

УДК 539.142:539.144

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ СЛОЖНЫХ ЯДЕР

*А. И. Вдовин, В. В. Воронов, Л. А. Малов,
В. Г. Соловьев,
Ч. Стоянов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Излагается полумикроскопический метод расчета плотности ядерных состояний, позволяющий учесть квазичастичные, вибрационные и ротационные виды ядерных возбуждений. Дан краткий очерк других нестатистических методов расчета плотности. Обсуждаются основные результаты, полученные полумикроскопическим методом: зависимость плотности от энергии возбуждения, спина и четности состояний, нестатистическое поведение плотности уровней некоторых ядер при промежуточных энергиях возбуждения, роль коллективных движений в правильном описании плотности. Сравняются экспериментальные и теоретические значения плотности уровней при энергии связи нейтрона для большого числа ядер из области $50 < A < 250$. Проводится сравнение со статистическими расчетами.

The new semimicroscopic method for the calculation of the nuclear level density is described. The method permits to include into the calculation the quasiparticle, vibrational and rotational modes of nuclear excitations. The brief review of the other nonstatistic methods for the nuclear level density calculation is given.

We discuss the main results of the new method: the dependence of the density on the excitation energy, spin and parity of nuclear states; nonstatistical behaviour of the nuclear level density in some nuclei; the role of collective nuclear excitations for the correct description of the density. We compare experimental results and theoretical predictions for the nuclear level density near the neutron binding energy for the nuclei from wide region $50 < A < 250$. The comparison of our results and those of the statistic theory is performed.

ВВЕДЕНИЕ

Излишне доказывать, как важно и для теоретической, и для экспериментальной ядерной физики уметь правильно рассчитывать плотность возбужденных уровней атомных ядер при разных энергиях возбуждения. Эта проблема разрабатывается на протяжении более 30 лет, а интерес к ней не слабеет. Причину такого внимания следует искать в том, что большое количество проблем, связанных с вычислением плотности ядерных уровней, оставалось

нерешенным до недавнего времени. Другая, и не менее основная причина заключается в постоянном стремлении проверить различные ядерные модели в описании возбуждений при разных энергиях, создать такую модель структуры ядра, которая могла бы описывать свойства ядерных возбуждений в возможном более широком энергетическом интервале. Пробным камнем при создании такой модели, безусловно, является правильное описание плотности ядерных уровней. Дополнительный стимул к созданию моделей, более детально описывающих структуру высоколежащей части ядерного спектра, чем статистическая, заключается в том, что с их помощью, возможно, удастся отыскать конкретные причины многочисленных экспериментально наблюдаемых «нестатистических» явлений в свойствах ядер при больших энергиях возбуждения.

Безусловно, статистический подход к описанию свойств сильно возбужденных ядер за десятилетия своего существования позволил объяснить многие экспериментальные факты [1, 2]. Он и сейчас остается основным теоретическим инструментом при анализе и интерпретации экспериментальных данных. Тем не менее необходимость проследить в более непосредственной форме связь характеристик элементарных ядерных возбуждений со структурой высоколежащей части ядерного спектра ощущается все настоятельнее. Именно это и позволяют провести (приблизительно, конечно) существующие нестатистические методы расчета плотности ядерных уровней. В известном смысле, эти методы более фундаментальны, чем статистические, но зато они и гораздо более трудоемки.

На современном этапе развития теории ядра в основании и статистических, и нестатистических методов расчета плотности ядерных уровней лежат одинаковые представления о ядре. Для всех методов ядро — система нуклонов, движущихся в среднем поле и взаимодействующих с помощью некоторых эффективных сил. Причем во всех подходах используются практически одинаковые модельные ядерные гамильтонианы. Но в статистической модели между исходными физическими предпосылками и конечным результатом существует еще много предположений и упрощений. Часть из них носит физический характер — они связаны с возможностью применения методов статистической физики к системе конечного (и не всегда большого) числа частиц. Другие же предположения или упрощения — математические, например способ вычисления возникающих в теории интегралов методом перевала. В нестатистических, комбинаторных расчетах эта цепь промежуточных упрощений отсутствует. Действительно, если уметь решать задачу о спектре ядерных возбуждений, то способ расчета плотности уровней простым пересчетом их количества в некотором энергетическом интервале напрашивается сам собой. Такой расчет просто трудно выполнить чисто технически. Тем не менее ком-

бинаторные расчеты плотности появились уже в начале пятидесятых годов [3]. Безусловно, при тогдашнем уровне развития вычислительной техники они носили лишь методический и иллюстративный характер.

С развитием ядерных моделей совершенствовались и методы расчета плотности уровней. После того как выяснилась исключительная важность спаривания в формировании ядерных свойств [4] и удалось учесть его влияние на плотность состояний в рамках статистической модели [5], не замедлили появиться и комбинаторные расчеты, где использовался тот же ядерный гамильтониан. Так, Клюге [6] предпринял попытку с помощью прямого пересчета уровней эмпирически получить поправки для статистической формулы зависимости плотности от энергии при небольших энергиях возбуждения. Но в наиболее законченной форме комбинаторные расчеты были проведены Хиллман и Гровером [7]. В основу расчета был положен гамильтониан ядра, включающий среднее поле (в виде осцилляторного потенциала бесконечной глубины) и спаривательное сверхтекучее взаимодействие (причем было выбрано $G_N = G_Z$). Плотность уровней с разными спинами рассчитывалась для различных ядер и при разных энергиях возбуждения. Было получено разумное согласие с экспериментом. Однако для нас интересна не эта сторона расчетов. Главное достоинство работы [7] — в сравнении результатов статистики и комбинаторики при одинаковых исходных *физических* предположениях. Установлено существование довольно заметных различий между результатами этих двух методов. Они проявились, в частности, в зависимости плотности от энергии возбуждения, в спиновой зависимости плотности.

К основному недостатку комбинаторных расчетов следует отнести их огромную трудоемкость. При использовании более реалистического ядерного гамильтониана эта трудоемкость еще более возрастает. Поэтому можно приветствовать любую попытку избежать этой трудоемкости, сохранив в то же время, хотя бы отчасти, присущую комбинаторным расчетам детальность.

Одним из методов, развиваемых в этом направлении, является метод спектральных распределений [8]. В отличие от традиционных спектроскопических расчетов, в которых собственные волновые функции ядерного гамильтониана H разлагаются по некоторому базису и производится диагонализация, в этом методе рассматривается обратная задача, т. е. базисные волновые функции разлагаются по собственным волновым функциям H . Квадраты модулей коэффициентов этого разложения дают спектральные распределения, связанные с энергетическими моментами, которые выражаются через ожидаемые значения степеней гамильтониана по выбранному базису и которые можно вычислить без знания собственных волновых функций.

В такой общей постановке этот подход полностью эквивалентен процедуре диагонализации гамильтониана на пространстве состояний большой размерности и нисколько не легче ее. Поэтому в методе спектральных распределений вместо распределений отдельных состояний рассматриваются распределения, усредненные по группе уровней. Если спектральные распределения очень сложны, то практически невозможно вычислить достаточное число моментов для их описания. Основное предположение данного подхода состоит в том, что усредненные спектральные распределения весьма близки к гауссовой зависимости и поэтому в расчетах достаточно ограничиться вычислением первых четырех энергетических моментов. В этом случае плотность уровней $\rho(\mathcal{E}, M)$ с фиксированным значением проекции углового момента M при энергии возбуждения \mathcal{E} приближенно дается следующим выражением:

$$\rho(\mathcal{E}, M) = \frac{\Omega(M)}{\sqrt{2\pi} \sigma(M)} \left\{ 1 + \frac{\beta_3(M)}{3!} H_3(z) + \frac{\beta_4(M)}{4!} H_4(z) \right\} \exp(-z^2/2),$$

где $z = [\mathcal{E} - \mathcal{E}(M)]/\sigma(M)$; $\Omega(M)$ — полное число состояний с проекцией углового момента M ; $\mathcal{E}(M)$, $\sigma(M)$, $\beta_3(M)$, $\beta_4(M)$ выражаются через первые четыре энергетических момента гамильтониана; $H_3(z)$, $H_4(z)$ — полиномы Эрмита. Выражения для этих величин, которые связывают их с матричными элементами эффективного взаимодействия, а также описание техники вычислений можно найти в работах [8, 9].

Результаты расчетов в рамках метода спектральных распределений хорошо согласуются с результатами, полученными диагонализацией по оболочечной модели для ядер (s, d) - и (f, p) -оболочек. С помощью метода спектральных распределений не удается из-за алгебраических трудностей построить непосредственно распределение с фиксированным значением углового момента. Поэтому функциональная зависимость $\rho(\Gamma)$ получается здесь такой же, как и в статистических моделях, но, в отличие от последних, при вычислении $\rho(\mathcal{E})$ и σ^2 учитывается и дальнедействующая часть остаточных ядерных сил, кроме того, используется совершенно другая техника расчета.

Описанный метод применялся для расчета плотности уровней, зависимости ρ от спина, четности состояний, энергии возбуждения некоторых ядер (s, d) - и (f, p) -оболочек. Деформированные ядра с помощью такого метода не изучались. Не установлена также связь между методом спектральных распределений и традиционными статистическими методами. Подробнее метод и его возможности обсуждаются в работах [8, 9]. В этих работах стремились единым образом подойти к описанию и низколежащих ядерных состояний, и высоковозбужденных при достаточно общем виде остаточных ядерных сил. В комбинаторных методах, как

и в статистической модели, до сих пор исходили из такого ядерного гамильтониана, который при нынешнем уровне развития теории ядра не может считаться удовлетворительным при описании слабо-возбужденных уровней. Так что в обоих методах существует заметный разрыв между уровнями теоретического понимания структуры низколежащей и высоколежащей частей ядерного спектра.

Одним из не решенных до недавнего времени вопросов в теории плотности ядерных состояний был вопрос о влиянии на нее коллективных возбуждений. Известно, что коллективные возбуждения играют важную роль в формировании структуры низколежащей части ядерного спектра. Дальнействующие компоненты ядерных сил, ответственные за существование этих возбуждений, определяют многие качественные особенности спектра и при высоких энергиях (например, гигантский квадрупольный резонанс). Для того чтобы учесть влияние этих сил на плотность уровней, необходимо использовать ядерный гамильтониан, включающий дальнедействующее эффективное взаимодействие. Эта задача решена с помощью именно нестатистических методов расчета плотности. Один из них только что обсуждался, другой, предложенный в работе [10], основан на расширенном варианте сверхтекучей модели атомного ядра [4] и неоднократно использовался при изучении широкого круга вопросов, связанных с плотностью ядерных уровней [11—17].

Настоящий обзор суммирует результаты этих исследований. Кроме того, проводится сравнение с результатами статистической модели и там, где это оказалось возможным, с расчетами, проведенными другими нестатистическими методами.

1. ОПИСАНИЕ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПЛОТНОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ

Метод расчета плотности возбужденных ядерных уровней, предложенный в работе [10], был назван полумикроскопическим, так как он существенно опирается на картину ядерных возбуждений, которая возникает в рамках полумикроскопической сверхтекучей модели атомного ядра [4]. Кратко приведем основные положения этой модели.

Гамильтониан ядра в сверхтекучей модели состоит из трех частей:

$$H = H_{sp} + H_{pair} + H_Q, \quad (1)$$

где H_{sp} — одночастичный ядерный потенциал, описывающий среднее поле для протонной и нейтронной систем; H_{pair} — спаривательное взаимодействие в канале частица — частица, приводящее к парным корреляциям сверхпроводящего типа; H_Q — дальнедействующее

щее остаточное взаимодействие в канале частица — дырка. Оно приводит к появлению коллективных вибрационных возбуждений в спектре ядра. Обычный вид этого взаимодействия — факторизованные квадруполь-квадрупольные и октуполь-октупольные силы.

Гамильтониан (1) позволяет, в принципе, описать колебательные и квазичастичные возбуждения в сферических и деформированных ядрах. Однако для описания ротационных состояний деформированных ядер в (1) следует включить дополнительные члены.

Если пренебречь дальнедействующими силами H_Q , картина возбуждений четно-четного ядра оказывается весьма простой: двухквазичастичные состояния, четырехквазичастичные состояния и т. д. Дальнедействующие квадруполь-квадрупольные и октуполь-октупольные силы приводят к интенсивному взаимодействию пар квазичастиц, связанных в момент 2^+ или 3^- (в деформированных ядрах с квантовыми числами $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$). В результате появляются сильно коллективизированные низлежащие состояния с соответствующими квантовыми числами. Они интерпретируются как колебательные. Теперь скоррелированные состояния с $I^\pi = 2^+, 3^-$ (или соответствующими K^π) описываются на языке фононов и рассматриваются как бозонные возбуждения. Энергия однофононных состояний $\omega_{\lambda i}$ находится решением известных уравнений метода приближенного вторичного квантования:

$$(2\lambda + 1)/\kappa^\lambda = \sum_{j'j} [f^\lambda(j'j) u_{j'j}^{\dagger}]^2 \varepsilon_{j'j} / (\varepsilon_{j'j}^2 - \omega_{\lambda i}^2). \quad (2)$$

Здесь κ^λ — константа мультипольного взаимодействия; $\varepsilon_{j'j}$ — энергия двухквазичастичного состояния $(j'j)_\lambda$; $f^\lambda(j'j)$ — одночастичный матричный элемент мультипольного оператора; $u_{j'j}^{\dagger} = u_j v_{j'} + u_{j'} v_j$, где u_j, v_j — коэффициенты преобразования Боголюбова.

