила отбора, как правило, не являются существенными для угловой анизотропии осколков деления. Однако в случае деления Pu^{239} нейтронами, когда суммарный спин в начальном состоянии невелик, наблюдаемое угловое распределение осколков свидетельствует о том, что для

возбужденных состояний ядра возможны ротационные состояния с $K = 0$ с любой четности угловыми моментами. Это подтверждает статистическую интерпретацию вращательных состояний нагретого ядра.

В главе III приводятся также результаты расчета угловой корреляции осколков деления и частиц, испарившихся из ядра до деления.

Диссертация основана на следующих опубликованных работах автора:

к главе I:

- I) Атомная энергия, № 6, 508 (1957) (гл. I, III), 2) "Некоторые особенности испитания нейтронов из вращающегося ядра", в сб. "Ядерные реакции при малых и средних энергиях" под ред. И.М. Франка, изд. АН СССР, Москва, 1958, 3) (Совм. с т. Эриксоном), Nucl. Phys., , 8, 284, (1958), 9, 689, (1958/59), 4) Compt. Rend. Cong. Int. React. Nucl., Vp. 617, Paris, 1958, 5) ЖЭТФ, 39, 781 (1960), 6) ЖЭТФ, 40, 1794 (1961), 7) (Совм. с М.А. Акимовой и Л.В. Грошевым), ЖЭТФ, 37, 598 (1960), 8) (Совм. с А.С. Косоруковым). Докл. на Всесоюзном совещании по спектроскопии ядер в г. Тбилиси (1963), 9) ЖЭТФ, 44, 1719 (1963), 10) (Совм. с В.А. Павлинчуком), докл. на конф. по физике деления ядер в г. Зальцбурге (Австрия), март 1965 г., II) Ядерная физика, I, № 4 (1965).

к главе II:

- I) (Совм. с А.С. Тяпиным), ЖЭТФ, 45, 960 (1963), 2) ЖЭТФ, 42, 1571 (1962), 3) (Совм. с Н.Я. Ляценом, Н.А. Поповым), ЖЭТФ, 43, 584 (1962), 4) ЖЭТФ, 45, 1892 (1963), 5) Докл. "О равновесных состояниях легких ядер при очень больших деформациях (квазимолекулах)" на Гордоновской конференции, 1964, 6) Ядерная физика, I, IIII (1965), 7) ЖЭТФ, 45, 1900 (1963), 8) Доклад "О делении деформированных ядер" на международной конференции по физике деления ядер, г. Зальцбург, 1965.

к главе III:

- 1) ЖЭТФ, 30, 606 (1956); 2) Атомная энергия, № 6, 508 (1957),
- 3) (Совм.с И. Халперном), докл. р/1513 на 2-й Международной конференции по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1958, 4) ЖЭТФ, 40, 934 (1961), 5) ЖЭТФ, 39, 782 (1960),
- 6) Ядерная физика, I, № 3 (1965).

Л-37685.ИАЗ-859.Зак.3158.Тир.170.24.04.65 г.
Отв. за выпуск В.М.Струтинский