

УДК 539.142

## ДИНАМИЧЕСКАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ СТРУКТУРЫ АТОМНЫХ ЯДЕР

*В. Е. Митрошин\**

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина

ВВЕДЕНИЕ	1446
ВНУТРЕННИЕ ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	1447
ДИНАМИЧЕСКАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ	1470
Гамильтониан	1471
Теория однофононных состояний	1471
Параметризация	1479
Результаты расчетов в однофононном приближении	1481
Теория многофононных состояний	1484
Результаты расчетов многофононных состояний	1487
Теория ангармонических поправок	1488
Электрические и магнитные моменты	1494
РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ: $\beta$ -МЯГКИЕ ЯДРА	1495
Изотоп $^{74}\text{Se}$	1495
Изотопы $^{112,114}\text{Sn}$	1497
Изотопы $^{150,152,154}\text{Sm}$	1503
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1511

---

\*mitroshin@univer.kharkov.ua

УДК 539.142

## ДИНАМИЧЕСКАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ СТРУКТУРЫ АТОМНЫХ ЯДЕР

*В. Е. Митрошин\**

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Украина

В ретроспективе излагается единый подход к описанию свойств сферических, переходных и деформированных четно-четных ядер (без привлечения понятия о статической деформации ядер) — «динамическая коллективная модель». Приведены результаты расчетов для широкого круга ядер. Детально изучены изотопы  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{112,114}\text{Sn}$ ,  $^{150,152,154}\text{Sm}$  и на этой основе выявлен ряд экспериментов, постановка которых имеет принципиальное значение для дальнейшего развития теории.

A unified approach to the description of properties of spherical, transitional and deformed even-even nuclei is given in retrospective under the title «Dynamical Collective Model». The results of calculations for a wide range of nuclei are presented. Isotopes  $^{74}\text{Se}$ ,  $^{112,114}\text{Sn}$ ,  $^{148,150,152}\text{Sm}$  are studied in detail and on this base a number of experiments are found which are of vital importance for the further development of theory.

### ВВЕДЕНИЕ

Среди множества задач, стоящих перед ядерной физикой, одной из важнейших является разработка такой модели атомного ядра, которая по заданному атомному номеру и заряду ядра могла бы достоверно, в пределах какой-то разумной точности, описать любое из свойств первых двух-трех состояний с любым спином и четностью, другими словами — изучение структуры состояний вблизи ираст-полосы. Фундаментальная важность этой задачи обусловлена не только тем, что неразрешимость многих вопросов астрофизики, физики элементарных частиц и твердого тела упирается именно в этот «ядерный фактор», но и тем, что спектроскопия низколежащих состояний ядер, быть может, как никакая другая область физики, дает нам богатейшую информацию по спектральным свойствам многочастичных систем; именно здесь можно научиться решать многочастичные задачи, методы решения которых впоследствии с успехом применялись и применяются в других областях естествознания.

---

\*mitroshin@univer.kharkov.ua

Однако, несмотря на долгую историю, наши представления о структуре атомных ядер находятся еще в таком «детском возрасте», что без наличия достаточно богатой экспериментальной информации о свойствах возбужденных состояний конкретного ядра мы зачастую не в состоянии даже «описать», а не то что «предсказать» наблюдаемый спектр уровней этого ядра, не говоря уже о таких тонких характеристиках, как вероятность его  $\beta$ -распада. Более того, для двух соседних изотопов одного ядра наши представления о структуре зачастую радикально различаются.

Как подчеркивал выдающийся мыслитель XIX в. Анри Пуанкаре: «Наука строится из фактов, как дом из кирпичей; но простое собрание фактов столь же мало является наукой, как куча камней — домом». И в этом плане мы имеем дело с кучей «кирпичей», да и только. Хотя некоторые из «кирпичиков» отшлифованы до блеска.

Но разрешима ли вообще задача описания структуры состояний вблизи иррациональной полосы? Быть может, то угнетающее любого экспериментатора разнообразие моделей, каждая из которых применима лишь к узкому кругу явлений и ядер, обусловлено именно принципиальной неразрешимостью даже такой узкой задачи? В первом разделе обзора мы посмотрим сквозь призму истории на те препятствия, достижения и перспективы, которые имеются на пути ее решения и сформулируем выбранный нами путь под названием «Динамическая коллективная модель». Это образное название. Математическая суть может быть выражена словами «метод упорядоченного базиса в теории ядра». Подчеркнем, что мы дадим не обзор моделей в теории ядра и их достижений, а обзор исторически обусловленных причин выбранного нами пути.

Реализация этой программы в рамках схемы «спаривание + мультиполь-мультипольное» взаимодействие дается во втором разделе. Читатель найдет здесь не только теорию, но и анализ экспериментов, положенных в ее основание.

Третий раздел носит характер приложения разрабатываемого подхода к анализу накопленной экспериментальной информации и постановке перед экспериментом вопросов, играющих ключевую роль в дальнейшем развитии теории.

## 1. ВНУТРЕННИЕ ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

**1.1.** При изучении структуры атомных ядер сталкиваются, как известно, с двумя основными трудностями. С одной стороны, нам неизвестна детальная природа ядерных сил, и с каждым годом становится все более очевидным, что они имеют довольно сложный характер. С другой стороны, если бы мы и знали их природу, как в случае с атомом, то как подойти к решению проблемы многих тел, к которой относится задача описания свойств ядер?

Оказавшись в такой ситуации, каждый исследователь выделяет, опираясь на эксперимент, те или иные процессы в качестве главных, и затем решает эту уже упрощенную задачу. Так возникает *модель атомного ядра*, которая уже по своей сути не претендует на описание всего многообразия явлений в ядерной спектроскопии.

Подчеркнем, что мы всегда будем говорить о моделях и только о моделях, ибо, перефразируя слова Герца о теории Максвелла, теория ядра — это уравнение Шредингера. Правда, и в этом мы не очень-то уверены, так как исследования последних двадцати лет показали немаловажную роль ненуклонных степеней свободы в ядрах и релятивистских эффектов. Но даже если бы мы и были уверены в том, что «теория ядра — это уравнение Шредингера», то все равно решать его точно мы не умеем. Мы всегда решаем его приближенно. Делаем ли мы это после того, как перейдем к некоторому «более удобному» унитарно-эквивалентному представлению (например, метод  $K$ -гармоник и др.), где впоследствии выделим «главные компоненты» волновой функции, опираясь на эксперимент или на то, что называется «физическими соображениями», или же выделим «главные компоненты», опираясь на «аналогию», даже макроскопическую, — все это не столь уж важно, если критерием истины служит адекватность описания экспериментальных данных. Строим ли мы теорию возмущений собственно для уравнения Шредингера или же для его резольвенты (метод функций Грина) — все это разные способы выразить одно и то же. Одним исследователям представляется удобным «так», другим — «эдак», но разве дает это основание для того, чтобы один из подходов называть «теорией», тогда как другие «моделями»? А вот каким моделям отдавать предпочтение — вопрос иной. Но и здесь все критерии, увы, субъективны, ведь даже в слова *удовлетворительное согласие* каждый исследователь вкладывает свою, зачастую неосознанную систему оценок. Все критерии, кроме одного — «широта» описываемого моделью экспериментального материала.

В развитии модельных представлений любой из естественных наук удивительно точно отражается исторически сложившийся путь познания всякого сложного явления, состоящий в его расчленении на простые составляющие — «элементарные моды возбуждения», изучении их по отдельности, а далее во взаимосвязи, в стремлении воспроизвести исходное сложное явление. Так развивалась и ядерная спектроскопия, главные события в которой произошли на рубеже пятидесятых годов. Именно тогда из анализа громадной совокупности экспериментальных данных выкристаллизовались два центральных понятия — об одночастичных и коллективных степенях свободы ядер. Эти понятия отражали то общее, что было присуще динамике большинства ядер, что слабо зависело от детальной природы ядерных сил. И вряд ли будет преувеличением сказать, что эти понятия надолго еще останутся в основе идейного багажа ядерной спектроскопии. Именно сквозь призму этих понятий мы и посмотрим на перспективу решения основной задачи.

**1.2.** Пусть  $H_{\text{mod}}$  обозначает модельный гамильтониан, посредством которого мы надеемся описать свойства атомных ядер, и допустим, что нас интересует только дискретный спектр  $H_{\text{mod}}$  и его собственные векторы. В методологическом плане все подходы к отысканию собственных векторов  $H_{\text{mod}}$  и его собственных значений одинаковы и сводятся к разложению искомой волновой функции  $(n)$ -го состояния  $|\psi^{(n)}\rangle$  в ряд по некоторому полному ортонормированному набору  $\{|\varphi_\nu\rangle\}_1^\infty$  функций требуемого класса:

$$|\psi^{(n)}\rangle = \sum r_\nu^{(n)} |\varphi_\nu\rangle. \quad (1)$$

Коэффициенты разложения  $\{r_\nu^{(n)}\}$  и собственные значения  $E^{(n)}$  получают из решения стандартной задачи на условный экстремум:

$$\delta \left\{ \langle \psi^{(n)} | H_{\text{mod}} | \psi^{(n)} \rangle - E^{(n)} [\langle \psi^{(n)} | \psi^{(n)} \rangle - 1] \right\} = 0, \quad (2)$$

где в роли условия выступает требование ортонормированности собственных векторов (1).

При любой конкретной реализации (2) в разложении (1) приходится ограничиваться каким-то конечным числом членов разложения, и в этой связи немедленно возникает вопрос о сходимости разложения (1) и о «скорости» сходимости.

Прежде всего, подчеркнем, что разложение (1) сходится всегда. Это непосредственно следует из того, что, в силу конечности энергии связи ядер, отвечающий им  $H_{\text{mod}}$  обязан быть ограниченным снизу линейным оператором. В свою очередь, это означает, что если мы интересуемся лишь конечным числом первых  $N$  собственных значений, то какой бы базис векторов  $\{|\varphi_\nu\rangle\}_1^\infty$  мы ни выбрали, для любой наперед заданной точности  $\varepsilon$  в описании, например, собственных значений найдется такое конечное число  $N_\varepsilon \geq N$  векторов  $\{|\varphi_\nu\rangle\}_1^{N_\varepsilon}$ , что первые  $N$  решений задачи (2) в этом конечномерном пространстве не будут отличаться от точного ответа более чем на  $\varepsilon$ . В результате задача об отыскании первых  $N$  собственных значений и собственных векторов сводится к «банальной» задаче диагонализации матрицы

$$[\langle \varphi_\nu | H_{\text{mod}} | \varphi_\mu \rangle]_{\mu, \nu=1, N_\varepsilon}$$

размерности  $N_\varepsilon$ . Однако, *во-первых*, хотя  $N_\varepsilon$  и конечно, но оно может быть очень велико (проблема диагонализации матриц больших размерностей); *во-вторых*, нужно уметь достаточно эффективно вычислять матричные элементы  $\langle \varphi_\nu | H_{\text{mod}} | \varphi_\mu \rangle$  (проблема выбора удобного базиса); *в-третьих*, мы априори не знаем, какие именно из векторов  $|\varphi_\nu\rangle$  входят в наше конечномерное пространство — первые сто векторов или всего десять, начиная со стотысячного.