Состояния с $I^\pi = 0^+$ в сферических ядрах описываются как парные вибрации, генерируемые спаривательным взаимодействием H_{pair} . В деформированных ядрах структура 0^+ -уровней более сложная, так как помимо H_{pair} она формируется еще и взаимодействием квадруполь-квадрупольным. Соответствующие уравнения довольно громоздки, и мы не будем их здесь выписывать (см., например, [4]).

Волновые функции однофононных состояний представляют собой суперпозицию двухквазичастичных компонент. Таким образом, вибрационное движение возникает как результат корреляций в движении квазичастиц. Нижайший корень уравнения (2) оказывается, как правило, наиболее коллективным, т. е. в его волно-

вую функцию вносят заметный вклад многие двухквазичастичные компоненты. Более высокие однофононные состояния в большинстве случаев не столь коллективны и в их структуру дают вклад лишь несколько, а подчас только одна, двухквазичастичная компонента. При уменьшении константы κ^λ коллективные состояния исчезают [4], т. е. при $\kappa^\lambda \rightarrow 0$ волновые функции однофононных состояний сводятся к одной из своих двухквазичастичных компонент, а энергия фонона $\omega_{\lambda i} \rightarrow \varepsilon_{j'j}$.

Итак, теперь в спектре четно-четного ядра наряду с двух-, четырех- и т. д. квазичастичными возбуждениями существуют и возбуждения одно-, двух- и т. д. многофононные. Возможны также и «смешанные» возбуждения, состоящие из разного числа квазичастиц и фононов. В нечетном ядре ко всем таким возбуждениям добавляется нечетная квазичастица, а в нечетно-нечетном ядре — нейтронная и протонная квазичастицы.

Все возбуждения четно-четного ядра можно описывать с помощью фононов. Основой для этого служит тот факт, что волновую функцию двухквазичастичного состояния можно рассматривать как предельный случай волновой функции однофононного состояния. Для перехода на язык фононов достаточно включить в гамильтониан далекодействующие силы, которые будут генерировать фононы с данными λ^π (или K^π). В качестве таких сил можно выбрать (см., например, [11—15]) в деформированных ядрах мультиполь-мультипольные силы с $\lambda > 3$, а в сферических помимо этих сил еще и спин-мультиполь — спин-мультипольные. Последние необходимы, чтобы получить фононы с $I = \lambda$, а $\pi = (-1)^{\lambda+1}$, которые в сферических ядрах нельзя генерировать мультиполь-мультипольным взаимодействием. Введение таких компонент остаточных сил можно оправдать, разлагая остаточное центральное взаимодействие между квазичастицами по мультиполям [4]. При этом остается открытым вопрос о вычислении их констант. Имеющиеся исследования [18] пока не привели к вполне однозначным результатам. Но сейчас для нас этот вопрос не очень важен. Взяв константы новых сил малыми, будем рассматривать их включение в гамильтониан как *формальный* прием. Ограничения, возникающие при этом и связанные с использованием фононного языка при конструировании волновых функций, будут рассмотрены в разд. 2.

Нарисованная картина спектра возбужденных состояний ядра сильно идеализирована. На самом деле элементарные ядерные возбуждения взаимодействуют друг с другом. Существует взаимодействие квазичастиц и фононов, которое приводит к заметному изменению свойств ядерных уровней по сравнению с «идеальной» картиной. Заметим, что сила этого взаимодействия вычисляется микроскопически, без введения в гамильтониан (1) дополнительных параметров. Взаимодействие квазичастиц с фононами «заложено»

в структуре гамильтониана. Взаимодействие различных типов ядерных возбуждений приводит к усложнению структуры состояний и это усложнение резко растет при продвижении вверх по шкале энергий. Чтобы правильно описать структуру состояний с увеличением энергии возбуждения \mathcal{E} , необходимо учитывать все большее число квазичастичных и фононных возбуждений. Здесь оказывается полезным использовать фононный язык для описания всех многоквазичастичных возбуждений (с четным числом квазичастиц). В работах [10, 19] для описания состояний промежуточных и высоких энергий возбуждения была сформулирована модель, конкретизирующая общие принципы полумикроскопического подхода к пониманию свойств ядра при этих энергиях [20]. Были получены основные уравнения этой модели и, так как их точное решение представляет собой крайне трудную вычислительную задачу, разработаны эффективные приближенные методы решения таких уравнений [10, 21].

Исследования [10] основных уравнений модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с фононами, показали, что число корней этих уравнений в некотором интервале энергии $\Delta\mathcal{E}$ равно числу базисных многофононных состояний в том же интервале. Можно утверждать, что на такую интегральную характеристику, как плотность уровней, взаимодействие квазичастиц с фононами оказывает незначительное влияние. Этот факт лежит в основе полумикроскопического метода расчета плотности ядерных уровней.

Отметим, что во всех комбинаторных расчетах неявно используется предположение о незначительном влиянии на плотность отброшенных остаточных взаимодействий. В таких расчетах используются упрощенные модели ядра, волновые функции которых не претендуют на правильное описание структуры высоковозбужденных состояний. Расчеты плотности исходят из того, что полное число уровней в этих моделях должно быть таким же, как и при корректном описании. Однако более точное рассмотрение с необходимостью приводит к перераспределению уровней упрощенной модели. Вопрос заключается в том, чтобы учесть наиболее важную часть взаимодействий и чтобы более строгое рассмотрение не повлияло существенно на энергии состояний. Достичь этого, по-видимому, можно в предлагаемом полумикроскопическом методе расчета плотности ядерных возбуждений.

Метод, к непосредственному описанию которого приступаем, состоит в следующем. Зная энергии всех однофононных состояний четно-четного ядра, а их мы умеем рассчитывать, можно определить энергию любого многофононного состояния с заданным моментом и четностью (или K^π в деформированном ядре). Теперь, желая найти плотность состояний с данными квантовыми числами I^π (или K^π) при энергии \mathcal{E} , пересчитаем все возможные

одно- и многофононные состояния типа:

$$\begin{aligned} & \omega_{Ii}, \\ & \omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2}, \\ & \omega_{\lambda_1' i_1'} + \omega_{\lambda_2' i_2'} + \omega_{\lambda_3' i_3'} \text{ и т. д.} \end{aligned} \quad (3)$$

в некотором энергетическом [интервале] $(\mathcal{E}, \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E})$. Конечно, момент и четность всех состояний (3) должны совпадать с I^π . Число состояний типа (3) в интервале $\Delta\mathcal{E}$ обозначим n . Тогда величина $\rho = n/\Delta\mathcal{E}$ и дает искомую плотность уровней. В сферических ядрах при вычислении числа n надо учесть вырождение многофононных состояний по промежуточному моменту. Отсчет энергий состояний (3) ведется от основного состояния четно-четного ядра, которое рассматривается как фононный вакуум.

В нечетном ядре в интервале $(\mathcal{E}, \mathcal{E} + \Delta\mathcal{E})$ пересчитываются состояния типа

$$\begin{aligned} & \varepsilon_I - \mathcal{E}_0, \\ & \varepsilon_j + \omega_{\lambda_i} - \mathcal{E}_0, \\ & \varepsilon_{j'} + \omega_{\lambda_i'} + \omega_{\lambda_{i''}} - \mathcal{E}_0 \text{ и т. д.} \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь \mathcal{E}_0 — энергия основного состояния нечетного ядра. Энергии фононов берутся такими же, как и в соседнем четно-четном ядре с массовым числом на единицу меньшим. В нечетно-нечетном ядре пересчитываются, соответственно, состояния типа:

$$\begin{aligned} & \varepsilon_{j_n j_p} - \mathcal{E} (j_n^0 j_p^0), \\ & \varepsilon_{j_n' j_p} + \omega_{\lambda_i} - \mathcal{E} (j_n^0 j_p^0), \\ & \varepsilon_{j_n' j_p} + \omega_{\lambda_i'} + \omega_{\lambda_{i''}} - \mathcal{E} (j_n^0 j_p^0) \text{ и т. д.} \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\mathcal{E} (j_n^0 j_p^0)$ — энергия основного состояния нечетно-нечетного ядра. Так как среди фононов имеются коллективные, описывающие колебания ядерной поверхности, то такой метод автоматически учитывает влияние на плотность уровней вибрационного движения. Но в деформированных ядрах существует еще один тип коллективного движения — вращение, который при таком способе не учитывается. Пересчитывая состояния типа (3) — (5) в деформированном ядре, получаем плотность только *внутренних* состояний ядра, характеризующихся проекцией момента на ось симметрии ядра, а не полным моментом. В то же время при эксперименте измеряется плотность уровней с данным *моментом*, поэтому в наше рассмотрение необходимо включать и ротационное движение. Это можно сделать чисто феноменологическим образом [14, 22]. Построим на каждом внутреннем состоянии деформированного ядра с квантовыми числами K^π ротационную полосу, энергия которой описывается формулой

$$E_{\text{rot}} = [I(I+1) - K^2]/2T. \quad (6)$$

Таким образом, ядро рассматривается как идеальный ротатор и полностью пренебрегается взаимным влиянием внутреннего движения и вращения. Если обозначить плотность внутренних состояний деформированного ядра с квантовыми числами K^π при энергии \mathcal{E} как $\rho(\mathcal{E}, K^\pi)$, то плотность уровней того же ядра со спином и четностью I^π можно найти по формуле

$$\rho(\mathcal{E}, I^\pi) = \sum_{K=K_0}^I \rho\left(\mathcal{E} - \frac{1}{2I} [I(I+1) - K^2], K^\pi\right), \quad (7)$$

в которой $K_0 = 0$ для четно-четного ядра и $K_0 = 1/2$ для нечетного ядра. В плотность состояний с $I = 0$ и $1/2$ ротации вклада не дают.

На этом закончим изложение основных положений полумикроскопического метода расчета плотности уровней атомных ядер. В чем же его достоинство? Метод позволяет непосредственно, избегая предположений сугубо математического характера, рассчитывать плотность ядерных состояний, прямо связать параметры, характеризующие ядерное движение при низких энергиях возбуждения, с плотностью ядерных уровней и не нуждается во введении никаких дополнительных параметров при переходе к промежуточным и высоким энергиям возбуждения. Метод позволяет, наконец, учесть влияние коллективных ядерных движений на плотность уровней. Все это, безусловно, составляет сильные стороны предлагаемого метода. Но прежде чем перейти непосредственно к результатам расчетов, необходимо остановиться на таких вопросах, как область применимости полумикроскопического метода и точность, на которую он может претендовать при описании плотности.

2. ОБЛАСТЬ ПРИМЕНИМОСТИ И ТОЧНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА ПЛОТНОСТИ

Остановимся сначала на некоторых принципиальных физических предположениях, которые лежат в основе полумикроскопического метода расчета плотности ядерных уровней. Рассчитывая плотность уровней, параметры гамильтониана берем такими, какими они были получены при анализе свойств низколежащих ядерных состояний [23]. Это означает, что не учитываются изменения параметров среднего поля (таких, например, как деформация) и констант остаточных взаимодействий с ростом энергии возбуждения. Такое приближение вполне справедливо в ядрах, близких к полумагическим и сильно деформированным при энергиях возбуждения до B_n . Однако в ядрах переходных областей (например, Nd, Ba, Sm или Hg, Pt) изменение параметров сред-

него поля с энергией возбуждения может оказаться значительным [24]. Сюда же примыкает вопрос о влиянии на плотность состояний изменения корреляционной функции C с ростом энергии возбуждения. Для расчета энергии многофононных состояний использовалась корреляционная функция основного состояния четно-четного ядра. В то же время из расчетов по статистической модели известно, что с ростом энергии возбуждения корреляционная функция уменьшается и в некоторой точке C обращается в нуль, что служит основанием для утверждений о существовании фазового перехода. Если это так, то значение плотности уровней мы несколько занижаем, а C завышаем. Практически вопрос заключается в том, насколько сильно влияет уменьшение C на плотность уровней. С микроскопической точки зрения уменьшение корреляционной функции с ростом энергии возбуждения — результат влияния эффекта блокировки. Строго говоря, корреляционная функция зависит от структуры многоквaziчастичного состояния, т. е. от числа квазичастиц, его составляющих, от их квантовых чисел. С ростом энергии C меняется неравномерно. Так, для состояний с данным числом возбужденных квазичастиц C *возрастает* с увеличением энергии возбуждения, приближаясь к своему значению для основного состояния. В то же время при данной энергии возбуждения C будет различной для разных состояний: для состояний с большим числом квазичастиц она будет меньше. Поэтому, говоря о корреляционной функции при данной энергии, надо иметь в виду некое среднее значение C , взвешенное по всевозможным состояниям, которые лежат вблизи этой энергии. При энергиях, когда число квазичастиц в возбужденных состояниях невелико, изменение C не будет большим. Существует и еще одно указание на то, что эффект блокировки несколько переоценивается. Описывая возбужденные состояния с помощью квазичастиц, используются волновые функции, не являющиеся собственными функциями оператора числа частиц. Если это исправить, т. е. спроецировать наши волновые функции на пространство собственных функций и гамильтониана H_{pair} и оператора числа частиц, то окажется, что влияние блокировки в значительной мере компенсируется — эффективная величина C растет [25]. Поэтому в пределах точности метода (о чем будет говориться ниже) можно пользоваться приближением $C = \text{const}$.