И если первые две проблемы, так сказать, технические, то именно в третью проблему упирается развитие любой модели ядра, будь то трансляционно-инвариантная модель оболочек [1], теория конечных ферми-систем [2], метод гиперсферических функций [3] или квазичастично-фононная модель [4], что угодно другое. Собственно, это мы и хотим показать и предложить возможный выход из этого тупика.

**1.3.** Для удобства изложения начнем с формальной стороны вопроса. Пусть  $H_0$  — произвольный, ограниченный снизу линейный оператор, область определения которого совпадает с областью определения  $H_{\text{mod}}$ . Ради удобства будем считать, что собственные векторы  $H_0$  образуют полную ортонормированную систему. Перепишем теперь  $H_{\text{mod}}$  в форме

$$H_{\text{mod}} = H_0 + (H_{\text{mod}} - H_0) = H_0 + H_{\text{int}}. \quad (3)$$

Задачей теории становится изучение того, как  $H_{\text{int}}$ , образно говоря, «перемешивает» различные собственные векторы  $H_0$ . На выбор  $H_0$  наложено довольно мало ограничений: его можно выбрать так (хотя бы и случайно), что для некоторых собственных векторов  $H_0$  влиянием  $H_{\text{int}}$  можно пренебречь, т. е. эти собственные векторы являются «почти» собственными векторами  $H_{\text{mod}}$ .

Именно эксперимент натолкнул на мысль, что в первом приближении ядро можно рассматривать как систему невзаимодействующих фермионов, движущихся с учетом принципа Паули независимо в порождаемом ими же самосогласованном «среднем» поле. В рождении этой идеи аналогия с атомом сыграла не последнюю роль, но эта же аналогия и препятствовала долгое время восприятию идей одночастичной модели оболочек (ОМО). Однако накопленный к пятидесятым годам прошлого века экспериментальный материал позволил убедительно продемонстрировать, что основное состояние ряда нечетных ядер с числом нуклонов «магическое  $\pm 1$ » поразительно напоминают «инертный атом  $\pm 1$ », только с обращенной картиной спин-орбитальной связи.

На рис. 1, а представлен фрагмент схемы одночастичных состояний, которая была предложена для объяснения магических чисел и связанных с ними закономерностей. Волновые функции основных состояний ядер «маг.  $\pm 1$ » в ОМО представляют собой детерминант Слэтера с максимально плотной упаковкой нуклонами одночастичных состояний вплоть до последнего уровня  $j^\pi$ , где находится нечетный нуклон, спин и четность состояния которого соответствуют эксперименту. Это иллюстрирует рис. 1, б, где показана схема заполнения нейтронами одночастичных состояний ядра  $^{17}\text{O}$ . При этом оказалось, что некоторые из наблюдаемых в эксперименте возбужденных состояний (рис. 1, в) легко понять из рассмотрения наиболее низких по энергии переходов нуклонов на свободные одночастичные состояния. Правильность идентификации этих состояний именно как одночастичных была в

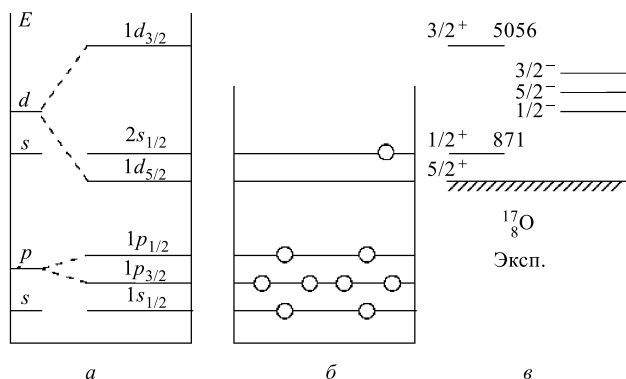


Рис. 1. *а)* Схема одночастичных состояний. *б)* Схема заполнения нейтронами одночастичных состояний для первого возбужденного состояния  $^{17}\text{O}$ . *в)* Фрагмент экспериментальной схемы возбужденных состояний  $^{17}\text{O}$

скором времени подтверждена в реакциях однонуклонной передачи. Более того, магнитные моменты основных состояний ядер «маг.  $\pm 1$ » и вероятности  $\beta$ -переходов между такими ядрами показали хорошее соответствие с предсказаниями ОМО.

Это был настоящий триумф физической идеи, так как в руках исследователей оказалось орудие не только для качественного, но и для количественного анализа эксперимента. И не будет преувеличением сказать, что вот уже пятьдесят лет бóльшая часть теоретических работ посвящена все более глубокому развитию идей, заложенных в модели оболочек. Сейчас может показаться даже странным, как долго она пробивала себе дорогу. Не потому ли, что трудно осознавалась мысль, что ОМО — это, попросту говоря, удачно угаданный  $H_0$ ? Удачно в том смысле, что для *некоторых ядер* волновые функции основных и *некоторых возбужденных состояний* содержали одну четко выраженную компоненту. Но как только эта мысль была осознана, ее попытались перенести на все ядра и на весь спектр низколежащих состояний.

Для примера рассмотрим  $^{18}\text{O}$ , фрагмент спектра возбуждения которого представлен на рис. 2, *б*. Приверженцы ОМО, следуя своей идеологии, полагали, что спектр низколежащих состояний  $^{18}\text{O}$  должен представлять собой не более чем расщепленный за счет  $H_{\text{int}}$  мультиплет состояний  $[1d_{5/2}]^2_{J=0,2,4}$ , формируемый двумя последними нуклонами. По величине расщепления мультиплета они собирались определить  $H_{\text{int}}$ , выполнив аналогичные расчеты и для многих других ядер. Но получаемый при этом спектр уровней (рис. 2, *а*) плохо согласовывался с экспериментом, а экспериментальное значение  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в пять раз превышало результат расчетов. Иначе говоря,

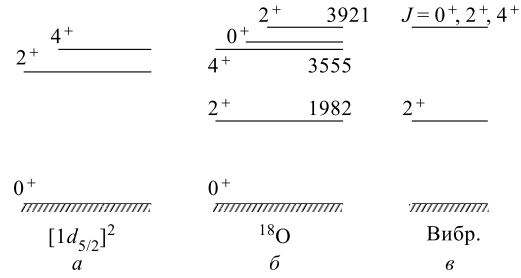


Рис. 2. а) Спектр уровней двухчастичной конфигурации  $[1d_{5/2}]^2_{J=0,2,4}$ . б) Фрагмент экспериментального спектра возбужденных состояний  $^{18}\text{O}$ . в) Спектр возбужденных состояний гармонического вибратора

эксперимент показывал, что добавление всего двух нуклонов приводит к сильной поляризации магического остова, и волновую функцию даже основных состояний таких и более сложных ядер следует искать в виде разложения (1) по собственным векторам  $H_0$ , допустимым законами сохранения полного момента и четности, и с достаточно малой энергией возбуждения.

Так возникла многочастичная модель оболочек (ММО); но в те годы она не привлекала внимания из-за того, что не было подходящей вычислительной техники и существовали некоторые трудности в классификации многофермионных состояний. Плоды этого направления начали созревать лишь недавно [5]. И вот тут-то выяснилось, что основная проблема состоит в том, что нет априорных критериев, позволяющих установить, какие именно из

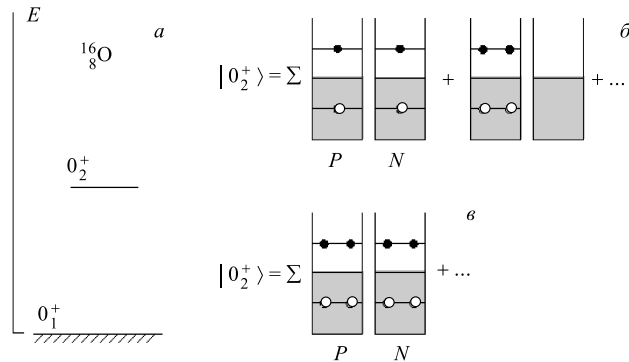


Рис. 3. а) Фрагмент экспериментального спектра возбужденных состояний  $^{16}\text{O}$ . б) Схематическое представление ожидаемых компонент волновой функции возбужденного  $0_2^+$ -состояния. в) Схематическое представление компонент реалистической волновой функции возбужденного  $0_2^+$ -состояния



векторов  $H_0$  дают основной, скажем, на уровне 90 %, вклад в формирование спектра низколежащих состояний. Проиллюстрируем это на примере описания  $0_2^+$ -состояния  $^{16}\text{O}$ , фрагмент спектра которого представлен на рис. 3, а. Естественно думать (в этом и состоит идеология ММО), что спектр низколежащих состояний с данным спином и четностью должен формироваться из тех векторов  $H_0$ , которые имеют самую малую энергию возбуждения. Перемещаясь вверх по спектру  $H_0$ , мы увидим, как быстро сходится наша задача.

Для  $^{16}\text{O}$  наиболее низкими в спектре  $H_0$  состояниями с моментом  $0^+$  являются конфигурации типа «две частицы + две дырки» (рис. 3, б); именно эти конфигурации, казалось бы, и должны давать основной вклад в формирование первого возбужденного  $0_2^+$ -состояния  $^{16}\text{O}$ . Каково же было удивление, когда выяснилось, что главными компонентами возбужденного  $0_2^+$ -состояния являются векторы  $\alpha$ -частичного типа «четыре частицы + четыре дырки», тогда как другие, более простые конфигурации дают лишь небольшие поправки (см., например, [6] и приведенную там библиографию). Но тогда спрашивается, не встретимся ли мы с еще более патологической ситуацией в каких-либо других ядрах?

**1.4.** Мы забежали несколько вперед. Вернемся же в шестидесятые годы, когда каждый новый эксперимент требовал немедленного объяснения и потому каждый день рождались новые идеи. Так, при изучении спектра  $^{18}\text{O}$  заметили, что он удивительно напоминает спектр уровней слаборасщепленного гармонического вибратора (рис. 2, в). Систематика экспериментальных данных показала, что подобная картина наблюдается и во многих других ядрах, и возникла мысль, что мы имеем дело с поверхностными колебаниями несжимаемой жидкой капли. Конечно же, эта мысль родилась не на пустом месте. Жидкокапельные представления о ядре давно и с успехом использовались для анализа масс ядер, процессов деления и др. Но создатели обобщенной коллективной модели (ОКМ) сделали еще один шаг [7], заметив, что если капля статически деформирована, то у ядра появляется еще одна степень свободы — вращения ядра как «целого». И обнаруженные у многих ядер почти чисто вращательные спектры уровней стимулировали интенсивный и разносторонний анализ идей, заложенных в ОКМ. С этого момента и возникло разделение ядер на «сферические» и «деформированные», а между ними пролегла огромная «ничейная» земля «переходных» ядер.

В истории становления и развития ротационной модели самое поразительное заключается в том, что ее «нулевое» приближение очень хорошо работало. Это потом стало выясняться, что «чем точнее считаешь, тем хуже получаешь»; а пока же сама возможность чуть ли не «на пальцах» проанализировать экспериментальные данные, удобно систематизировать их привела к тому, что понятие о статически деформированных ядрах стало одним из основных в ядерной спектроскопии. Не потому ли понадобилось почти тридцать лет, чтобы вслед за Шелайном [8] и Сакаи [9] вернуться к мысли о

единстве динамики в атомных ядрах, об условности разделения ядер на сферические и деформированные? Мы еще вернемся к этим вопросам, имеющим принципиальное значение.

Что же касается природы вибрационных состояний — «фононов», то к середине шестидесятых годов было установлено, что они представляют собой

$$\begin{aligned}
 \Omega^+ |0\rangle_{\text{TD}} &= \sum \left\{ \begin{array}{c} \text{[Diagram: 1 shell with 1 hole and 1 particle]} \\ \text{[Diagram: 1 shell with 1 hole]} \end{array} \right\} & a \\
 |0\rangle_{\text{RPA}} &= \sum \left\{ \begin{array}{c} \text{[Diagram: 1 shell with 1 hole]} \\ \text{[Diagram: 2 shells with 1 hole and 1 particle]} \\ \text{[Diagram: 3 shells with 1 hole and 2 particles]} \\ \dots \end{array} \right\} & b \\
 \Omega^+ |0\rangle_{\text{RPA}} &= \sum \left\{ \begin{array}{c} \text{[Diagram: 1 shell with 1 hole and 1 particle]} \\ \text{[Diagram: 2 shells with 1 hole and 2 particles]} \\ \text{[Diagram: 3 shells with 1 hole and 3 particles]} \\ \dots \end{array} \right\} & e
 \end{aligned}$$

Рис. 4. Схематическое представление волновых функций: *a*) однофононного состояния в приближении Тамма–Данкова; *б*) основного состояния в приближении случайной фазы; *в*) однофононного состояния в приближении случайной фазы

коррелированные частично-дырочные возбуждения с соответствующим спином и четностью. Это иллюстрируется рис. 4, где представлены схематически: волновая функция фонона в приближении Тамма–Данкова (*a*), волновая функция основного состояния четно-четного ядра в приближении случайной фазы (*б*) и соответствующая ему волновая функция однофононного состояния (*в*).

В то время казалось очевидным, что переход от частично-дырочного представления многочастичной модели оболочек к фононному позволит легко сконструировать наблюдаемый спектр низколежащих состояний четно-четных ядер из различных фононных мод и их степеней.

И надо подчеркнуть, что эта мысль до сих пор не потеряла своей привлекательности, возрождаясь в различных вариантах модели взаимодействующих бозонов [10].

Надежда на плодотворность этого пути опирается на простое соображение, что при формировании фононов довольно «большая» часть действующих между нуклонами сил должна уходить в динамику фононов, поэтому остаточные силы, действующие уже между фононами, будут достаточно «малы», чтобы обеспечить хорошую сходимость разложений волновой функции по многофононным состояниям. Эти надежды еще более укрепились после того, как было открыто явление сверхтекучести в атомных ядрах и сформировалось еще одно динамическое понятие — «квазичастица» как элементарная мода возбуждения в таких системах. Но главное состояло в том, что на основе этих понятий удалось разобраться в ряде явлений ядерной физики, до тех пор не находивших объяснения. Впечатление от этих результатов было столь велико, что к началу семидесятых годов мало кто сомневался, что из квазичастиц и построенных на их основе фононов удастся довольно легко сконструировать спектры возбуждения как четно-четных, так и нечетных ядер

из области масс сферических ядер. А для деформированных ядер предлагалось сделать то же самое, но только в соответствующем деформированном среднем поле. Казалось, что найдены именно те «кирпичики», из которых без труда удастся возвести здание «теории атомного ядра». Оставалось лишь «сосчитать». А это уже не так интересно...

Не потому ли многие крупные исследователи оставили ядерную физику и занялись конструированием «кирпичей» в других областях естествознания? Не потому ли многие из вышедших в то время книг в своих заголовках содержали словосочетание «теория атомного ядра», подчеркивая завершенность проблемы; не с этого ли момента пошел на спад интерес к изучению структуры атомных ядер?

Прошло сорок лет в развитии этого направления, и что же мы имеем? А то, что отшлифованные до блеска и оставленные нам в наследство «кирпичи» попросту не годятся для построения «теории атомного ядра». Почему?

**1.5.** Во-первых, потому, что понятие фонона, которое было оставлено нам в наследство, чаще всего не имеет смысла — стоило только на несколько нуклонов отойти от магического ядра, как энергия квадрупольного фонона становилась мнимой. Вначале об этом говорили как о точке фазового перехода сферической формы ядра в деформированную. Но еще в 1964 г. было замечено [11], что причина кроется в слишком грубых приближениях, которые были сделаны при разработке этого понятия, и был сформулирован новый подход к проблеме. Однако первые расчеты привели к другому отрица-

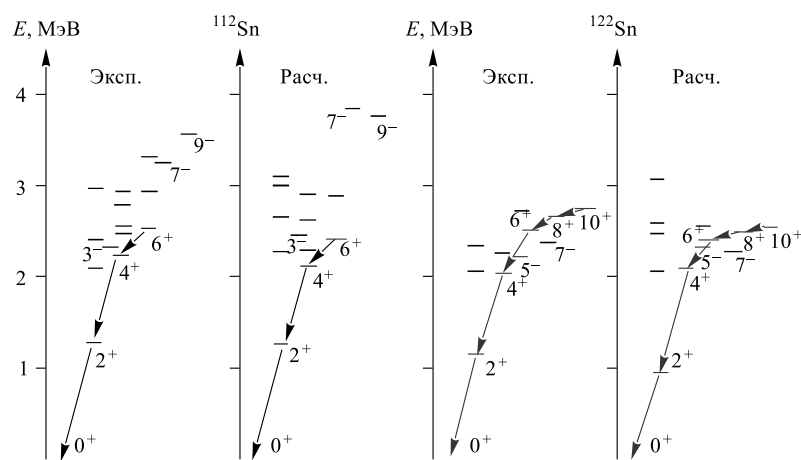


Рис. 5. Развернутые по спину фрагменты рассчитанных спектров однофононных состояний различной мультипольности  $^{112,122}\text{Sn}$  в сравнении с экспериментальными спектрами

тельному результату [12] — энергия  $2_1^+$ -состояния быстро стабилизировалась на уровне 500 кэВ, не желая опускаться ниже. Причина неудачи, как было позднее установлено [13, 14], скрывалась в том, что не учитывалось влияние коллективных степеней свободы на сверхтекучие свойства ядра. Это влияние двойное. С одной стороны, наличие неспаренных квазичастиц разрушает сверхтекучие свойства ядра из-за эффекта блокировки; с другой стороны, обмен фононами между нуклонами приводит к появлению дополнительного спаривательного поля.

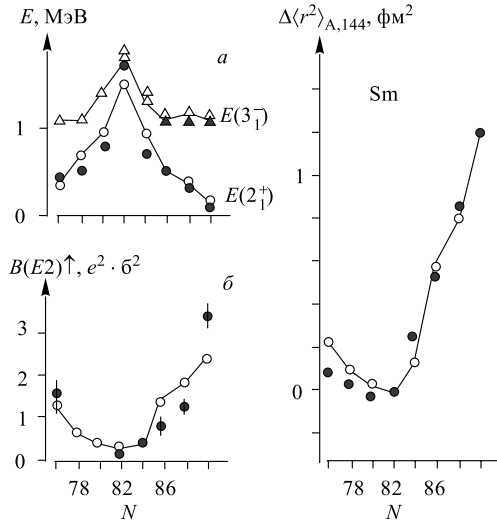


Рис. 6. Рассчитанные для изотопов самария в однофононном приближении (светлые символы) и экспериментальные значения (темные символы): а) энергий  $2^+$ - и  $3^-$ -состояний; б)  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ ; в) изменений зарядового радиуса относительно изотопа с  $A = 144$

танные и экспериментальные зависимости различных характеристик изотопов Sm от числа нейтронов. Детальное изложение этих вопросов читатель найдет в пп. 2.2–2.5. Здесь эти результаты представлены только для того, чтобы можно было сравнить то понятие фонона, которое было (фононы формируются из квазичастиц, но по отношению к ним существуют как инородные тела), с тем понятием фонона, которое стало (учитывается взаимное влияние коллективных и одночастичных степеней свободы друг на друга), и, как мы видим из сравнения с экспериментом, может быть положено в основу описания сферических, переходных и деформированных ядер. Что общего между двумя этими понятиями? По существу, лишь название — это во-первых.

В результате энергии квазичастиц с ростом степени коллективности ядра будут уменьшаться, что приведет к понижению энергии фонона, а характерное для спаривания «размытие» ферми-поверхности будет возрастать. Достаточно корректная реализация этой идеи задержалась на долгие годы, и лишь относительно недавно [14, 15] в этом направлении удалось добиться определенного успеха в описании основных характеристик как сферических, переходных, так и деформированных ядер. Иллюстрацией к сказанному могут служить представленные на рис. 5 рассчитанные в однофононном приближении спектры  $^{112,122}\text{Sn}$  в сравнении с экспериментальными и представленными на рис. 6 рассчи-

**1.6.** Во-вторых, наличие нечетной квазичастицы может существенно исказить структуру коллективных мод. Это влияние, обусловленное принципом Паули, находит свое яркое выражение для нечетных ядер в явлении « $j - 1$ »-аномалии и в явлении сосуществования в спектрах нечетных ядер сверхтекучей и нормальной фаз.