Следующий вопрос связан с включением в расчеты ротационных состояний. Будем считать квантовое число K интегралом движения, хотя это не верно для состояний промежуточной и высокой энергий возбуждения. Физически это эквивалентно предположению о том, что различные взаимодействия (например, кориолисово) хотя и смешивают состояния, характеризующиеся разными K , но слабо меняют их полное количество в некотором энергетическом интервале. Видно, что здесь имеем приближение эквивалентное

отбрасыванию взаимодействия квазичастиц с фононами. Описанный способ учета ротаций очень груб. Мы далеки от мысли, что таким образом можно действительно описать структуру высоковозбужденных состояний, принимая во внимание ротации. Предложенный метод надо скорее рассматривать как метод *эффективного* учета вращения в той области энергий, где оно, хотя и в весьма завуалированном виде, но еще существует [22].

Выделяя коллективные степени свободы и затем рассматривая их независимо от неколлективных (особенно, когда это делается феноменологически), рано или поздно мы столкнемся с проблемой лишних степеней свободы ядра. Это весьма существенно может сказаться на плотности уровней. Однако подобные эффекты [36] проявляются только при очень больших энергиях (несколько десятков *Мэв.*).

Более существенными оказываются для нас трудности, имеющие своим источником фононный язык, который используется при формировании многоквазичастичных состояний. Строго говоря, строя многофононные состояния даже из коллективных фононов, необходимо помнить о принципе Паули, поскольку наши фононы имеют *фермионную* структуру. В частности, это приводит к своеобразному ограничению на сложность многофононного состояния. Например, в области $A \approx 90$ бессмысленно говорить о восьмифононных и более сложных состояниях ядра [26], тем более опасно пользоваться языком неколлективных фононов. Действительно, при описанном в разд. 1 переборе состояний получается заметное число лишних. Часть из них появляется из-за нарушения принципа Паули, некоторые отличаются друг от друга только порядком сложения моментов квазичастиц, составляющих фононы, хотя и имеют разные энергии. Число таких лишних уровней резко возрастает с энергией возбуждения. При энергиях порядка энергии связи нейтрона их количество составляет 30—50% в сферических ядрах, в деформированных ядрах оно заметно меньше — до 15—25%. Относительное число лишних состояний зависит также от спина и четности уровней, плотность которых вычисляется, а кроме того, заметно флуктуирует в зависимости от энергии возбуждения. Эти трудности наиболее сильно ограничивают возможности нашего метода.

Помимо перечисленных принципиальных ограничений точность полумикроскопического метода зависит от погрешностей в определении констант гамильтониана. Мы не проводили никакой дополнительной подгонки его параметров и брали их такими же, как и при расчетах слабовозбужденных состояний. Параметры потенциала Саксона — Вудса для деформированных ядер можно найти в обзорах [27], для сферических ядер — в [28], корреляционные функции и химические потенциалы — в [29]. Константы квадруполь-квадрупольных и октуполь-октупольных сил выбраны

так, чтобы получить экспериментальные энергии низжайших вибрационных состояний в приближении хаотических фаз [см. (2)]. Прочие константы практического значения в расчетах не имеют, так как их выбирали очень маленькими. Ясно, однако, что параметры гамильтониана известны нам лишь с ограниченной точностью. Так, константы спаривания G_N и G_Z в сферических ядрах можно определить по парным энергиям с погрешностью 10—15%. Как показала проверка, изменение параметров среднего поля и спаривательных констант в разумных пределах приводит в этих ядрах к изменениям в плотности уровней в 1,5—2,0 раза. В деформированных ядрах, где параметры среднего поля, так же как и величины G_N и G_Z , определены с гораздо большей точностью, отклонения в плотности уровней за счет вариаций этих параметров невелики.

Роль момента инерции \mathcal{I} , который появляется как дополнительный параметр при учете вращения, не столь заметна. Его величина была выбрана равной твердотельному значению $\mathcal{I} = \mathcal{I}_{\text{rig}} = 2mAR^2/5$. В большинстве ядер результаты расчетов слабо зависят от \mathcal{I} . Это связано с тем, что при малых спинах ($I \leq 5$), а именно такие спины у большинства резонансов, возбуждаемых при захвате медленных нейтронов, величина ρ мало меняется с изменением \mathcal{I} . Например, при таких значениях I уменьшение момента инерции в два раза приводит к изменению плотности на 10—15%. Более существенно значение момента инерции при высоких спинах и, следовательно, при расчете спиновой зависимости $\rho(I)$. Так как твердотельное значение \mathcal{I}_{rig} является верхней границей для момента инерции, его уменьшение будет вызывать падение плотности, причем для больших I эффект будет сильнее. Это приведет к более быстрому спаду в спиновой зависимости ρ , не изменяя ее качественного характера. Здесь же необходимо остановиться на таких технических деталях, как максимальное число фононов, которое мы учитываем, максимальный спин фонона, интервал усреднения.

Количество фононов, которое учитывается в многофононных состояниях, ограничивается, исходя из следующих соображений. При данной энергии возбуждения в зависимости числа состояний от количества фононов имеется максимум, который с возрастанием энергии возбуждения сдвигается в сторону большего числа фононов. При энергии связи нейтрона этот максимум в нечетных ядрах приходится на трех-четырефононные состояния, в четно-четных ядрах — на четырех-пятифононные. Вклад более сложных состояний невелик (табл. 1). Заметим также, что по мере усложнения состояний возрастает и количество ложных состояний.

Максимальный момент фонона зависит от того, какой области массовых чисел принадлежит изучаемое ядро, от структуры его одночастичного спектра. В деформированных ядрах выбирается

Таблица 1

Вклад состояний с различным числом фононов в полное число состояний при различных энергиях возбуждения

Ядро	Тип возбужденного состояния	Вклад в общее число состояний, %				
		3 Мэв	4 Мэв	5 Мэв	6 Мэв	7 Мэв
^{158}Gd	ω_g	32	9,4	2,3	0,5	0,1
	$\omega_{g_1} + \omega_{g_2}$	41	84	38	35	9
	$\omega_{g'_1} + \omega_{g'_2} + \omega_{g_3}$	27	6,6	54	44,5	45,9
	$\omega_{g''_1} + \omega_{g''_2} + \omega_{g'_3} + \omega_{g_4}$	0	0	4	19	31,8
	$\omega_{g'''_1} + \omega_{g'''_2} + \omega_{g''_3} + \omega_{g'_4} + \omega_{g_5}$	0	0	1,7	1	13,2
^{159}Gd	$\mathcal{E}(\nu) + \omega_{g_1} - \mathcal{E}_0$	66	34,6	12,6	1,1	0,2
	$\varepsilon_{\nu'} + \omega_{g'_1} + \omega_{g_2} - \mathcal{E}_0$	28,1	51,7	59	59	31,8
	$\varepsilon_{\nu''} + \omega_{g''_1} + \omega_{g'_2} + \omega_{g_3} - \mathcal{E}_0$	5,9	13,7	22,7	26,9	50,5
	$\varepsilon_{\nu'''} + \omega_{g'''_1} + \omega_{g''_2} + \omega_{g'_3} + \omega_{g_4} - \mathcal{E}_0$	0	0	5,7	13	17,5

$K_{\text{макс}} = 7$. В сферических ядрах для областей $50 \leq A \leq 90$, $90 \leq A \leq 150$ и $190 \leq A \leq 210$ $I_{\text{макс}} = 6, 8$ и 9 , соответственно. Фононы с высокими моментами важны в основном при расчете спиновой зависимости $\rho(I)$.

Для того чтобы вычислить плотность, пересчитывается число состояний в некотором энергетическом интервале вблизи интересующей нас энергии возбуждения. Этот интервал и назовем интервалом усреднения. Очевидно, его величина будет влиять на наши численные результаты. Интервал усреднения должен быть достаточно малым, чтобы на его протяжении можно было считать ρ постоянной величиной. С другой стороны, он должен содержать достаточное число состояний, чтобы сгладить случайные флуктуации в их распределении, т. е. надо, чтобы $\Delta\mathcal{E} \cdot \rho \gg 1$. В нечетных сферических ядрах из области $50 \leq A \leq 90$ выбиралось $\Delta\mathcal{E} = 300$ кэв, из области $90 \leq A \leq 150$ — $\Delta\mathcal{E} = 100$ кэв, в изотопах Hg и Pt — 50 кэв. Для четно-четных ядер из этих же областей массового числа значения $\Delta\mathcal{E}$ составляют 100, 50 и 30 кэв соответственно. В деформированных ядрах, где плотность состояний очень высока, $\Delta\mathcal{E} = 5 \div 10$ кэв.

Заканчивая обсуждение, прежде чем перейти к непосредственным результатам, сделаем следующее заключение. Полумикроскопический метод расчета плотности целесообразно применять при энергиях порядка энергии связи нейтрона и ниже, т. е. при $\mathcal{E} \leq 7 \div 9$ Мэв. При более высоких энергиях результаты пред-

ставляются нам ненадежными. Кроме того, с ростом энергии возбуждения наши результаты сближаются со статистическими, которые требуют гораздо меньших усилий для своего получения. Несмотря на отсутствие специальной подгонки параметров, как это будет видно далее, мы получаем хорошее описание экспериментальных данных. Тем не менее точность наших результатов следует оценивать в пределах фактора 1,5—2,0 в деформированных ядрах и 2—4 в сферических. Это та точность, на которую претендуют все последующие результаты.

3. ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ ПРИ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА. ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ОТ МАССОВОГО ЧИСЛА

Метод, описанный в разд. 1, использовался прежде всего нами для расчета плотности возбужденных состояний вблизи энергии связи нейтрона, так как именно для этой энергии измерена плотность уровней в большинстве ядер. Экспериментальные данные взяты, как правило, из работ [30—38]. Отметим, что в некоторых случаях среди результатов разных экспериментальных групп существует заметный разброс. Для z -нечетных, четно-четных и нечетно-нечетных ядер при эксперименте измеряется суммарная плотность состояний для двух спинов, поэтому теоретические данные в этих ядрах также приведены для двух спинов. Они получены по следующей формуле:

$$D = \{\rho(I + 1/2) + \rho(I - 1/2)\}^{-1}.$$

Здесь D — среднее расстояние между уровнями со спинами $I - 1/2$ и $I + 1/2$; I — спин ядра-мишени. Результаты теоретических расчетов и экспериментальные данные приведены в табл. 2—4. Экспериментальные и теоретические результаты в целом согласуются хорошо. Расчеты хорошо передают изменение D при переходе от элемента к элементу и от одного изотопа к другому. Особенно хорошее согласие наблюдается для деформированных ядер, где разница между $D_{\text{теор}}$ и $D_{\text{эксп}}$ в большинстве случаев не превышает 50%. Различия в сферических ядрах наблюдаются более сильные. Здесь выделяются ядра, имеющие на один нуклон меньше магического числа, а также изотопы руты и платины. Причины значительных отклонений теоретических результатов от экспериментальных в этих ядрах заключаются в большом числе лишних состояний, а для ядер околomagических, кроме того, переоценивается вклад вибрационных возбуждений.

Различия $D_{\text{теор}}$ и $D_{\text{эксп}}$ носят систематический характер еще в переходной области ядер для изотопов Nd и Sm. Известна мягкость формы этих ядер по отношению к β - и γ -колебаниям, что

Таблица 2
 Экспериментальные и расчетные значения среднего
 расстояния между уровнями $1/2^+$ при энергии связи
 нейтрона B_n

Составное ядро	B_n , Мэв	Эксперимент D , кэв			Расчет D , кэв
		[30, 33-35]	[31]	[32]	
^{51}Ti	6,38	18±6	—	120	200
^{53}Cr	8,17	46±7	47	44	100
^{55}Cr	6,25	48 ⁺³⁷ ₋₂₄	66	23,5	400
^{55}Fe	9,30	21±4	20	25	30
^{57}Fe	7,64	21±4	25	29	14
^{59}Ni	9,00	21±6	22	27	15
^{61}Ni	7,82	21±4	17	23	17
^{63}Ni	7,14	19,5	19	19,5	21
^{65}Ni	6,40	28,5	28	28,5	36
^{65}Zn	7,99	3,4±0,9	3,6	1,8	6,9
^{67}Zn	7,05	5,6±1,9	6,0	5,0	17
^{69}Zn	6,50	20	10	—	18
^{71}Ge	7,41	2,0±0,8	1,33	1,7	2,7
^{73}Ge	6,78	3,9±1,5	1,55	2,1	4,8
^{75}Ge	6,49	8,5 ^{+4,7} _{-4,3}	3,9	8,5	5,0
^{77}Ge	6,03	8,0±0,8	4,2	8,0	5,6
^{75}Se	8,03	0,2 ^{+0,6} _{-0,1}	0,37	0,25	1,0
^{77}Se	7,41	1,2±0,6	0,70	1,2	2,9
^{79}Se	6,97	4,5±1,0	1,0	3,7	3,8
^{81}Se	6,71	1,6±0,6	1,2	4,3	5,0
^{83}Se	5,99	6,9±1,1	6,7	7,0	1,1
^{85}Sr	8,48	0,35±0,12	0,4	—	1,6
^{87}Sr	8,44	2,1±1,0	1,0	—	2,1
^{89}Sr	6,39	12±2	12	55	10
^{91}Zr	7,19	3,3±0,8	5,0	4,5	10
^{93}Zr	6,75	3,4±1,1	2,5	1,2	1,8
^{95}Zr	6,47	3,3±0,9	2,4	2,4	1,8
^{97}Zr	5,57	1,1±0,3	—	—	5,3
^{97}Mo	6,82	1,2±0,5	0,29	0,29	0,98
^{99}Mo	5,92	0,790 ^{+0,740} _{-0,395}	0,19	—	2
^{101}Mo	5,39	0,400±0,075	0,18	0,180	4,3
^{113}Gd	6,54	0,200	0,198	0,200	1,1
^{113}Sn	7,74	0,140±0,05	0,02	0,108	0,045
^{115}Sn	7,54	0,320±0,09	0,30	0,150	0,336
^{117}Sn	6,94	0,250±0,04	0,25	0,18	0,962
^{119}Sn	6,48	0,730±0,180	0,60	0,18	1,3
^{121}Sn	6,18	0,240±0,05	0,18	0,20	3,2
^{123}Sn	5,93	0,400	1,7	0,4±0,2	4,8
^{125}Sn	5,77	0,250	2,5	0,40	6,7
^{123}Te	6,94	0,130±0,008	0,132	0,036	0,13
^{129}Te	6,12	0,55	0,262	—	0,95
^{131}Te	5,89	5,7±0,8	0,872	3,5±0,6	0,9

Продолжение табл. 2

Составное ядро	$V_n, \text{ Мэв}$	Эксперимент $D, \text{ кэв}$			Расчет $D, \text{ кэв}$
		[30, 33-35]	[31]	[32]	
134Ba	7,63	0,120	0,055	—	0,036
135Ba	7,20	0,380	0,14	—	0,08
137Ba	6,95	$3,8^{+2,8}_{-1,9}$	0,60	0,80	0,224
139Ba	4,72	$9,6 \pm 3,4$	10	10	50
137Ce	7,84	$0,058 \pm 0,012$	0,058	—	0,032
139Ce	7,49	0,200	—	—	0,076
141Ce	5,44	$3,0 \pm 1,0$	3,0	—	50
143Ce	5,10	$1,0 \pm 0,2$	1,0	1,0	12
143Nd	6,10	$1,0 \pm 0,25$	0,415	—	2,2
145Nd	5,97	$0,520 \pm 0,07$	0,537	—	2,2
147Nd	5,14	$0,310 \pm 0,043$	0,211	—	3,2
149Nd	4,94	$0,200 \pm 0,021$	—	—	2,6
149Sm	6,90	$0,200 \pm 0,04$	—	—	3
149Sm	5,86	$0,090 \pm 0,015$	—	—	1,3
153Sm	5,89	$0,0518 \pm 0,0015$	0,052	—	0,063
157Gd	6,35	$0,047 \pm 0,004$	0,047	—	0,042
159Gd	5,94	$0,085 \pm 0,009$	0,085	—	0,067
163Dy	6,25	$0,042 \pm 0,006$	0,072	$0,130 \pm 0,05$	0,056
165Dy	5,71	$0,080 \pm 0,026$	0,20	0,070	0,130
167Er	6,44	$0,0384 \pm 0,00032$	0,038	—	0,057
169Er	5,99	$0,0953 \pm 0,0017$	0,095	—	0,12
173Yb	6,48	$0,0703 \pm 0,0026$	0,063	—	0,042
175Yb	5,83	$0,162 \pm 0,018$	0,164	—	0,11
177Yb	5,53	$0,185 \pm 0,019$	0,185	—	0,16
179Hf	6,07	$0,055 \pm 0,008$	0,064	$>0,0039$	0,058
185W	5,75	$0,093 \pm 0,019$	0,089	0,09	0,078
195Pt	6,13	$0,27 \pm 0,07$	—	—	0,11
197Pt	5,85	$0,38 \pm 0,1$	—	—	0,19
199Pt	5,57	$0,34 \pm 0,07$	—	0,048	0,18
199Hg	6,65	$0,10 \pm 0,03$	0,09	0,099	0,084
201Hg	6,23	$1,3 \pm 0,1$	1,3	2,2	0,11
203Hg	5,99	2,4	—	2,4	0,28
205Pb	6,73	$2,8 \pm 0,7$	2,7	—	0,23
207Pb	6,73	24±4	50	50	0,34
234Th	5,12	0,011	0,0077	0,0077	0,018
233Th	4,79	$0,0124 \pm 0,0011$	0,0167	0,0167	0,022
233U	5,74	$0,0142 \pm 0,0036$	0,0042	0,0041	0,0059
235U	5,31	$0,01803 \pm 0,0073$	0,0123	0,0106	0,011
237U	5,12	$0,027 \pm 0,009$	0,0154	0,0173	0,0091
239U	4,78	$0,0181 \pm 0,0023$	0,0208	0,0208	0,026
239Pu	5,40	$0,016 \pm 0,005$	0,0117	0,0095	0,006
241Pu	5,24	$0,014 \pm 0,002$	0,0125	0,0127	0,010
243Pu	5,04	—	—	0,017	0,023
245Cm	5,69	$0,020 \pm 0,006$	0,0137	0,0148	0,0063
247Cm	5,16	—	0,038	0,0408	0,013
249Cm	4,71	—	0,035	0,035	0,056
253Cf	4,79	—	—	0,016	0,027

Т а б л и ц а 3

Экспериментальные и расчетные значения среднего расстояния между уровнями D для двух спинов четно-четных ядер при энергии возбуждения B_n

Составное ядро	$B_n, \text{Мэв}$	J π	Эксперимент $D, \text{эв}$			Расчет $D, \text{эв}$
			[30, 33—35]	[31]	[32]	
50Ti	10,94	3-, 4-	$(3,6 \pm 0,9) \cdot 10^3$	$6,0 \cdot 10^3$	—	$10,3 \cdot 10^3$
54Cr	9,72	1-, 2-	$(3,2 \pm 1,1) \cdot 10^3$	$5,7 \cdot 10^3$	—	$7,1 \cdot 10^3$
58Fe	10,04	0-, 1-	$(5,9 \pm 1,5) \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^3$	—	$10 \cdot 10^3$
62Ni	10,60	1-, 2-	$(2,3 \pm 0,4) \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$	—	$1,7 \cdot 10^3$
68Zn	10,20	2-, 3-	720 ± 190	600	—	$2,7 \cdot 10^3$
74Ge	10,20	4+, 5+	77 ± 9	62	—	280
78Se	10,49	0-, 1-	150 ± 4	120	100	420
88Sr	11,10	4+, 5+	210 ± 8	250	—	450
92Zr	8,64	2+, 3+	250 ± 50	110	315	260
96Mo	9,16	2+, 3+	100 ± 40	102	—	100
98Mo	8,64	2+, 3+	120 ± 60	80	170	190
100Ru	9,67	2+, 3+	200	34	55	80
102Ru	9,21	2+, 3+	15 ± 4	18	16	90
106Pd	9,55	2+, 3+	$11,1 \pm 1,7$	9	13	80
112Cd	9,40	0+, 1+	34 ± 6	26	26	130
114Cd	9,05	0+, 1+	27 ± 3	25	25	210
116Sn	9,56	0+, 1+	50 ± 20	—	50	330
118Sn	9,33	0+, 1+	65 ± 15	45	25	230
120Sn	9,11	0+, 1+	62 ± 12	70	30	150
124Te	9,41	0+, 1+	33 ± 9	26	39 ± 14	20
126Te	9,09	0+, 1+	46 ± 11	38	65 ± 25	34
132Xe	8,93	1+, 2+	31 ± 1	35	31 ± 16	20
136Xe	7,88	1+, 2+	500	—	—	63
136Ba	9,23	1+, 2+	35 ± 9	36	51	20
138Ba	8,54	1+, 2+	460 ± 250 -230	230	200	310
144Nd	7,83	3-, 4-	19 ± 9	36	72	140
146Nd	7,56	3-, 4-	25 ± 9	19	33	210
148Sm	8,14	3-, 4-	$7,9 \pm 1,3$	7,3	8,0	100
156Gd	8,53	1-, 2-	$1,99 \pm 0,32$	1,9	2,1	2,0
158Gd	7,93	1-, 2-	$6,3 \pm 0,6$	6,0	12	4,8
162Dy	8,20	2+, 3+	$2,55 \pm 0,38$	2,9	2,1	3,9
164Dy	7,66	2-, 3-	$9,6 \pm 1,6$	9,6	11,0	12
168Er	7,77	3+, 4+	$4,0 \pm 0,4$	4,1	3,0	7,2
172Yb	8,14	0-, 1-	$5,79$	6,5	—	6,6
174Yb	7,44	2-, 3-	$7,81 \pm 0,93$	8,4	—	6,5
178Hf	7,62	3-, 4-	$3,2 \pm 0,2$	2,4	2,9	3,1
180Hf	7,33	4+, 5+	$5,8 \pm 0,5$	4,4	4,0	4,5
184W	7,42	0-, 1-	$15,8 \pm 2,0$	12,0	15,0	16,0
196Pt	7,93	0-, 1-	$19,3 \pm 3,6$	12	18	39
200Hg	8,03	0-, 1-	84 ± 18	75	70	120
202Hg	7,76	1-, 2-	110 ± 20	90	100	25
230Th	6,79	2+, 3+	0,58	0,6	0,41	0,7
234U	6,84	2+, 3+	$0,99 \pm 0,08$	0,61	0,6	0,83
236U	6,47	3-, 4-	$0,67 \pm 0,13$	0,53	0,5	0,6
238U	6,14	0+, 1+	—	—	2,5	6,5

Продолжение табл. 3

Составное ядро	$V_n, \text{ Мэв}$	$I\pi$	Эксперимент $D, \text{ эв}$			Расчет $D, \text{ эв}$
			[30, 33–35]	[31]	[32]	
^{240}Pu	6,53	$0^+, 1^+$	$2,3 \pm 0,6$	2,4	2,25	2,1
^{242}Pu	6,30	$2^+, 3^+$	$1,17 \pm 0,17$	—	0,65	1,2
^{246}Cm	6,45	$3^+, 4^+$	—	1,5	1,55	1
^{248}Cm	6,21	$4^+, 5^+$	—	—	1,33	0,8

Таблица 4

198

Экспериментальные и расчетные значения D для двух спинов z -нечетных и нечетно-нечетных ядер при энергии связи нейтрона V_n

Составное ядро	$V_n, \text{ Мэв}$	$I\pi$	Эксперимент $D, \text{ эв}$			Расчет $D, \text{ эв}$
			[30, 33–35]	[31]	[32]	
^{154}Eu	6,44	$2^+, 3^+$	$1,3 \pm 0,4$	1,1	$1,4 \pm 0,4$	1,3
^{160}Tb	6,38	$1^+, 2^+$	$4,3 \pm 0,78$	4,2	$3,9 \pm 0,6$	3,0
^{166}Ho	6,24	$3^-, 4^-$	$5,67 \pm 0,74$	5,5	$6,1 \pm 1,2$	2,4
^{170}Tm	6,59	$0^+, 1^+$	$6,6 \pm 1,3$	7,3	$6,0 \pm 1,5$	5,5
^{176}Lu	6,29	$3^+, 4^+$	$3,61 \pm 0,62$	3,0	$3,7 \pm 0,7$	2,4
^{177}Lu	6,89	$13/2^-, 15/2^-$	$2,37 \pm 0,27$	2,3	$2,3 \pm 0,4$	2,1
^{181}Ta	7,64	$15/2^+, 17/2^+$	1,5	—	$> 0,2$	0,8
^{182}Ta	6,06	$3^+, 4^+$	$4,33 \pm 0,51$	4,3	$4,4 \pm 0,4$	3,5
^{186}Re	6,18	$2^+, 3^+$	$3,2 \pm 0,6$	3,3	$3,8 \pm 0,8$	5,4
^{232}Pa	5,56	$1^-, 2^-$	$0,44 \pm 0,06$	—	0,41	0,7
^{234}Pa	5,20	$1^-, 2^-$	$1,03 \pm 0,15$	—	0,69	0,9
^{238}Np	5,48	$2^+, 3^+$	$0,72 \pm 0,08$	0,67	0,69	0,9
^{242}Am	5,58	$2^-, 3^-$	$0,58 \pm 0,09$	—	0,77	0,2
^{243}Am	6,38	$9/2^-, 11/2^-$	—	0,6	$\leq 0,67$	0,3
^{244}Am	5,36	$2^-, 3^-$	$1,5 \pm 0,3$	—	0,68	0,25

приводит к богатому спектру их возбужденных состояний, характеризующихся к тому же разными равновесными формами ядра. Этот факт нами не был учтен, и ядра рассматривались как сферические.

В работе [36] была сделана попытка описать ядра переходной области $A \approx 140 \div 150$, используя аппарат статистической модели и включая вращение феноменологически (см. разд. 1). Оказалось, что трактовка этих ядер как деформированных приводит к заметному превышению теоретического значения плотности над экспериментальным. В то же время, рассматривая их как сферические, в работе [36] были получены, так же как и нами, резко заниженные значения $D_{\text{теор}}$. В этих расчетах среднее поле описывалось потенциалом Саксона — Вудса.