Явление « $j - 1$ »-аномалии изучено довольно тщательно [16, 17] и заключается в следующем. Пусть нечетная квазичастица находится в одночастичном состоянии с моментом  $j \geq 5/2$ . Возбудим квадрупольный фонон. Если полный момент возбужденного состояния равен  $J = j - 1$ , то между нечетной квазичастицей и квазичастицами, формирующими фонон, возникает сильное притяжение, тогда как в иных по спину состояниях — отталкивание. В итоге фонон имеет различную структуру не только в зависимости от положения нечетной квазичастицы, но и в разных по полному моменту состояниях. Иногда это изменение структуры столь велико, что « $j - 1$ »-аномалия становится основным состоянием ядра, т. е. многоквазичастичное состояние оказывается энергетически более выгодным, чем одноквазичастичное.

Это наблюдается в изотопах родия, но наиболее ярко проявляется в изотопах европия, где в спектре низколежащих состояний имеются два состояния  $5/2^+$  и одно  $7/2^+$ . В легких изотопах с  $A \leq 151$  основным состоянием является  $5/2^+$ , происходящее от  $2d_{5/2}$ -одноквазичастичного состояния, тогда как « $j - 1$ »-аномалия, основанная на  $1g_{7/2}$ , является возбужденным состоянием, как и одноквазичастичное  $7/2^+$ -состояние. Но в изотопе  $^{153}\text{Eu}$  они меняются местами (рис. 7, а); основным становится « $j - 1$ »-аномалия. Действительно,  $g$ -фактор « $j - 1$ »-аномалии почти такой же, как и того одночастичного состояния, на котором она формируется, а значит,  $\mu(j - 1) \cong (j - 1)g(j)$ . Поэтому в изотопе  $^{153}\text{Eu}$  и наблюдается резкое уменьшение значения магнитного момента основного  $5/2^+$ -состояния (рис. 7, б), так как  $g(1g_{7/2}) \ll g(2d_{5/2})$ . С другой стороны, среднеквадратичный зарядовый радиус « $j - 1$ »-аномалии больше зарядового радиуса того состояния, на котором она формируется; в этой связи и наблюдается резкое увеличение зарядового радиуса европия относительно изотопа самария с тем же числом нейтронов (рис. 7, в). И если учесть обсуждавшееся ранее влияние коллективных мод движения на квазичастичные, то мы немедленно приходим к выводу, что в нечетных ядрах нет универсальных «кирпичей»; в каждом ядре, для каждого спина и четности нужны свои специфические понятия динамических переменных, кванты которых и реализуют спектр.

Еще более ярко обсуждаемая нами грань вопроса выступает в явлении сосуществования сверхтекучей и нормальной фаз в атомных ядрах.

История этого вопроса началась с того, что в ряде ядер были обнаружены низколежащие состояния, имеющие как бы различную равновесную форму. Одним из наиболее ярких примеров такого ядра может служить изотоп  $^{51}\text{Cr}$ . В спектре возбуждения, наряду с типично «вибрационными» состояниями,

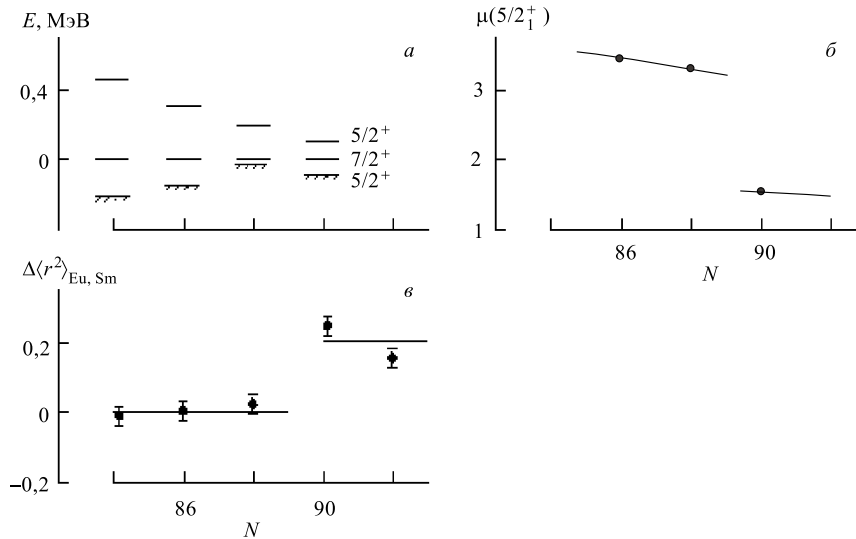


Рис. 7. В зависимости от числа нейтронов: а) фрагменты спектров низколежащих состояний изотопов Eu относительно состояния  $7/2^+$ ; б) магнитный момент основного  $5/2^+$ -состояния; в) изменения среднеквадратичного зарядового радиуса Eu относительно Sm

была обнаружена полоса состояний, идентифицированная [18] как вращательная полоса  $K^\pi = 1/2^-$ , основанная на  $1/2[321]$ -нильсоновском уровне (рис. 8, а). «Нулевое» приближение ротационной модели прекрасно описывало свойства этой полосы, а заторможенность  $\gamma$ -переходов на состояния, не принадлежащие полосе, казалось бы, является убедительным доказательством существования изомерии формы в этом ядре. Однако анализ [19] накопленных данных показал, что для большинства случаев радиационных переходов между состояниями различной равновесной формы выраженного запрета нет; тогда появилась [20] следующая альтернатива описанию «изомеров формы».

Прежде всего, заметим, что значения  $B(E2)$  между состояниями полосы близки к значениям  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в изотопе  $^{50}\text{Cr}$ . Но для того, чтобы  $^{51}\text{Cr}$  стал «похож» на  $^{50}\text{Cr}$ , необходимо нечетный нейтрон из  $1f_{7/2}$ -оболочки удалить в состояние из вышележащей оболочки. Тогда эффект блокировки  $1f_{7/2}$ -состояния пропадает, между оставшимися нейтронами возникает сильное спаривание и остов становится подобным сильноколлективному изотопу  $^{50}\text{Cr}$  (рис. 8, б). Увеличение энергии нечетного нейтрона во многом компенсируется энергией спаривания, а связь нечетного нейтрона с сильноколлективными состояниями  $^{50}\text{Cr}$  может сформировать полосу, подобную эксперимен-

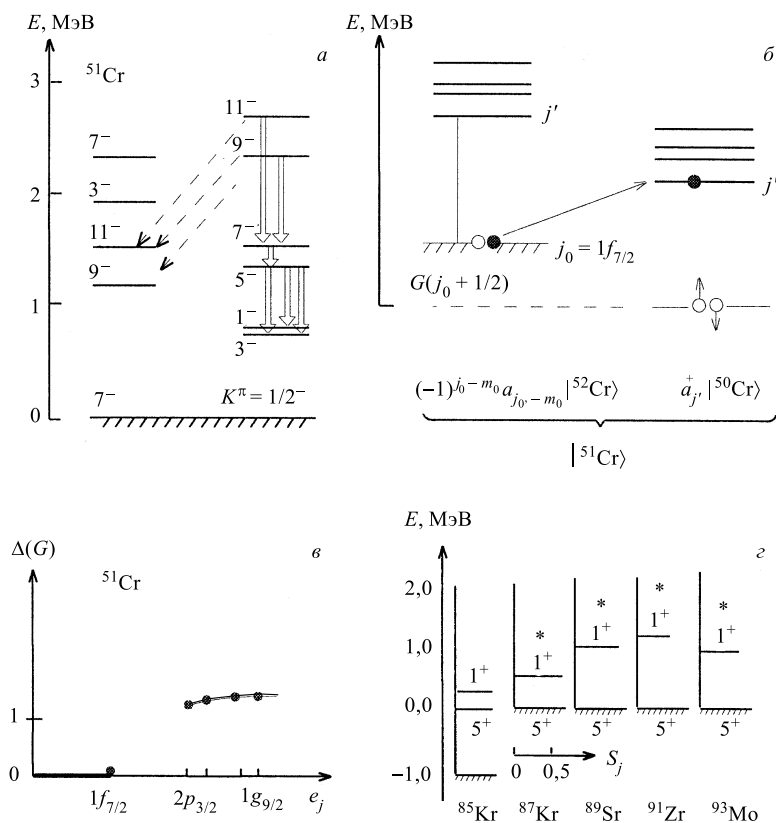


Рис. 8. а) Фрагмент схемы возбужденных состояний  $^{51}\text{Cr}$  с выделенной полосой  $K^\pi = 1/2^-$ . Значения спинов удвоены. б) Схематическое представление механизма возникновения сверхтекучей фазы при малых энергиях возбуждения. в) Зависимость нейтронной спаривательной щели в  $^{51}\text{Cr}$  от положения нечетной квазичастицы. г) Спектры первых возбужденных состояний  $I^\pi = 5/2^+$  и  $1/2^+$  для ряда изотопов, и их спектроскопические факторы — длина горизонтальной линии (масштаб указан на рисунке). Звездочки — значения  $E(2_1^+)$  для  $A - 1$  четного остова

тальной (см. ниже). Когда же нечетный нейтрон находится в  $1f_{7/2}$ -состоянии, или любом другом дырочного типа для ядер «маг.  $-1$ », эффект блокировки разрушает сверхтекучие свойства по нейтронам, и остов становится подобным слабоколлективному ядру  $^{52}\text{Cr}$ . Сказанное поясняет рис. 8, в, где показана зависимость парной щели от положения нечетного нуклона. В итоге спектр возбуждения  $^{51}\text{Cr}$  распадается на сумму спектров систем «дырка +  $^{52}\text{Cr}$ » и «квазичастица +  $^{50}\text{Cr}$ », почти не связанных между собой. Хорошую иллюстра-

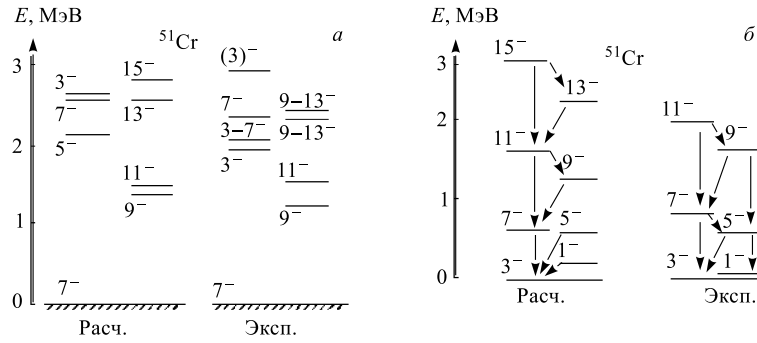


Рис. 9. Рассчитанные и экспериментальные спектры: а) «неротационных»; б) «ротационных состояний»  $^{51}\text{Cr}$ . Значения спинов удвоены

цию к обсуждаемой гипотезе дают результаты по реакции  $[21] \ ^{84}\text{Kr}(d, p)^{85}\text{Kr}$ , где были обнаружены состояния со спином  $I^\pi = 5/2^+$  и  $1/2^+$  с большими спектроскопическими амплитудами. Эти данные представлены на рис. 8, з, взятом из той же работы, в сравнении с аналогичными данными для ядер с  $N = 51$ . Рисунок показывает полную идентичность природы состояний, а четкая корреляция энергии  $1/2^+$ -состояний с  $E(2_1^+)$  четного остова  $A - 1$  (звездочки на рисунке) указывает на прямую связь с коллективным движением.

Реализация этой идеи для  $^{51}\text{Cr}$  [20] и изотопов In [22] показала хорошее соответствие результатов расчетов всей совокупности экспериментальных данных, что иллюстрируют рис. 9 и табл. 1, 2.

Совершенно аналогично обстоит дело с обнаруженными в ряде изотопов сурьмы, йода и цезия полосами состояний типа  $\Delta I = 1$ . Это возбуждения дырочного типа в сильноколлективных изотопах теллура, ксенона и бария

Таблица 1. Приведенные вероятности переходов между «неротационными» состояниями  $^{51}\text{Cr}$  в ед. Вайскопфа

$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$		$B(M1; J_i \rightarrow J_f)$	
		Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.
$9/2^-$	$7/2^-$	16,2	$12_{-3}^{+6}$	0,11	$0,24_{-0,06}^{+0,10}$
$11/2^-$	$7/2^-$	14,6	$6_{-2}^{+4}$	—	—
	$9/2^-$	7,5	$< 25$	0,31	$-0,3_{-0,1}^{+0,5}$



Таблица 2. Приведенные вероятности переходов между «ротационными» состояниями  $^{51}\text{Cr}$  в ед.  $(e \cdot \text{б})^2 \cdot 10^{-3}$

$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$		
		Расч.	Рот. мод.	Эксп.
$1/2^-$	$3/2^-$	33	48	—
$5/2^-$	$3/2^-$	7	7	$16_{-6}^{+11}$
$7/2^-$	$1/2^-$	22	24	$24_{-9}^{+14}$
	$3/2^-$	33	31	$32_{-15}^{+17}$
$9/2^-$	$5/2^-$	1	3	—
	$5/2^-$	42	34	$32_{-8}^{+11}$
$11/2^-$	$7/2^-$	2	2	—
	$7/2^-$	51	36	$\leq 51$

соответственно [20]. Причем в  $^{119}\text{Cs}$  это «дырочное» состояние  $9/2^+$  становится даже основным состоянием ядра с большой среднеквадратичной деформацией, в связи с чем и наблюдается скачок в зарядовом радиусе (рис. 10).

Надо подчеркнуть, что ранее всего была предпринята попытка [23] описать как «вибрационные», так и «ротационные» уровни  $^{115}\text{In}$  в рамках схемы «одна частица + две дырки +  $^{116}\text{Sn}$ ». В целом она была удачной, но рассчитанные без введения эффективных зарядов значения вероятностей переходов

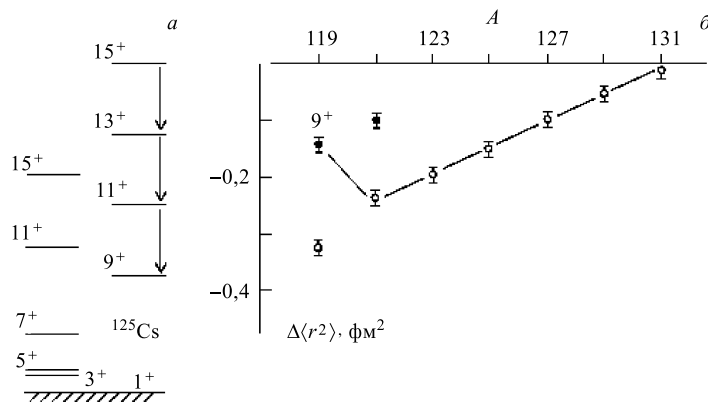


Рис. 10. а) Фрагмент спектра возбужденных состояний  $^{119}\text{Cs}$ . б) Зависимость зарядового радиуса изотопов цезия от массового числа. Сплошной линией объединены данные для основных состояний ядер. Значения спинов удвоены

между состояниями «полосы» оказались в два-три раза меньше наблюдаемых. Причина, очевидно, кроется в том, что состояния кадмиевого остова, формирующие «вращательную» полосу, не вмещаются в рамки пространства «две дырки +  $^{116}\text{Sn}$ ». Приведенные примеры дают очень хорошую иллюстрацию высказанной ранее мысли о том, что в формировании низколежащих и даже основных состояний ядер главную роль могут играть не первые (расположенные в порядке возрастания их энергии) тысяча векторов, а всего лишь, например, сто, но начиная со стотысячного.

**1.7.** В-третьих, если одна квазичастица столь сильно влияет на структуру фонона, то не будет ли столь же сильным и влияние фононов друг на друга? Вот ход рассуждений, который позволяет в качественном отношении предугадать ответ.

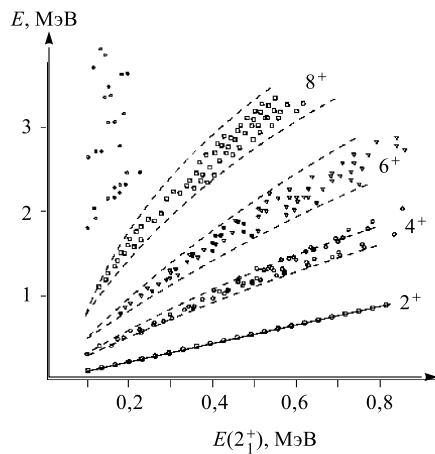


Рис. 11. Систематика уровней ирраст-полос ядер с развитой коллективностью в зависимости от  $E(2_1^+)$

полному моменту  $R = 2N$  состояний принимает вид хорошо известной формулы Эйджири  $E_R = fR + gR(R+1)$  с  $f = \omega/2 - 3g$ . Сообразно изменению  $\omega_N$  будет меняться структура фонона и вероятности переходов в полосе:

$$B(E2; R \rightarrow R-2) = NB(E2; \omega_N \rightarrow 0) = \frac{R/2}{1 + 2g(R-2)/\omega} B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+).$$

Из определения коэффициента  $f$  видно, что даже очень малый вклад от принципа Паули  $g \sim 10$  кэВ приведет к тому, что спектр ирраст-полосы у мягких ядер будет мало отличаться от вращательного, как и вероятности  $E2$ -переходов в полосе. Впервые эти соображения были изложены в 1974 г. [24].

Рассмотрим « $N$ -фононное» состояние. Каждый фонон, будучи фермионным образованием, некоторое время блокирует любое из доступных ему одночастичных состояний, уменьшая тем самым долю фазового объема, приходящуюся на другие фононы, и наоборот. Поэтому доля фазового объема, приходящаяся на каждый фонон в  $N$ -фононном состоянии, будет уменьшаться пропорционально  $N-1$ . Но тогда частота фонона будет возрастать пропорционально  $\omega_N = \omega + 4g(N-1)$  с коэффициентом  $4g$ , зависящим от структуры ферми-поверхности и квантовых чисел  $N$ -фононного состояния. Следовательно, полная энергия  $N$ -фононного состояния будет равна  $E_N = N\omega_N$ , что для выстроенных по

Причем выяснилось, что коэффициент  $g$  слабо зависит от структуры ферми-поверхности, а потому и от  $\omega = E(2_1^+)$ . Следовательно, зависимость  $E_R$  от  $E(2_1^+)$  должна быть близка к линейной [24].

Это демонстрирует рис. 11, где представлена систематика [25] уровней ирраст-полос ядер в зависимости от  $E(2_1^+)$ . Так был обнаружен простой и универсальный механизм, приводящий к вращательным спектрам возбуждения у мягких ядер со всеми их характерными чертами, без обращения к понятию «статическая деформация». Но реализация этой программы на микроскопическом уровне тормозилась тем, что в то время не существовало понятия «фонона», которое было бы приемлемым для любой области масс. Поэтому, желая обрести весомый аргумент в пользу выбранного пути, в 1977 г. авторы [25] предприняли попытку найти классический аналог принципа Паули в модели жидкой капли. Им оказался возрастающий по мере возбуждения ядра коэффициент поверхностного натяжения, прямо демонстрирующий то, в какой мере нарушается закон Гука в ядрах:

$$\theta_N = \theta_1 [1 + 2\bar{\gamma}(N - 1)].$$

При этом частота фонона в  $N$ -фононном состоянии получается  $\omega_N = \omega[1 + 2\bar{\gamma}(N - 1)]^{1/2}$  с  $\gamma = \bar{\gamma}(1 + \omega_c^2/\omega^2)$ , где  $\omega_c$  — кулоновская частота.

Отсюда видно, что хотя значение  $\bar{\gamma}$  может быть и очень мало, но  $\gamma$  велико в мягких ядрах из-за малости  $\omega$ . Систематический анализ экспериментальных данных [25] показал хорошую их согласованность с этой гипотезой, и потому положительный ответ на вопрос об универсальной роли принципа Паули не вызывал более сомнений.

И теперь, когда разработано то понятие фонона, тот «кирпичик», из которого можно попытаться возвести здание сферических, переходных и деформированных ядер, мы можем вернуться к вопросу о роли принципа Паули в формировании многофононных состояний на микроскопическом уровне. Это и сделано в пп. 2.6, 2.7, а здесь мы приведем некоторые результаты, чтобы сразу же охарактеризовать перспективу.