По сравнению с результатами работы [36] наши расчеты в среднем лучше описывают экспериментальные данные. Так, для редко-

земельных элементов расчеты по статистической модели систематически дают в 3—4 раза меньшую плотность уровней. По мнению авторов, эту разницу можно компенсировать включением вибрационных возбуждений. Такое утверждение, основанное на оценках работы [22], согласуется с результатами наших исследований.

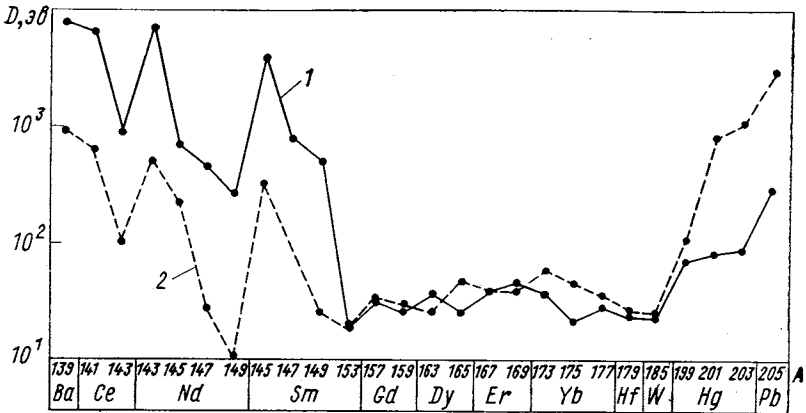


Рис. 1. Среднее расстояние между уровнями D с $I^\pi = 1/2^+$ при энергии возбуждения $\mathcal{E} = 6,5$ Мэв:
 1 — расчетная кривая; 2 — пересчет экспериментальных данных при $\mathcal{E} = B_n$ по формуле (8)

Однако расчеты, выполненные в рамках статистической модели с использованием потенциала Нильссона [37], дают результаты весьма близкие к нашим, хотя вклад вибрационных уровней в них не учитывался.

Энергия связи нейтрона для разных ядер принимает различные значения, что затрудняет выяснение зависимости D от A . Для того чтобы исследовать зависимость D от A в чистом виде, в работе [34] проводится сравнение D при одной и той же энергии возбуждения в разных ядрах. Нами рассчитывались D для $1/2^+$ -состояний в N нечетных ядрах из области $140 \leq A \leq 205$ при энергии $6,5$ Мэв. Соответствующие экспериментальные данные были пересчитаны к энергии $6,5$ Мэв по известной формуле

$$\rho = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp\{2\sqrt{U_{эф}a}\}}{a^{1/4}U_{эф}^{5/4}} \frac{(2I+1)\exp\{-(I+1/2)^2/2\sigma^2\}}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3}, \quad (8)$$

где $\sigma^2 = 0,089 (aU_{эф})^{1/2} A^{2/3}$; I — спин ядра-мишени; $U_{эф} = \mathcal{E} - \delta$; \mathcal{E} — энергия возбуждения; δ учитывает энергию спаривания [2]. Параметр a выбирался по экспериментальным данным при $\mathcal{E} = B_n$. Результаты расчета по (8) для $\mathcal{E} = 6,5$ Мэв приведены на рис. 1, из которого видно, что теория правильно передает сильное возрастание D при переходе от деформирован-

ных ядер к сферическим и увеличение D с приближением к магическим ядрам. Расчеты подтверждают, что плотность высоковозбужденных состояний зависит от плотности одночастичных состояний вблизи энергии поверхности Ферми, т. е. оболочечные эффекты сильно влияют на плотность уровней при энергиях возбуждения порядка B_n . Сильная зависимость от массового числа проявляется и у параметра a , извлеченного из экспериментальных и теоретических значений D [11].

Таким образом, полумикроскопический метод вполне удовлетворительно количественно описывает плотность уровней при энергии связи нейтрона. Это является дополнительным свидетельством в пользу правильности и других результатов, полученных с его помощью.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ ОТ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ

Статистическая модель атомного ядра, учитывающая спаривание, в приближении малых моментов дает энергетическую зависимость $\rho(\mathcal{E}, D)$, аналогичную формуле (8), но при этом параметры a и σ зависят от \mathcal{E} и для того, чтобы их найти, необходимо решить некоторые уравнения [2].

Проведенные нами расчеты $\rho(\mathcal{E})$ в целом дают аналогичные результаты. Так, на рис. 2 дана зависимость плотности состояний с $K^\pi = 1/2^+$ от энергии в ядрах ^{165}Dy и ^{167}Er . Здесь же пунктирными линиями показаны результаты расчета по (8), когда параметр a при расчете подбирался в каждом ядре по экспериментальной плотности при энергии связи нейтрона и полагался от энергии не зависящим. Если не считать резких изломов в рассчитанных кривых при низких энергиях (о чем речь пойдет ниже), оба типа зависимостей весьма похожи, различие заключается в основном в абсолютной величине плотности. В то же время наши расчеты хорошо согласуются с экспериментом. Это видно из сравнения теоретических и экспериментальных результатов по зависимости $\rho(\mathcal{E})$ в изотопах урана. В работе [38] обработкой экспериментальных данных по нейтронным и радиационным ширинам в рамках статистической теории ядерных реакций были получены данные по энергетической зависимости плотности состояний с $K^\pi = 0^+$ для ^{238}U и с $K^\pi = 1/2^+$ для ^{239}U . Согласие полученных таким образом экспериментальных данных и наших расчетных показано на рис. 3. Заметное расхождение наблюдается при энергиях ниже 3 Мэв для ^{239}U и 5 Мэв для ^{238}U . Видно, что при энергии порядка 8 Мэв зависимости $\rho(\mathcal{E})$ для ^{238}U и ^{239}U сближаются. Это происходит несмотря на то, что не учитывалось изменение щели с ростом энергий возбуждения. То же самое получается при описании зависимости от энергии полной плотности уровней.

Экспериментальные данные, имеющиеся для ядра ^{230}Th , практически совпадают с расчетом (рис. 4). Рассогласование, которое наблюдается между теорией и экспериментом при энергиях ниже 4 Мэв, объясняется использованием твердотельного значения для момента инерции в этой области энергий. Оно устраняется, если

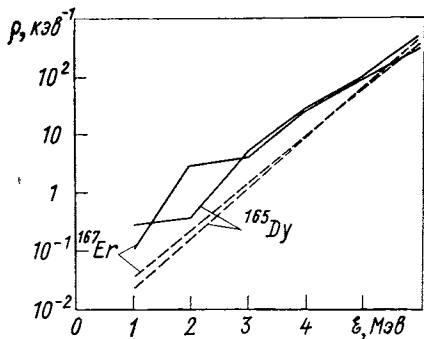


Рис. 2. Зависимость плотности состояний с $K^\pi = 1/2^+$ в ^{167}Er , ^{165}Dy от \mathcal{E} :

сплошные линии — расчетные кривые; пунктирные — расчет по формуле (8) с параметром a , извлеченным из экспериментальных данных при $\mathcal{E} = B_n$

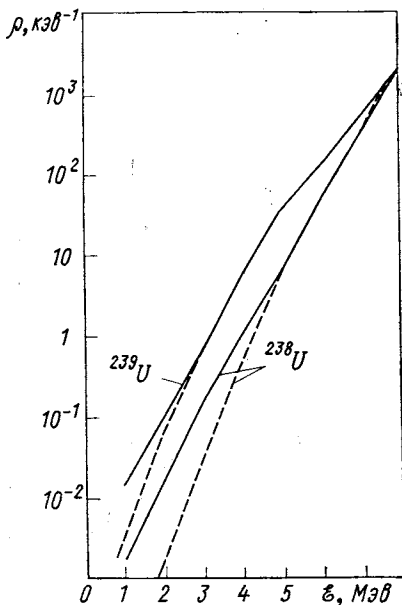


Рис. 3. Зависимость плотности состояний с $K^\pi = 1/2^+$ для ^{239}U и $K^\pi = 0^+$ для ^{238}U от \mathcal{E} :

сплошные линии — расчетная кривая; пунктирные — экспериментальные данные [38]

для \mathcal{U} взять значение, полученное в рамках кренкинг-модели со спариванием [4]. На рисунке приведен расчет по статистической модели [2], который проводился с учетом спаривания, параметры одночастичного потенциала и константы спаривательного взаимодействия взяты такими же, как в наших расчетах. При получении кривой $\rho(\mathcal{E})$ в рамках статистической модели использовалась программа [40]. Предсказания статистики сильно отличаются от экспериментальных данных по абсолютной величине, они в 20—30 раз меньше последних. Таким образом, в областях деформированных ядер наши результаты значительно лучше статистических и хорошо описывают эксперимент (см. рис. 3 и 4).

Статистическая теория ядра по своему смыслу описывает средние ядерные характеристики, сглаженные функциональные зависимости (хотя в ее рамках можно ставить вопрос и об определении отклонений от среднего). В то же время все комбинаторные расчеты указывают на существование заметных отклонений, флуктуаций

в зависимости ρ (ξ). Часть таких флуктуаций происходит из-за оболочечной структуры одночастичного спектра и проявляется, как правило, в ядрах близких к полумагическим. На такие флуктуации регулярного характера указывали Хиллман и Гровер [7], Маруяма [41]. В других случаях флуктуации связывали

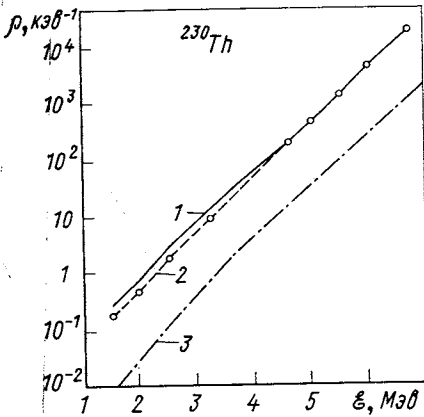


Рис. 4. Зависимость полной плотности уровней для ^{230}Th от ξ :

1 — расчетная кривая с $\chi = \chi_{\text{rig}}$; 2 — расчетная с $\chi = \chi_{\text{crank}}$; 3 — расчетная по статистической модели [40]; точки — экспериментальные данные из работы [39]

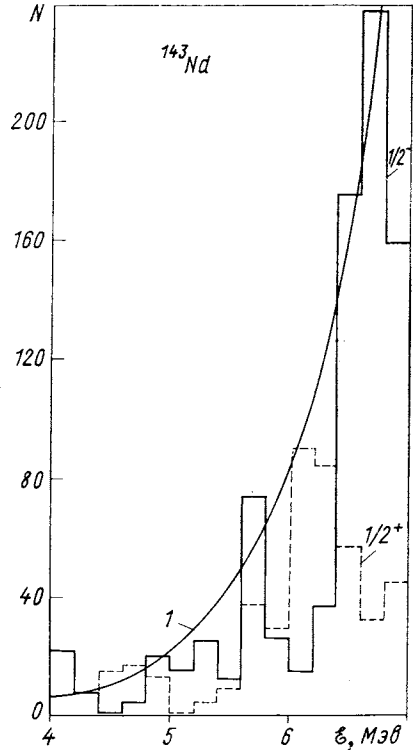


Рис. 5. Гистограммы числа уровней с $J^\pi = 1/2^+$ и $1/2^-$ на интервале 200 кэв для ^{143}Nd :

1 — расчетная кривая по статистической модели

с существованием энергетического порога для возбуждений с данным числом частиц, причиной которому является спаривание [6]. Эти флуктуации должны сглаживаться эффектом блокировки. Конечно, неучтенные остаточные взаимодействия будут сглаживать флуктуации, так что их существование отчасти связано с ограниченностью теоретической модели.