На рис. 12 представлены фрагменты рассчитанных (в гармоническом приближении) и экспериментальных спектров ирраст-полос ряда изотопов. Как

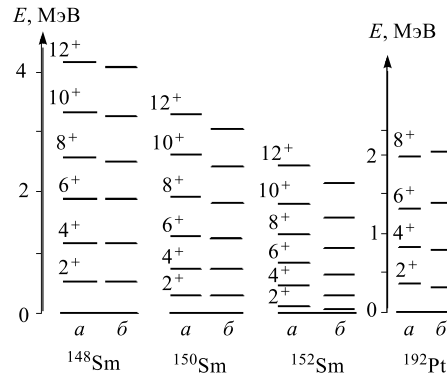


Рис. 12. Рассчитанные (а) в гармоническом приближении ДКМ спектры ирраст-полос ряда ядер в сравнении с экспериментом (б)

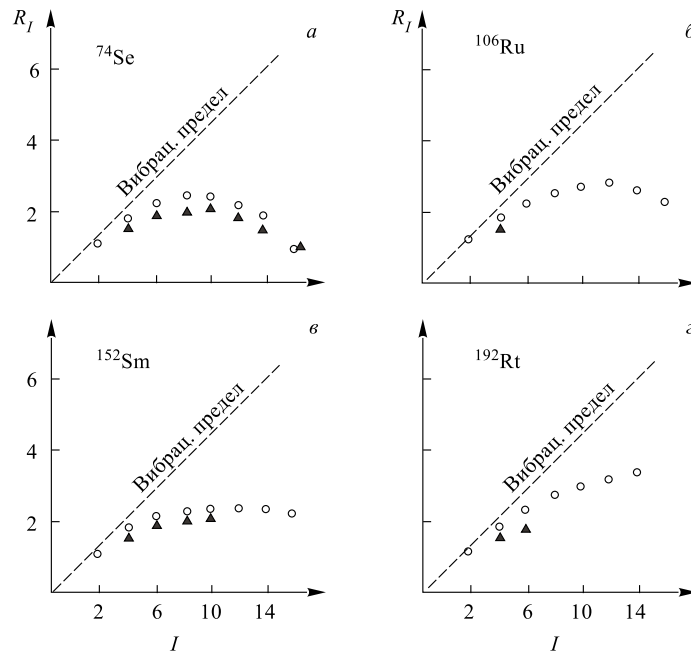


Рис. 13. Рассчитанные в гармоническом приближении ДКМ (кружки) и экспериментальные (треугольники) значения отношений  $R_I = B(E2; I \rightarrow I - 2) / B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  в ирраст-полосе

видно из сравнения, удается воспроизвести все характерные особенности в спектрах полос при переходе от сферических ядер к деформированным. При этом удивительно точно воспроизводится характерное поведение  $B(E2)$  по полосе вне зависимости от степени «деформированности» ядра, что иллюстрирует рис. 13.

Но главное, что демонстрируют эти результаты, состоит в том, что и в четно-четных ядрах невозможно найти такую динамическую переменную, кванты которой реализовали бы спектр ядра, — фононы в разных состояниях «разные».

**1.8.** Нулевое (гармоническое) приближение  $H_0$ , которое было построено нами, воспроизводит многие характерные черты спектров реальных ядер. Но не разрушится ли это благополучие после учета «ангармонических поправок», т. е. после учета остаточного взаимодействия, которое смешивает моды с различным числом фононов? Ведь печальный опыт многих предшествующих подходов указывает именно на это.

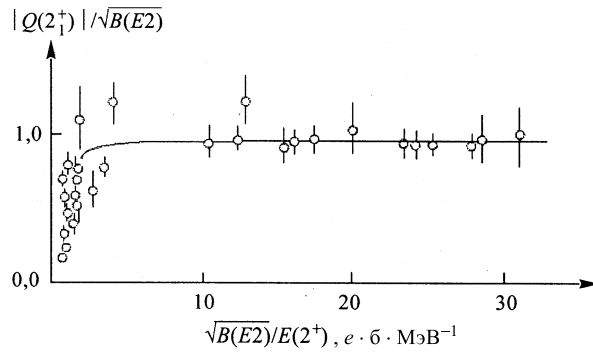


Рис. 14. Систематика нормированного квадрупольного момента в зависимости от степени коллективности ядра

Действительно, пусть  $\sigma_{N+1}$  означает амплитуду примеси  $N+1$ -фононной компоненты к  $N$ -фононной, обусловленной  $H_{\text{int}}$ . Тогда

$$\begin{aligned} \sigma_{N+1} &= \langle N+1 | H_{\text{int}} | N \rangle / (E_{N+1} - E_N) \sim \\ &\sim N q_N (B(E2; N+1 \rightarrow N))^{1/2} / \omega_{N+1}, \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $\omega_N$  — частота фонона в  $N$ -фононном состоянии, а  $q_N$  — величина, пропорциональная собственному квадрупольному моменту одного фонона в  $N$ -фононном состоянии. Если в качестве  $H_0$  выберем приближение случайной фазы, для которого

$$\omega_N = E(2_1^+), \quad q_N = \text{const}, \quad B(E2; N+1 \rightarrow N) = (N+1)B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+),$$

то получим

$$\sigma_{N+1} \sim \text{const} \cdot N^{3/2} (B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+))^{1/2} / E(2_1^+). \quad (5)$$

Кроме плохой сходимости, обусловленной множителем  $N^{3/2}$ , мы сталкиваемся с радикальной чувствительностью задачи к степени коллективности ядра: при переходе от сферических ядер к деформированным множитель при  $N^{3/2}$  увеличивается в тридцать и более раз. Отсюда, в частности, вытекает бесперспективность метода случайной фазы в качестве «нулевого приближения».

Посмотрим теперь на квадрупольный момент  $2_1^+$ -состояния. Если оставаться в рамках теории возмущений и считать, что  $Q(2_1^+)$  обусловлен примесью  $\sigma_2$  двухфононной компоненты к однофононной, то

$$Q(2_1^+) = \text{const} \cdot \sigma_2 (1 - \sigma_2^2)^{1/2} [B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)]^{1/2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что величина  $y = Q(2_1^+)/\sqrt{B(E2) \uparrow}$  должна быть почти линейной функцией от  $x = \sqrt{B(E2) \uparrow}/E(2_1^+)$ . Систематика известных экспериментальных данных, представленная на рис. 14, показывает, что если  $y$  и зависит от  $x$ , то лишь при очень малых его значениях, быстро достигая «ротационного» предела.

Таким образом, что-то подавляет степень смешивания базисных волновых функций с ростом коллективности ядра. Как следует из (4), такой величиной может быть только  $q_N$ . Один из механизмов подавления  $q_N$  с ростом коллективности ядра был обнаружен в 1979 г. [26], он связан с нулевыми колебаниями формы ядра. Нулевые колебания, или, образно говоря, вакуумные флуктуации, размывая границу ядра тем больше, чем выше степень его коллективности, приводят к подавлению частично-дырочного взаимодействия в каналах «рассеяния», не затрагивая каналы взаимодействия, отвечающие за формирование фононов. Другой механизм, который, очевидно, должен иметь место, связан с принципом Паули; но самую существенную роль принцип Паули играет в уничтожении сильной зависимости разложений по фононным векторам от числа фононов. Как мы видели выше, учет принципа Паули в формировании фононных векторов приводит не только к почти линейной зависимости  $\omega_N$  от числа фононов  $N$ , но и к слабой зависимости  $B(E2; N+1 \rightarrow N)$  от значений  $N$ . Более того, максимальное число фононов оказывается ограниченным, и этим вообще решается проблема сходимости. Детальное изложение этих вопросов читатель найдет в пп. 2.8–2.10, а здесь наш разговор мы завершим одним из типичных, в смысле точности описания, результатов полного расчета спектра классически деформирован-

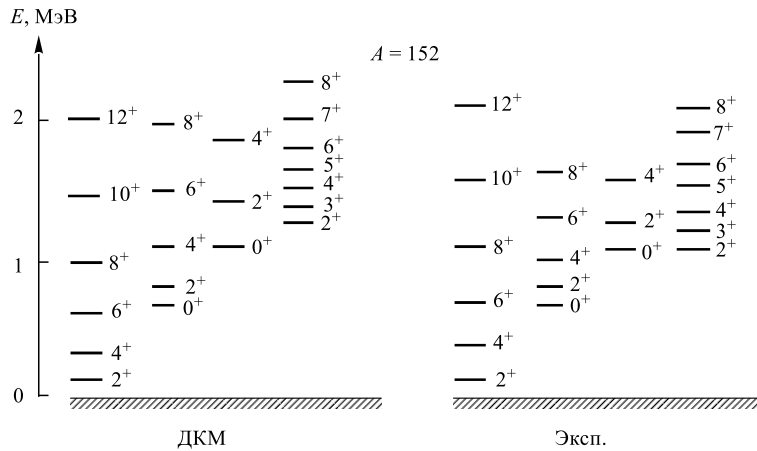


Рис. 15. Рассчитанный в ДКМ и экспериментальный спектры возбужденных состояний  $^{152}\text{Sm}$

ного ядра  $^{152}\text{Sm}$  (рис. 15). Что обуславливает подобные спектры? «Вращение»? Вовсе нет. Причина кроется в статистике, принципе Паули и нулевых колебаниях формы.

Подведем предварительные итоги нашего обсуждения теоретического статуса сформулированной ранее проблемы.

В идеологии ММО трудности проистекают из того, что у нас нет априорных критериев, позволяющих оценить, действительно ли мы ухватили в главных чертах ту часть пространства состояний, в котором реализуется динамика ядра при малых энергиях возбуждения. При этом и перспектива перенести часть взаимодействия в определение новых динамических переменных, и тем самым как бы избежать трудностей, тоже оказывается закрытой. Как мы постарались показать, более удачным оказывается путь, когда собственно «кванты» переопределяются так, чтобы максимально полно учесть взаимное влияние коллективных и одночастичных степеней свободы друг на друга. Формально это сводится к тому, чтобы «кванты» — фононы и квазичастицы — определялись с учетом принципа Паули как экстремали полного гамильтониана, а не какой-то его части. И чтобы понять почему, рассмотрим математическую суть проблемы.

**1.9.** Вернемся к тому, с чего когда-то начали.

1. Уравнение на собственные значения  $H_{\text{mod}}|\psi^{(n)}\rangle = E^{(n)}|\psi^{(n)}\rangle$  мы всегда решаем в два этапа. Вначале разбиваем  $H_{\text{mod}}$  на две части:  $H_{\text{mod}} = H_0 + (H_{\text{mod}} - H_0) = H_0 + H_{\text{int}}$ , где «нулевое» приближение  $H_0$ , будем теперь говорить строго, должно удовлетворять двум условиям.

а) Собственные векторы  $\{|\varphi_\nu\rangle\}_1^\infty$  ограниченного снизу линейного самосопряженного оператора  $H_0$  образуют полную ортонормированную систему в пространстве квадратично-суммируемых функций  $A$ -нуклонных переменных и антисимметричны относительно перестановок нуклонных координат.

б) Операторы  $H_0$  и  $H_{\text{mod}}$  должны быть *соизмеримы*, то есть должны существовать вещественные постоянные  $\alpha, \beta > 0$  и такие, что на любом векторе  $|\psi\rangle$  из области определения  $H_{\text{mod}}$  справедливы два неравенства:

$$\|(H_0 - H_{\text{mod}})\psi\| < \alpha\{\|H_0\psi\| + \|\psi\|\}, \quad \|(H_0 - H_{\text{mod}})\psi\| < \beta\{\|H_{\text{mod}}\psi\| + \|\psi\|\}.$$

Если эти условия выполнены, то решение задачи на собственные значения ищется в виде разложения  $|\psi^{(n)}\rangle = \sum_{\nu=1}^{\infty} r_\nu^{(n)}|\varphi_\nu\rangle$  при условии  $\sum_{\nu=1}^{\infty} r_\nu^{(n)}r_\nu^{(m)} = \delta_{n,m}$ . Но при любой конкретной реализации мы вынуждены ограничиться

каким-то конечным числом  $N$  членов разложения:  $|\psi_N^{(n)}\rangle = \sum_{\nu=1}^N r_\nu^{(n)}(N)|\varphi_\nu\rangle$

при условии  $\sum_{\nu=1}^N r_\nu^{(n)}(N)r_\nu^{(m)}(N) = \delta_{n,m}$ . Говоря о сходимости приближенного ответа  $|\psi_N^{(n)}\rangle$  к точному  $|\psi^{(n)}\rangle$ , имеем в виду выполнение условия Коши:

$\lim_{N \rightarrow \infty} \|\psi_N^{(n)} - \psi_{N+k(N)}^{(n)}\| = 0$  при любом  $k$ , даже зависящем и от  $N$ . И последнее: разложение  $k$ -го состояния по базисным векторам будем называть  $k$ -упорядоченным, если при  $\nu > k$

$$|r_\nu^{(k)}| \geq |r_{\nu+1}^{(k)}|. \quad (7)$$

Условию (а), в силу известной теоремы Неймана [27], удовлетворить достаточно легко при широком выборе нулевых приближений. Условие (б) обязательно для того, чтобы  $\lim_{N \rightarrow \infty} \|\psi_N^{(n)} - \psi_{N+k(N)}^{(n)}\| = 0$ , но проверка его выполнимости — трудная и не всегда решаемая задача. Поэтому мы будем предполагать условие (б) выполненным.

2. Допустим теперь, что у нас имеется гамильтониан  $H_0(\omega)$ , зависящий от параметра(ов)  $\omega$  и такой, что условия (а), (б) выполняются при любых значениях  $\omega$ . Тогда представление  $H_{\text{mod}} = H_0 + (H_{\text{mod}} - H_0) = H_0 + H_{\text{int}}$  остается точным именно в силу полноты собственных векторов  $H_0(\omega)$  при каждом  $\omega$ .

Далее, пусть  $\{E^{(k)}(N, \omega)\}_{k=1, N}$  — спектр собственных значений  $H_{\text{mod}}$ , полученный в  $N$ -мерном приближении.

Каждое собственное значение  $E^{(k)}(N, \omega)$  зависит как от размерности  $N$  выбранного подпространства, так и от параметра  $\omega$ . Зависимость от  $\omega$  обусловлена именно конечномерностью выбранного подпространства. Точное решение не может зависеть от  $\omega$  как раз таки в силу полноты системы собственных векторов  $H_0(\omega)$ .

Зависимость  $E^{(k)}(N, \omega)$  от  $N$  может быть двух типов. Если первые собственные векторы  $H_0(\omega)$   $k$ -упорядочены, то с увеличением размерности мы будем иметь картинку типа рис. 16 (1) — то есть  $k$ -е собственное значение монотонно убывает по величине. И будучи ограниченным снизу, оно обязательно имеет предел, который не-

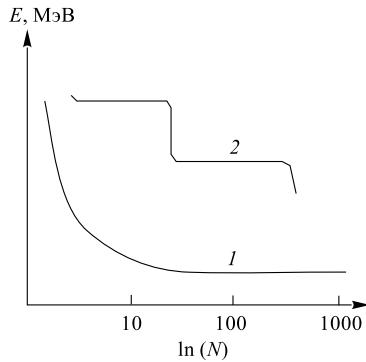


Рис. 16. Схематическая зависимость энергии  $k$ -го состояния от числа (в логарифмическом масштабе) учитываемых базисных векторов для  $k$ -упорядоченного (1) и неупорядоченного (2) базисов

сложно оценить из условия  $E^{(k)}(N, \omega) \cong E^{(k)}(N+k, \omega)$ . Если же выбранный нами базис не является  $k$ -упорядоченным, то зависимость  $E^{(k)}(N, \omega)$  от  $N$  может быть типа рис. 16 (2). В этом случае оценка  $E^{(k)}(N, \omega) \cong E^{(k)}(N+k, \omega)$  не дает никаких гарантий, что мы ухватили в главных чертах ту часть пространства состояний, где разворачивается динамика ядра, — мы можем оказаться на одном из «плато» (см. рис. 16 (2)). Причем свобода в выборе параметров нулевого приближения зачастую позволяет с приемлемой точностью



описывать наблюдаемый в эксперименте спектр возбуждения. Это мы и старались продемонстрировать в этом разделе. Найти упорядоченный базис относительно первых трех-пяти векторов с заданным спином и четностью — это и значит угадать физику явления. ДКМ и есть одна из возможных процедур построения упорядоченного базиса.

А именно: *по заданному исходному модельному гамильтониану  $H_{\text{mod}}$  найти такое соизмеримое с  $H_{\text{mod}}$  нулевое приближение  $H_0$ , чтобы имело место разложение*

$$H_{\text{mod}} = H_0 + i\lambda(H_0T - TH_0), \quad (8)$$

где  $T$  — некоторый самосопряженный оператор, область определения которого совпадает с областью определения  $H_{\text{mod}}$ , а  $\lambda$  — вещественный параметр.

Как найти такое  $H_0$ ? Заметим, что если  $|\varphi_n\rangle$  — собственный вектор  $H_0$ , то из (8) следует  $\varepsilon_n = \langle \varphi_n | H_{\text{mod}} | \varphi_n \rangle = \langle \varphi_n | H_0 | \varphi_n \rangle$ , т. е.  $|\varphi_n\rangle$  является экстремалью  $H_{\text{mod}}$ . Другими словами,  $|\varphi_n\rangle$  минимизирует значение  $H_{\text{mod}}$  на определенном, выбранном нами фиксированном классе функций. В этом пространстве векторов остаточное взаимодействие  $H_{\text{int}}$  имеет ненулевыми только недиагональные матричные элементы.

3. Допустим, что  $N$  выбрано настолько большим, что для первых ( $k \leq 5$ ) пяти собственных значений  $E^{(k)}(N, \omega) \cong E^{(k)}(N + k, \omega)$ . Рассмотрим теперь зависимость  $E^{(k)}(N, \omega)$  от  $\omega$ . При некотором значении  $\omega$  они достигнут минимума. Причем для разных собственных значений этот минимум может находиться при разных  $\omega$ , каждое из них отвечает наиболее «оптимальному размещению»  $H_{\text{mod}}$  для выбранной размерности. Имея перед глазами такие зависимости собственных значений от  $\omega$ , физик-ядерщик начнет говорить о «внедренных» состояниях, о «кластеризации», и будет, безусловно, прав, если для рассматриваемых решений базис является упорядоченным; а математик — о плохо решенной задаче, ибо для него наличие четко выраженных минимумов — признак неполноты пространства состояний.

4. Совершенно аналогично обстоит дело, когда мы вычисляем зависимость полной энергии ядра от параметра деформации. Наличие четко выраженных минимумов — это признак неполноты пространства состояний при нарушенном законе сохранения полного момента. Автор отдает себе отчет в том, что это утверждение опрокидывает сложившиеся представления в ядерной физике и не может не вызвать нареканий и предвзятого отношения к изложенному. Для большинства исследователей, выросших в духе сущностных понятий двадцатого века, вопрос о том, «деформированы ли деформированные ядра», может звучать если не абсурдно, то крамольно. Но судьи кто? Математика и эксперимент. И математика свое слово сказала. А любителям компьютерной графики предлагаю поставить численный эксперимент:

рассчитайте полную энергию в зависимости от параметра деформации, постепенно увеличивая число осцилляторных оболочек, участвующих в расчете. С ростом числа осцилляторных оболочек (для кислорода их должно быть более восьми) зависимость энергии основного состояния от параметра деформации будет становиться все более и более пологой, постепенно превращаясь в «плато», а «минимум» все менее и менее определенным, постепенно теряясь в зыбком мареве погрешностей расчета.

Более того, в работе автора [28] (1978 г.) для нечетных ядер было показано, что в пределе больших амплитуд колебаний вибрационная и ротационная модели становятся унитарно-эквивалентными, если в определение деформированного среднего поля ввести центробежный и кориолисов с  $K = 1/2$  члены. Заметим, что именно этого требует и уравнение (8) — все, что дает вклад в диагональ оператора, должно быть введено в определение базисных векторов. Другими словами, деформированные ядра — это «язык», иногда очень удобный, наглядный, но сильно ограничивающий кругозор. Однако на эту работу мало кто из физиков обратил внимание из-за ее, быть может, излишне математического характера.

И последнее. Если бы мы могли точно решать многочастичное уравнение Шредингера  $H_{\text{mod}}|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle$ , то вопроса о том, деформированы ли «деформированные» ядра, даже и не возникало бы. По заданному заряду и атомному номеру мы бы просто рассчитали спектр уровней, вероятности переходов и пр. (так мы и поступим в разд. 3) и убедились бы в правильности выбора двухчастичной компоненты сил. А те «небольшие» расхождения с экспериментом, которые остались, отнесли бы, например, на счет неучтенных трехчастичных сил, релятивистских эффектов и др. Распределение плотности материи в основном состоянии четно-четного ядра, да и вообще в любом другом состоянии с полным моментом  $0^+$ , обязательно было бы сферически-симметричным. Была бы иная физика. Но решать «прямо» многочастичное уравнение Шредингера мы не умеем. Значит, нужно выбрать такое нулевое приближение, базисные векторы которого были бы упорядочены относительно первых трех-пяти состояний. А что получается, мы уже видели.

## 2. ДИНАМИЧЕСКАЯ КОЛЛЕКТИВНАЯ МОДЕЛЬ

Подчеркнем, что выбранное нами название отражает не конкретно выбираемый нами гамильтониан «спаривательное + мультипольное» взаимодействие, а описанный в п. 1.9 метод его исследования. В переводе на язык «теории возмущений» мы получим список диаграмм, играющих определяющую роль в формировании спектра низколежащих состояний. И когда такой «список» нами будет установлен, мы можем провести расчеты и с реалистическими силами.