Полумикроскопический метод позволяет изучить этот вопрос, учитывая влияние на флуктуации коллективных состояний. Для этого в некоторых ядрах мы построим гистограммы числа уровней на определенном энергетическом интервале в зависимости от энергии возбуждения. Основной вывод, который можно сделать из представленных на рис. 5—11 гистограмм: флуктуации в некото-

рых случаях остаются довольно сильные. Наиболее яркий пример такого рода представлен на рис. 5: число состояний с $I^\pi = 1/2^+$ на интервале 200 кэв для ^{143}Nd . Имеется резкий пик в плотности при энергии 6,0–6,6 Мэв. Для сравнения на рис. 5 приведена

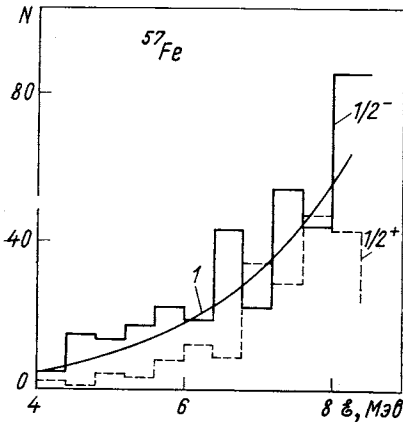


Рис. 6. Гистограммы числа уровней с $I^\pi = 1/2^+$ и $1/2^-$ на интервале 400 кэв для ^{57}Fe :
1 — расчетная кривая по статистической модели [40]

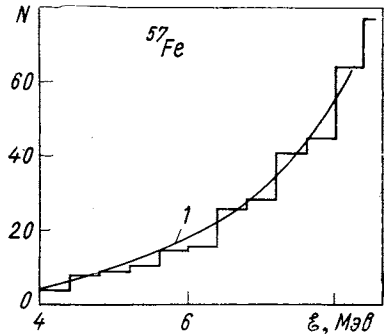


Рис. 7. Гистограмма полусуммы числа уровней с $I^\pi = 1/2^+$ и $1/2^-$ на интервале 400 кэв в ядре ^{57}Fe :
1 — расчетная кривая по статистической модели [40]

кривая $\rho(E)$, рассчитанная по программе [40], т. е. в рамках статистической модели, с тем же самым спектром и константами

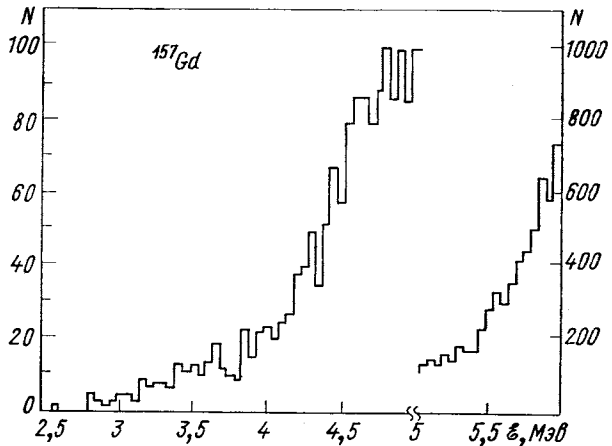


Рис. 8. Гистограмма числа уровней с $K^\pi = 1/2^+$ на интервале 50 кэв в ядре ^{157}Gd

G_N, G_Z . Хотя и довольно грубое, но согласие с нашими расчетами можно констатировать. Флуктуации состояний разной четности появляются при различных энергиях; можно сказать, что происходит своеобразная компенсация флуктуаций числа состояний

с одинаковыми моментами, но разными четностями (рис. 6, 7). На них изображены гистограммы числа состояний в интервале 400 кэв с $I^\pi = 1/2^+$ и $I^\pi = 1/2^-$ (см. рис. 6) и $[N(1/2^+) + N(1/2^-)]/2$ (см. рис. 7) в ядре ^{57}Fe . Кривая, полученная в рамках статистической модели по программе [40], удивительным образом совпадает с огибающей гистограммы на рис. 7. Отметим, что статистическая модель предполагает $N^+ =$

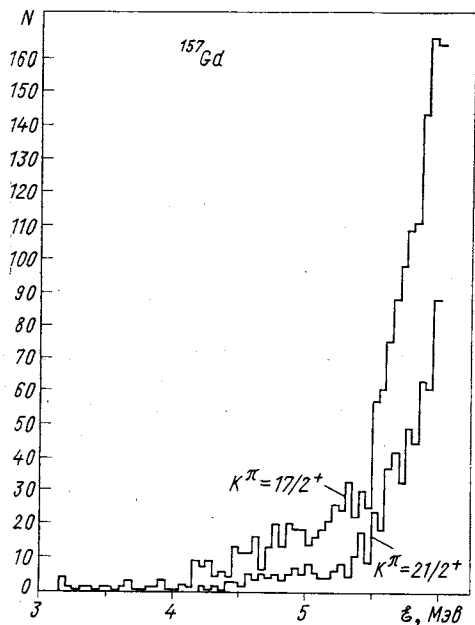


Рис. 9. Гистограммы числа уровней с $K^\pi = 17/2^+$ и $21/2^+$ на интервале 50 кэв в ядре ^{157}Gd

весьма низких энергиях (именно этим объясняются изломы на кривых плотности состояний $K^\pi = 1/2^+$ в ^{165}Dy и ^{167}Er на рис. 2). Примером может служить гистограмма числа уровней $K^\pi = 1/2^+$ на интервале 50 кэв в ^{157}Gd (рис. 8). Однако в том же самом ядре для состояний с большими спинами ($K^\pi = 21/2^+$, $17/2^+$), плотность которых много меньше, чем для $1/2^+$, флуктуации гораздо заметнее (рис. 9). Флуктуации могут проявляться гораздо сильнее, если мы ограничимся каким-то определенным классом состояний, например состояниями с данным моментом и данным числом квазичастиц.

$= N^-$. Похожая ситуация осуществляется и в ^{143}Nd , хотя здесь согласие статистики и гистограммы полусуммы числа состояний с $I^\pi = 1/2^\pm$ хуже, чем в ^{57}Fe . Отметим, что значительная разница между результатами статистической модели и нашими, имевшая место в деформированных ядрах, практически отсутствует в сферических, хотя и здесь вклад коллективных движений, по нашим оценкам, значителен (см. подробнее разд. 7).

Обсуждавшиеся флуктуации наиболее ярко проявляются в ядрах с небольшой плотностью уровней*. С возрастанием последней они уменьшаются и в деформированных ядрах заметны лишь при

* Необходимо указать, что дополнительным источником флуктуаций в сферических ядрах является отсутствие в нашей модели расщепления многофононных состояний по промежуточному моменту.

Причем в этом случае флуктуации могут существенно изменить поведение различных ядерных характеристик. Хорошим примером такого рода является предложенное в работе [17] объяснение локального пика при $\xi = 6,2$ Мэв в $E1$ -силовой функции ^{238}U .

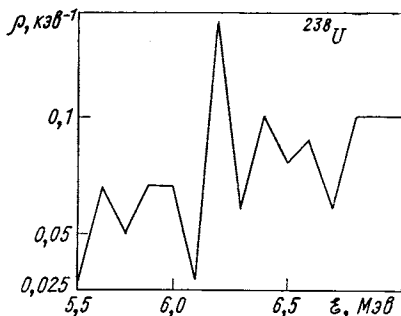


Рис. 10. Зависимость плотности двухквазичастичных состояний с $K^\pi = 1^-$ в ^{238}U от энергии:

пик плотности при $\xi = 6,2$ Мэв совпадает с пиком в $E1$ -силовой функции, измеренной экспериментально [17]

Именно в этом энергетическом районе имеется и локальный пик плотности двухквазичастичных 1^- -состояний (рис. 10).

Отметим однако, что обсуждаемые флуктуации могут быть в некоторых случаях дополнительным источником расхождения теоретических и экспериментальных результатов.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ОТ СПИНА И ЕГО ПРОЕКЦИИ

До сих пор фактически отсутствуют прямые экспериментальные данные о поведении плотности уровней в зависимости от спина. Это связано с большими экспериментальными трудностями, возникающими при идентификации спинов высоковозбужденных состояний. Пока имеются лишь некоторые косвенные сведения о характере зависимости $\rho(I)$ (точнее говоря, о величине σ^2). Они получены при обработке данных (α, α') -, (α, p) -, (p, α) -, (α, n) - и (n, α) -реакций для группы легких сферических ядер [42—44]. Поэтому вопрос о правильности тех или иных теоретических предсказаний по поводу зависимости $\rho(I)$ не нашел еще своего экспериментального разрешения.

Некоторые современные варианты теории ядерной структуры оказываются в состоянии получить аналитический вид зависимости ρ от энергии возбуждения ξ и проекции момента M . Для того чтобы из этих данных определить зависимость ρ от момента I , используют обычно прием, предложенный еще Бете [1]:

$$\rho(\xi, I) = \rho(\xi, M = I) - \rho(\xi, M = I + 1). \quad (9)$$

В результате наиболее общий вид функции $\rho(\xi, I)$ получается следующим:

$$\rho(\xi, I) = \rho_0(\xi) (2I + 1) \exp \{ -I(I + 1)/2\sigma^2 \}. \quad (10)$$

Необходимо подчеркнуть, что $\rho_0(\mathcal{E})$ зависит только от энергии возбуждения. Таким образом, разные подходы к описанию спиновой зависимости ρ отличаются друг от друга способами вычисления $\rho_0(\mathcal{E})$ и σ^2 . Формула (8) для $\rho(\mathcal{E}, I)$ является частным случаем (10). Заметим здесь же, что метод спектральных распределений также предсказывает для $\rho(\mathcal{E}, I)$ вид (10), при использовании приема Бете (9).

Комбинаторные методы расчета плотности не дают, естественно, аналитического выражения для $\rho(I)$. Нами была рассчитана спиновая зависимость в ядрах ^{57}Fe , ^{58}Fe , ^{157}Gd , ^{158}Gd ; на примере

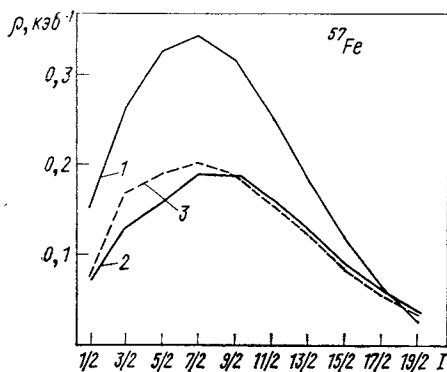


Рис. 11. Функция $\rho(I)$ для ^{57}Fe при $\mathcal{E} = B_n$:

1 — расчетная кривая $\rho(I^-)$; 2 — расчетная кривая $\rho(I^+)$; 3 — расчетная кривая по статистической модели [40]

этих ядер рассмотрим результаты для спиновой зависимости плотности, которые дает наш метод.

Спиновая зависимость в изотопах Fe приведена на рис. 11, 12. Прежде всего отметим, что она различна для состояний разной четности. Отложив подробное обсуждение этого факта до разд. 6, заметим здесь лишь, что статистическая модель предполагает одинаковые значения плотности для состояний с одинаковыми спинами и разными четностями и, следовательно, одинаковые кривые $\rho(I^+)$ и $\rho(I^-)$.

Наши расчеты не подтверждают этого предположения. Расчеты по статистической модели с учетом спаривания [40] с теми же параметрами среднего поля и константами G_N и G_Z дают спиновые зависимости, изображенные на рис. 11 кривой 3, а на рис. 12 кривой 5. Если для ^{57}Fe можно отметить совпадение расчетной кривой $\rho(I^+)$ и статистической хотя бы при $I \geq 5$, то для ^{58}Fe такого совпадения нет совсем. Несколько ближе к статистической кривой для ^{58}Fe оказывается кривая $[\rho(I^-) + \rho(I^+)]/2$, но и они не совпадают. Аппроксимируются ли наши кривые зависимостью типа (10)? Этот вопрос изучался на примере ядра ^{58}Fe и изотопов Gd. Кривая $\rho(I^+)$ для ^{58}Fe хорошо описывается функцией (10) при $\sigma = 4$. Однако для кривой $\rho(I^-)$ такого согласия достичь не удается; при условии совпадения функции (10) с расчетной в точке $I = 0$ и при больших спинах получается заметное рассогласование двух кривых в области максимума. В деформированных ядрах спиновая зависимость хорошо аппроксимируется функцией (10) при разных энергиях возбуждения (рис. 13, 14),

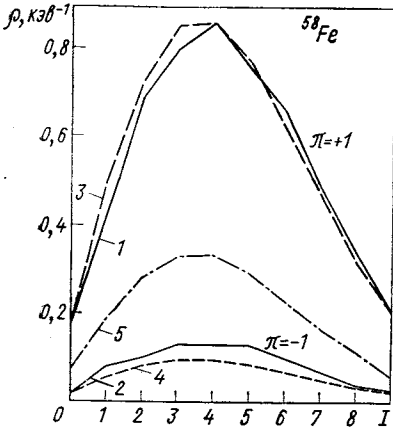


Рис. 12. Функция $\rho(I)$ для ^{58}Fe при $\xi = B_n$:

1 — расчетная кривая $\rho(I+)$; 2 — расчетная кривая $\rho(I-)$; 3 — аппроксимация $\rho(I+)$ по формуле (10); 4 — аппроксимация $\rho(I-)$ по формуле (10); 5 — расчетная зависимость $\rho(I)$ по статистической модели [40]

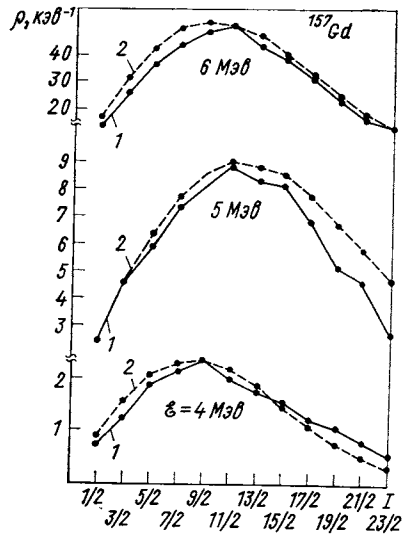


Рис. 13. Зависимость $\rho(I^+)$ для ^{157}Gd при различных ξ :

1 — расчетные кривые; 2 — аппроксимация по формуле (10)

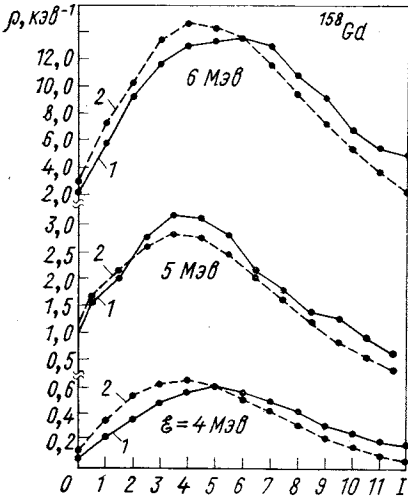


Рис. 14. Зависимость $\rho(I^+)$ для ^{158}Gd при различных ξ :

1 — расчетные кривые; 2 — аппроксимация по формуле (10)

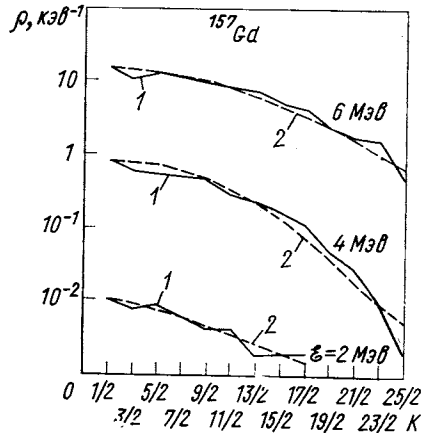


Рис. 15. Зависимость $\rho(K^+)$ для ^{157}Gd при различных ξ :

1 — расчетные кривые; 2 — аппроксимация по формуле (11)

если параметр a выбирать по значению плотности в точке максимума кривой $\rho(I)$ при данной энергии. Заметим, что параметр a , следовательно и σ , при этом меняется с ростом \mathcal{E} . Расчеты для ^{157}Gd по статистической модели [40] дают похожие результаты касательно формы кривой $\rho(I)$, но по абсолютной величине статистические результаты много меньше наших, как это имело место и для ^{230}Th (см. разд. 4). Метод спектральных распределений, который применялся для изучения спиновой зави-

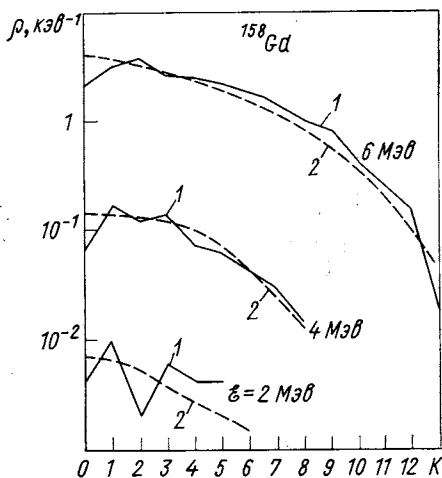


Рис. 16. Зависимость $\rho(K^+)$ для ^{158}Gd при различных \mathcal{E} :

1 — расчетные кривые; 2 — аппроксимация по формуле (11)

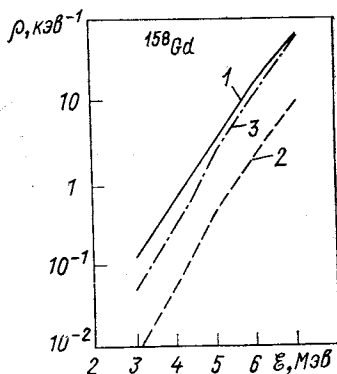


Рис. 17. Зависимость ρ от \mathcal{E} для различных состояний ^{158}Gd :

1 — $I^\pi = 5^-$; 2 — $I^\pi = K^\pi = 5^-$; 3 — расчетная кривая по (12)

симости для ядра ^{63}Cu , и оболочечные расчеты в том же ядре [8] согласуются в целом с формой кривой $\rho(I)$, которая представлена формулой (10).

Перейдем к обсуждению характера зависимости плотности от квантового числа K . На рис. 15 и 16 построены рассчитанные нами кривые $\rho(K^+)$ для ^{157}Gd и ^{158}Gd при различных \mathcal{E} . Если при $\mathcal{E} = 2 \text{ МэВ}$ наблюдаются флуктуации в поведении $\rho(K)$, то при более высоких энергиях они практически исчезают: функция $\rho(K)$ ведет себя плавно, заметно спадая при больших K . При этих энергиях ($\mathcal{E} \geq 4 \text{ МэВ}$) функция хорошо аппроксимируется формулой

$$\rho(\mathcal{E}, K) = \rho_0(\mathcal{E}) \exp[-K^2/(2\sigma^2)]. \quad (11)$$

Соответствующие кривые приведены на рис. 15 и 16. Конечно, параметры $\rho_0(\mathcal{E})$ и σ^2 специально подгонялись в каждом отдельном случае. Таким образом, зависимость $\rho(K)$, получающаяся

в наших расчетах, как и в методе спектральных распределений, близка к гауссовой.

Отметим один интересный факт, касающийся связи между $\rho(I = K)$ и $\rho(I)$. В рамках статистического подхода для малых значений I в работе [22] установлено существование следующей закономерности:

$$\rho(\xi, I \pm 1/2) \approx (I + 1/2) \rho(\xi, I = K). \quad (12)$$

Наши расчеты подтверждают этот вывод. Это можно видеть на примере зависимости $\rho(\xi, I^\pi = 5^-)$ в ядре ^{158}Gd (рис. 17). При энергиях $\xi \geq 5 \text{ Мэв}$ кривая, рассчитанная полумикроскопическим методом, практически совпадает с кривой, рассчитанной по (12).

6. ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ ОТ ИХ ЧЕТНОСТИ

При обсуждении вопроса о соотношении плотностей уровней разной четности в ядерном спектре, как правило, вспоминают классическое рассуждение Эриксона [2]. Им была получена формула для вероятности P_- встретить в спектре возбуждений с данным числом частиц уровень с отрицательной четностью, если известно относительное число уровней с отрицательной четностью * p_- в незаполненной оболочке и число возбужденных частиц ν :

$$P_- = [1 - (1 - 2p_-)^\nu] / 2. \quad (13)$$

Как следует из (13), величина P_- довольно быстро стремится к 0,5 и с ростом p_- , и с увеличением числа возбужденных частиц. Это послужило основанием для обычно используемого в статистической модели предположения: $P_- = 0,5$.

Однако формула (13) относится к полному спектру состояний с данным числом возбужденных частиц. Из-за неоднородностей в одночастичном спектре, из-за присутствия в спектре ядра при данной энергии состояний, связанных с возбуждением разного числа частиц, возможны сильные отклонения от этого значения P_- . Наиболее сильно они будут проявляться в сферических ядрах и с ростом энергии возбуждения будут уменьшаться. Первое обстоятельство связано с оболочечной структурой одночастичного спектра сферических ядер, с тем фактом, что в главных оболочках преобладают состояния определенной четности и величина p_- невелика. В частности, может получиться так, что состояние противо-

* Для данной энергии возбуждения лишь некоторое ограниченное число одночастичных уровней определяет в основном структуру спектра. Пусть таких уровней будет r , тогда $p_- = r_- / r$, где r_- — число одночастичных состояний с отрицательной четностью среди r (для сферических ядер следует учесть вырождение по проекции момента).

ложной четности в одночастичном спектре лежит высоко по энергии и участвует в формировании структуры лишь небольшого числа состояний при $\mathcal{E} \sim B_n$. Поэтому в спектре нечетных ядер должны преобладать уровни, четность которых совпадает с основной четностью незаполненной оболочки. В четно-четных ядрах должны преобладать состояния положительной четности. Коллективные движения будут усиливать эффект четности (подробнее см. разд. 7).

Итак, отклонения от правила $P_- = P_+$ должны наблюдаться. Практически вопрос сводится к тому, насколько сильны эти отклонения. Хиллман и Гровер [7] изучали этот вопрос на примере ядер ^{114}Cd и ^{166}Ho . Они сравнивали полную плотность состояний той и другой четности при энергиях возбуждения от 0 до 10—20 *Мэв*. Максимально наблюдавшееся отношение $R = P_+/P_-$ составляет 2,5 (для ^{114}Cd при $\mathcal{E} = 1,5$ *Мэв*). С ростом энергии флуктуации R уменьшались и не превышали 20%. Для ^{166}Ho отклонения R от единицы были еще меньше.

Наши расчеты демонстрируют более ярко выраженный эффект четности, особенно в ядрах с $A \sim 60$. Это ясно видно из сравнения гистограмм для состояний с $I^\pi = 1/2^+, 1/2^-$ в ядрах ^{57}Fe (см. рис. 6)

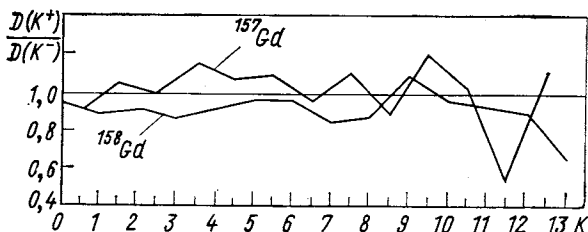


Рис. 18. Зависимость отношения $D(K^+)/D(K^-)$ от K для ^{157}Gd и ^{158}Gd при $\mathcal{E} = B_n$

и ^{143}Nd (см. рис. 5), из кривых спиновой зависимости для ^{57}Fe (см. рис. 11) и ^{58}Fe (см. рис. 12). Особенно сильно проявляется разница в плотностях разной четности для ^{58}Fe . Здесь максимальное значение $R(I) = \rho(I^+)/\rho(I^-)$ равно 8 (для $I = 4$), а минимальное значение $R(I) = 4$ (при малых спинах). Для ^{57}Fe эффект четности слабее, здесь величина $R_{\text{макс}}(I) = 0,5$. Заметим, что в этом ядре, в соответствии с преобладающей четностью незаполненной нейтронной оболочки, $\rho(I^-) > \rho(I^+)$. Аналогичная ситуация наблюдается для ^{143}Nd . В деформированных ядрах, где вследствие разрушения оболочечной структуры одночастичного спектра одночастичные состояния разной четности перемешаны и $p_- \approx 0,5$, эффект четности в среднем наблюдаться не должен. Это подтверждают расчеты отношения $D(K^+)/D(K^-)$ для ^{157}Gd и ^{158}Gd (рис. 18).

Существующие в спектрах возбуждений с данным спином флуктуации плотности могут приводить на отдельных участках спектра к нарушению сформулированных правил. Это и показывают гисто-

граммы числа уровней с $I^\pi = 1/2^\pm$ для ^{57}Fe и ^{143}Nd . Поскольку эффект четности прямо связан с оболочечной структурой спектра одночастичных состояний, то отношение R сильно зависит от таких его характеристик, как среднее расстояние между одночастичными уровнями в незаполненной оболочке, расстояние между главными оболочками, а также от положения химического потенциала внутри оболочки, т. е. от степени ее заполнения. Именно изменения этих величин приводят к ослаблению эффекта четности при энергии связи нейтрона в тяжелых ядрах. Конкретная причина такого ослабления — хорошо известное «сжатие» одночастичного спектра с ростом массового числа A . В результате уже для Te $R(I) \approx 1,2$, а для изотопов Hg $R(I) \approx 1$. Сильную зависимость эффекта четности от положения в оболочке уровня противоположной четности демонстрируют также модельные расчеты в рамках метода спектральных распределений [8].

Заметим, что отношение R , его отклонение от I можно рассчитать и в рамках статистической модели [45]. Для этого использована формула Эриксона (13) и вычислена зависимость среднего числа возбужденных квазичастиц от энергии. Величина p_- оценивалась по одночастичному спектру.

7. ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ДВИЖЕНИЙ НА ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ АТОМНЫХ ЯДЕР

Основная отличительная черта предложенного нами метода — возможность учета с его помощью вклада коллективных ядерных движений в плотность состояний. Представленные выше результаты свидетельствуют о хороших возможностях метода и, в частности, о хорошем количественном совпадении результатов теории и эксперимента при энергии связи нейтрона. Возникает естественный вопрос: какую роль играют в этом ядерные коллективные возбуждения

Выяснить численно вклад вибраций и ротаций довольно просто. Достаточно при расчетах фононных энергий положить $\kappa^\lambda = 0$, и коллективные вибрационные состояния исчезнут. Ротации убрать еще проще: нужно ограничиться расчетом оснований ротационных полос. В табл. 5, 6 сравниваются результаты расчета плотности уровней при энергии связи нейтрона с включением коллективных движений и без них для некоторых ядер из разных областей массовых чисел. Они показывают следующее: вклад колебаний наиболее значителен в ядрах с массовым числом $A \approx 50 \div 60$, здесь они увеличивают плотность в 8—10 раз. С увеличением A значение колебаний падает, и уже в изотопах ртути они увеличивают плотность только в 1,5—2,0 раза. В деформированных ядрах для спинов $I > 1/2$ дополнительно увеличивает плотность вращение. Его вклад для малых спинов можно оценить сразу по приближенной

Таблица 5
Влияние вибрационных состояний на плотность уровней при энергии связи нейтронов B_n

Составное ядро	$B_n, \text{Мэв}$	$I^\pi (K^\pi)$	$D, \text{эв}$		Составное ядро	$B_n, \text{Мэв}$	$I^\pi (K^\pi)$	$D, \text{эв}$	
			$\kappa^\lambda = \kappa^\lambda_{\text{эксп}}$	$\kappa^\lambda = 0$				$\kappa^\lambda = \kappa^\lambda_{\text{эксп}}$	$\kappa^\lambda = 0$
^{57}Fe	7,642	1/2 ⁺	13,6·10 ³	200·10 ³	^{165}Dy	5,715	1/2 ⁺	133	213
^{58}Fe	10,043	0 ⁻ , 1 ⁻	10,0·10 ³	60·10 ³	^{164}Dy	7,657	2 ⁻ , 3 ⁻	19,6	48,0
^{97}Mo	6,816	1/2 ⁺	980	1,7·10 ³	^{199}Hg	6,653	1/2 ⁺	84,2	135
^{96}Mo	9,157	2 ⁺ , 3 ⁺	98	304	^{200}Hg	8,027	0 ⁻ , 1 ⁻	19,5	36
^{123}Te	6,943	1/2 ⁺	145	267	^{239}U	4,8	1/2 ⁺	26,6	37,3
^{124}Te	9,408	0 ⁺ , 1 ⁺	19,6	30,2					

Таблица 6
Влияние ротационного движения на среднее расстояние между уровнями при энергии связи нейтрона B_n

Составное ядро	$B_n, \text{Мэв}$	I^π	$D, \text{эв}$		
			Эксперимент	$I = K$	С учетом ротации
^{156}Gd	8,527	1 ⁻ , 2 ⁻	1,99±0,32	3,5	2,0
^{158}Gd	7,929	1 ⁻ , 2 ⁻	6,3±0,6	8,7	4,8
^{162}Dy	8,204	2 ⁺ , 3 ⁺	2,55±0,38	11,1	3,9
^{164}Dy	7,657	2 ⁻ , 3 ⁻	9,6±1,6	19,6	11,8
^{168}Er	7,770	3 ⁺ , 4 ⁺	4,0±0,4	26,6	7,2
^{174}Yb	7,440	2 ⁻ , 3 ⁻	7,81±0,93	13,6	6,5
^{177}Lu	6,890	13/2 ⁻ , 15/2 ⁻	2,37±0,27	14,5	2,1
^{178}Hf	7,620	3 ⁻ , 4 ⁻	3,2±0,2	11,1	3,1
^{180}Hf	7,330	4 ⁺ , 5 ⁺	5,8±0,5	18	4,5
^{181}Ta	7,640	15/2 ⁺ , 17/2 ⁺	1,5	4,1	0,8
^{236}U	6,467	3 ⁻ , 4 ⁻	0,67±0,13	1,4	0,6

формуле (12), и оказывается, что за счет вращения плотность возрастает в 1,5—3 раза. Для более высоких спинов ротационные состояния увеличивают плотность в 5—7 раз (см., например, ^{177}Lu и ^{181}Ta).

Коллективные движения оказывают заметное влияние не только на абсолютную величину плотности уровней; их важно учитывать и при расчете зависимости плотности от спина и энергии возбуждения. Правда, колебания и вращения, по-видимому, мало изменяют форму кривой $\rho(\mathcal{E})$. Суммарная плотность уровней с $I^\pi = 2^+, 3^+$ для ^{230}Th в энергетическом интервале 1—8 Мэв

рассчитывалась как с учетом колебаний и вращений, так и при отключении той или иной ветви коллективных возбуждений (рис. 19). Все кривые отличаются друг от друга практически только сдвигом по шкале плотности. Заметим, что вклад вращений и колебаний в этом ядре приблизительно одинаков.

Роль коллективных движений в энергетической зависимости плотности проявляется в основном в сглаживании флуктуаций. Поэтому на гистограммах (см. рис. 5—9) мы не наблюдаем тех резких и регулярных всплесков плотности, на которые указывалось в работах [7, 41]. Флуктуации, конечно, остаются, однако они приобретают более случайный характер. В ядрах же с большой плотностью состояния, с большим количеством коллективных степеней свободы флуктуации и вовсе незначительны (см. рис. 8).

Кривая спиновой зависимости $\rho(I)$ при выключении вибра-

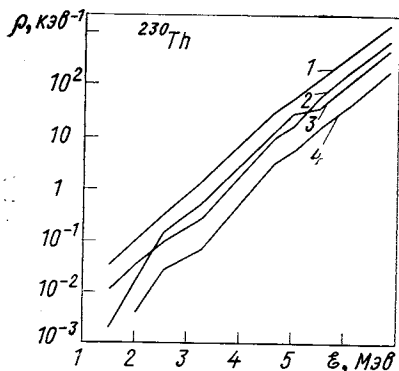


Рис. 19. Зависимость суммарной плотности уровней с $I^\pi = 2^+, 3^+$ от Z для ^{230}Th :

1 — с учетом колебательного и ротационного движения; 2 — с учетом только ротационного движения; 3 — с учетом только вибрационного движения; 4 — без учета коллективных движений

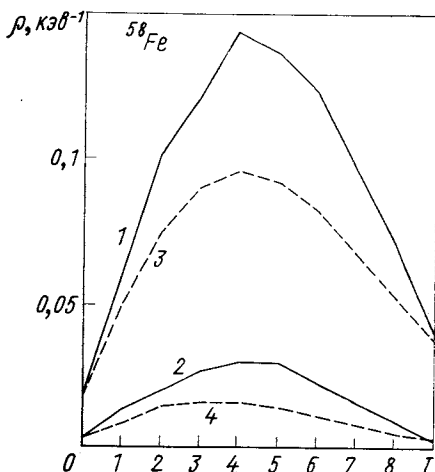


Рис. 20. Зависимость $\rho(I^\pi)$ для ^{58}Fe при $Z = B_n$ ($\kappa^2 = 0$):

1 — расчетная кривая $\rho(I^+)$; 2 — расчетная кривая $\rho(I^-)$; 3, 4 — аппроксимации соответственно кривых 1, 2 по формуле (10)

ций может изменить свою форму. Так, кривая $\rho(I^+)$ для ^{58}Fe , как это указывалось в разд. 5, хорошо аппроксимируется функцией (10) при $\sigma = 4$. После выключения вибраций не только сильно изменяется абсолютное значение $\rho(I^+)$, но становится гораздо хуже и аппроксимация ее функцией (10). Результаты этих расчетов даны на рис. 20. Они совпадают только при малых и больших значениях I , в максимуме функция (10) имеет в 1,5 раза меньшее значение ($\sigma = 4,6$). В то же время кривая $\rho(I^-)$ в одинаковой степени рассо-

гласуется с функциональной зависимостью (10) как с учетом коллективных движений, так и без них (см. рис. 12 и 20). Сравнение рис. 12 и 20 свидетельствует о том, что включение вибраций увеличивает разницу в плотностях состояний положительной и отрицательной четности. Отношение $R(I)$ в точке максимумов $\rho(I^{\pm})$ увеличивается при включении вибраций с 6 до 8.

Таким образом, наши расчеты указывают на большую роль коллективных возбуждений в правильном описании плотности. Аналогичное утверждение можно найти и у авторов, использующих метод спектральных распределений [8]. В статистической модели до недавнего времени не существовало численных оценок влияния далекодействующих компонент остаточных ядерных сил на плотность уровней. Появившиеся в течение последнего времени работы [46, 47] по-разному оценивают их важность. Если в работе [46] утверждается незначительность влияния колебаний, то в работе [47] для ядер с $A \approx 50 \div 60$ вклад колебаний оценивается как фактор 1,5—1,8. Количественное отличие от наших результатов сильное, но, по-видимому, оценки этих работ нельзя признать окончательными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изложенные результаты позволяют в целом положительно оценить возможности нестатистических методов расчета плотности уровней и, в частности, полумикроскопического метода. Одной из наиболее сильных сторон этих методов является детальность изучения ядерного спектра, что позволяет описать и объяснить отклонения от усредненных, и поэтому довольно грубых, зависимостей, предсказываемых статистической моделью. Дополнительное достоинство полумикроскопического метода — возможность учета влияния коллективных движений на плотность ядерных возбуждений. Их роль значительна в описании абсолютной величины плотности и для функциональной зависимости ρ от энергии возбуждения, спина и четности состояний. Обсуждавшиеся в обзоре эффект четности и флуктуации плотности уровней до недавнего времени не рассматривались в рамках традиционных статистических моделей, хотя они могут иметь существенное значение в целом ряде ядерных процессов.

С другой стороны, хорошее описание в рамках полумикроскопического метода экспериментальных данных позволяет надеяться, что и сама модель, на основе которой сформулирован метод, будет удовлетворительно работать при энергиях возбуждения вплоть до энергии связи нуклона. Конечно, чтобы правильно описать структуру состояний, необходимо учесть отброшенные взаимодействия и, в первую очередь, взаимодействие квазичастиц с фононами. Первые шаги в этом направлении уже сделаны [21, 48], но в целом это пока дело будущего.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bethe H. A. «Phys. Rev.», 1936, v. 50, p. 332; «Rev. Mod. Phys.», 1937, v. 9, p. 69.
2. Ericson T. «Adv. Phys.», 1960, v. 9, p. 425; Мальшев А. В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969; Ставинский В. С. «ЭЧАЯ», 1972, т. 3, с. 832; Huizenga J. R., Moretto L. G. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1972, v. 22, p. 427; Шубин Ю. Н. «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, с. 1023.
3. Critchfield C. L., Oleksa S. «Phys. Rev.», 1951, v. 82, p. 243.
4. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1974.
5. Sano M., Yamazaki S. «Prog. Theor. Phys.», 1963, v. 29, p. 397; Lang. D. W. «Nucl. Phys.», 1963, v. 42, p. 353; Гринь Ю. Т., Струтинский В. М. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 420.
6. Kluge G. «Nucl. Phys.», 1967, v. 51, p. 41.
7. Hillman M., Grover J. R. «Rhus. Rev.», 1969, v. 185, p. 1303.
8. Chang F. S., French J. B., Thio T. H. «Ann. Phys.», 1971, v. 66, p. 137; French J. B., Ratcliff K. F. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 94; Ratcliff K. F. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, p. 117; French J. B., Chang F. S. Statistical Properties of Nuclei. Ed. J. R. Garg. Plenum Press, 1972, p. 405.
9. Ginocchio J. N. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 135; Ginocchio J. N., Yen M. M. «Nucl. Phys. A», 1975, v. 239, p. 365.
10. Soloviev V. G., Malov L. A. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 196, p. 433.
11. Вдовин А. И. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 516.
12. Malov L. A., Soloviev V. G., Voronov V. V. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 224, p. 396.
13. Soloviev V. G., Stoyanov Ch., Vdovin A. I. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 224, p. 411.
14. Воронов В. В., Малов Л. А., Соловьев В. Г. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 40.
15. Malov L. A., Soloviev V. G., Voronov V. V. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 17.
16. Комов А. Л. e. a. Preprint JINR E4-9236, Dubna, 1975.
17. Soloviev V. G., Voronov V. V. Preprint JINR E4-9254, Dubna, 1975.
18. Goswami A., Lin L. «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 310.
19. Соловьев В. Г. «ТМФ», 1973, т. 17, с. 90; Вдовин А. И., Соловьев В. Г. «ТМФ», 1974, т. 19, с. 275; Соловьев В. Г., Кырчев Г. «ТМФ», 1975, т. 22, с. 224.
20. Соловьев В. Г. «ЭЧАЯ», 1972, т. 3, с. 770.
21. Малов Л. А., Соловьев В. Г. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 502.
22. Bjørnholm S., Bohr A., Mottelson B. Proc. IAEA Symposium, N. Y., 1973.
23. Соловьев В. Г. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 1580.
24. Arseniev D. A., Sobiczewski A., Solowiev V. G. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 126, p. 15.
25. Михайлов И. Н. «ЖЭТФ», 1963, т. 45, с. 1102; Банг Е. М., Михайлов И. Н. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1965, т. 29, с. 113.
26. Janssen D., Jolos R. V. Preprint JINR E4-8692, Dubna, 1975.
27. Gareev F. A. e.a. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 171, p. 134; Гареев Ф. А. и др. «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, с. 357.
28. Чепурнов В. А. «Ядерная физика», 1967, т. 6, с. 955; Takeuchi K., Moldauer P. A. «Phys. Lett. B», 1969, v. 28, p. 384.
29. Вдовин А. И., Комов Л. А., Малов А. А. Препринт ОИЯИ Р4-5125, Дубна, 1970.
30. Vaba H. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 159, p. 625.
31. Dilg W. e. a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 217, p. 269.
32. Lynn J. E. Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon Press, Oxford, 1968; AERE-R7468, 1968.
33. Попов А. Б. Препринт ОИЯИ 3-4421, Дубна, 1969.

34. Вертебный В. П., Кальченко А. И., Пасечник М. В. «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 38.
35. Liou H. I. e. a. «Phys. Rev. C», 1972, v. 5, p. 974; 1972, v. 6, p. 251, 1854; 1973, v. 7, p. 823.
36. Døssing T., Jensen A. S. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 222, p. 493.
37. Huizenga J. R. e. a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 223, p. 577, 589.
38. Воронников П. Е. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1972, т. 36, с. 175.
39. Groening H. R., Loveland W. D. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 697.
40. Жереги Ф. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р4-8853, Дубна, 1975.
41. Maquyama M. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 131, p. 145.
42. Hille P. e. a. «Nucl. Phys. A», 1974, v. 232, p. 157.
43. Behkami A. N., Huizenga J. R. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 217, p. 78.
44. Grimes S. M. e. a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 2373.
45. Игнатюк А. В., Блохин А. И. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 61.
46. Игнатюк А. В. «Изв. АН СССР, сер. физ.», 1974, т. 38, с. 2612.
47. Игнатюк А. В. «Ядерная физика», 1975, т. 21, с. 20.
48. Malov L. A., Soloviev V. G. Preprint JINR E4-8558, Dubna, 1975; Соловьев В. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р4-9052, Дубна, 1975.