### 2.1. Гамильтониан. Полный гамильтониан

$$H_{\text{mod}} = H_0 + H_G + H_Q, \quad (9)$$

где  $H_0$  описывает независимое движение нуклонов в некотором среднем поле  $V(r)$ ;  $H_G$  — спаривательный гамильтониан, а  $H_Q$  — мультиполь-мультипольное взаимодействие. В представлении вторичного квантования они имеют вид

$$H_0 = \sum_{jm} (e_j - \nu) a_{jm}^+ a_{jm},$$

$$H_G = -G/4 \sum_{jmin} (-)^{j-m+i-n} a_{jm}^+ a_{j-m}^+ a_{in} a_{i-n},$$

$$H_Q = -1/2 \sum_{\lambda,\mu} \frac{\chi^{(\lambda)}}{2\lambda+1} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu},$$

$$Q_{\lambda\mu}^+ = \sum_{1,2} f_{12}^{(\lambda)} [a_1^+ a_2]_{\lambda\mu}, \quad f_{12}^{(\lambda)} = \langle j_1 || f^{(\lambda)} Y_\lambda || j_2 \rangle,$$

$$[a_1^+ a_2]_{\lambda\mu} = \sum_{m_1 m_2} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{\lambda\mu} a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}.$$

Здесь  $a_{j_1 m_1}^+$  ( $a_{j_1 m_1}$ ) — оператор рождения (уничтожения) нуклона в одночастичном состоянии с полным моментом и его проекцией ( $j_1 m_1$ ) и другими квантовыми числами;  $f^{(\lambda)}(r)$  — некоторая функция момента  $\lambda = 2, 3, \dots$  и одночастичного радиуса  $r$ ;  $C_{injm}^{\lambda\mu}$  — коэффициенты Клебша–Гордана. О параметризации  $f^{(\lambda)}(r)$  среднего поля и выборе констант эффективных сил будет сказано в своем месте. Символ  $\nu_\tau$  обозначает протонный или нейтронный химический потенциал, и отсчет энергии ведется от  $E_0 = \nu_p N_p + \nu_n N_n$ , где  $N_\tau$  — число протонов и нейтронов соответственно. Остальные обозначения стандартные [4].

**2.2. Теория однофононных состояний.** Описание метода построения однофононных состояний  $H_{\text{mod}}$  ведется по образцу «метода случайной фазы». В рассматриваемом нами варианте метод так и не был опубликован, что вынуждает занять довольно много места на его изложение.

Все начинается со стандартного перехода в (9) от представления частиц  $a^+(a)$  к представлению квазичастиц  $\alpha^+(\alpha)$  посредством канонического преобразования Боголюбова [4]. Тогда с точностью до членов, пропорциональных парам операторов  $\alpha\alpha$  и  $\alpha^+\alpha^+$  с нулевым суммарным моментом, выраже-

ние для  $H_0 + H_G$  принимает вид

$$\begin{aligned} \tilde{H}_0 = H_0 + H_G = & \sum_1 (2j_1 + 1)(e_{j_1} - \nu)[v_{j_1}^2 + (u_{j_1}^2 - v_{j_1}^2)\hat{\eta}_{j_1}] - \\ & - 1/G \left[ G/2 \sum_1 (2j_1 + 1)u_{j_1}v_{j_1}(1 - \hat{\eta}_{j_1}) \right]^2 - G/2 \sum_1 (2j_1 + 1)v_{j_1}^4(1 - 2\hat{\eta}_{j_1}). \end{aligned}$$

Здесь  $\hat{\eta}_j = (2j + 1)^{-1} \sum_m \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm}$ ;  $u_j, v_j$  — коэффициенты преобразования Боголюбова. Соответственно  $H_Q$  принимает вид

$$\begin{aligned} H_Q = & H_{22} + H_{04} + H_{sc} + H_{13}, \\ H_{22} = & -1/4 \sum_{\lambda\mu} \frac{\chi^{(\lambda)}}{(2\lambda + 1)} \sum_{1234} q_{12}^{(\lambda)} q_{34}^{(\lambda)} A_{12}^+(\lambda\mu) A_{34}(\lambda\mu), \\ H_{04} = & -1/8 \sum_{\lambda\mu} \frac{\chi^{(\lambda)}}{(2\lambda + 1)} \times \\ & \times \sum_{1234} q_{12}^{(\lambda)} q_{34}^{(\lambda)} [(-)^{\lambda-\mu} A_{12}^+(\lambda\mu) A_{34}^+(\lambda - \mu) + \text{h. c.}], \\ H_{sc} = & -1/2 \sum_{\lambda\mu} \frac{\chi^{(\lambda)}}{(2\lambda + 1)} \sum_{1234} p_{12}^{(\lambda)} p_{34}^{(\lambda)} N_{12}^+(\lambda\mu) N_{34}(\lambda\mu), \\ H_{13} = & -1/2 \sum_{\lambda\mu} \frac{\chi^{(\lambda)}}{(2\lambda + 1)} \times \\ & \times \sum_{1234} p_{12}^{(\lambda)} q_{34}^{(\lambda)} N_{12}(\lambda - \mu) [A_{34}^+(\lambda\mu) + (-)^{\lambda-\mu} A_{34}(\lambda - \mu)]. \end{aligned}$$

В этих выражениях

$$\begin{aligned} q_{12}^{(\lambda)} = & f_{12}^{(\lambda)}(u_1 v_2 + v_1 u_2), \quad p_{12}^{(\lambda)} = f_{12}^{(\lambda)}(u_1 u_2 - v_1 v_2), \\ A_{12}^+(\lambda\mu) = & \sum_{m_1 m_2} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{\lambda\mu} \alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+, \\ N_{12}(\lambda\mu) = & \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2+m_2} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{\lambda\mu} \alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 -m_2}. \end{aligned}$$

На первом этапе задача решается в гармоническом приближении, т. е. пренебрегается ролью  $H_{13}$  — он не имеет отличных от нуля диагональных матричных элементов. Но даже с таким упрощенным гамильтонианом, как

$$\tilde{H}_{\text{mod}} = \tilde{H}_0 + H_{22} + H_{04} + H_{sc},$$

задача не решается точно. На этом этапе и появляется приближение «случайной фазы», которое состоит в том, что вместо точных коммутационных соотношений для  $A_{12}(\lambda\mu)$  и  $A_{34}^+(\lambda\mu)$  вида

$$[A_{12}(\lambda\mu), A_{34}^+(\lambda\mu)] = \delta_{(12)(34)} - \sum_{\lambda_2\mu_2} W_{1234}^{\lambda_2\lambda} N_{13}(\lambda_2\mu_2), \quad (10)$$

где  $W$  — некоторый геометрический множитель, точный вид которого для нас пока не важен, а

$$\delta_{(12)(34)} = \delta_{13}\delta_{24} - (-)^{j_1+j_3+\lambda}\delta_{14}\delta_{23},$$

используют приближение, в котором пренебрегают членами, пропорциональными  $W$ . Хара [11] предложил заменить правую часть (10) ее средневакуумным значением и вновь работать с бозонными коммутационными соотношениями, но уже вида

$$[A_{12}(\lambda\mu), A_{34}^+(\lambda\mu)] = \delta_{(12)(34)}(1 - \eta_1 - \eta_2),$$

где

$$\eta_1 = \langle 0|\hat{\eta}_1|0\rangle = (2j_1 + 1)^{-1} \sum_{m_1} \langle 0|\alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_1 m_1}|0\rangle.$$

Дальше задача решается так: пусть  $\Omega_{\lambda\mu}^{(i)}$  обозначает оператор рождения  $i$ -го фона с моментом  $\lambda\mu$ . Основное состояние  $|0\rangle$  определяется как вакуум фононов:  $\Omega_{\lambda\mu}^{(i)}|0\rangle = 0$ . Решение для  $\Omega_{\lambda\mu}^{(i)}$  ищется в виде разложения

$$\Omega_{\lambda\mu}^{(i)} = 1/2 \sum \left\{ r_{12}^{(i\lambda)} A_{12}^+(\lambda\mu) - (-)^{\lambda-\mu} s_{12}^{(i\lambda)} A_{12}(\lambda - \mu) \right\}. \quad (11)$$

Потребуем, чтобы фоновые операторы удовлетворяли бозонным коммутационным соотношениям

$$\langle 0|[\Omega_{\lambda\mu}^{(i)}, \Omega_{\sigma\nu}^{(k)}]_{(-)}|0\rangle = \delta_{ik}\delta_{\lambda\sigma}\delta_{\mu\nu},$$

тогда получим, что обратное к (10) разложение имеет вид

$$A_{12}^+(\lambda\mu) = (1 - \eta_1 - \eta_2) \sum_i \left\{ r_{12}^{(i\lambda)} \Omega_{\lambda\mu}^{(i)} + (-)^{\lambda-\mu} s_{12}^{(i\lambda)} \Omega_{\lambda-\mu}^{(i)} \right\}$$

при условии равенства нормы векторов единице:

$$\langle 0|\Omega_{\lambda\mu}^{(i)} \Omega_{\lambda\mu}^{(i)}|0\rangle = 1/2 \sum_{12} \left\{ [r_{12}^{(i\lambda)}]^2 - [s_{12}^{(i\lambda)}]^2 \right\} (1 - \eta_1 - \eta_2) = 1.$$

Остается найти амплитуды разложения  $\{r\}$  и  $\{s\}$ , решив уравнение Гайзенберга

$$[\tilde{H}_{\text{mod}}, \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}]_{(-)}|0\rangle = \omega_{\lambda}^{(i)} \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}|0\rangle.$$

Прежде чем мы займемся этим, сделаем несколько технических замечаний. В выражении для  $\tilde{H}_0$  второй член содержит квадрат оператора

$$\hat{\Delta} = G/2 \sum_1 (2j_1 + 1) u_1 v_1 (1 - 2\hat{\eta}_1).$$

Тогда при вычислении коммутатора  $[\tilde{H}_{\text{mod}}, \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}]_{(-)}$  от указанного члена получим

$$-1/G[\hat{\Delta}^2, \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}]_{(-)} = -1/G[\hat{\Delta}, [\hat{\Delta}, \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}]_{(-)}] - 2/G[\hat{\Delta}, \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}]_{(-)}\hat{\Delta}.$$

Однако

$$\begin{aligned} -1/G[\hat{\Delta}, [\hat{\Delta}, \tilde{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}]_{(-)}] &= \\ &= -G/4 \sum_{12} (1 - \eta_1 - \eta_2) (u_1 v_1 + v_2 u_2)^2 \left\{ [r_{12}^{(i\lambda)}]^2 - [s_{12}^{(i\lambda)}]^2 \right\}, \end{aligned}$$

и в силу того, что  $u_j v_j \leq 0,5$ , из условия нормировки следует, что вклад этой величины при любых допустимых  $u, v, r, s$  не превосходит  $G/2$ , что для средних и тяжелых ядер является вполне пренебрежимо малой величиной. Наибольшее неудобство составляет  $H_{sc}$ , требующий вычисления коммутаторов  $[N_{12}, A_{34}]_{(-)}$ , но этого можно избежать, приводя  $H_{sc}$  к нормальному относительно вакуума фононов виду

$$\begin{aligned} H_{sc} &= 1/2 \sum_{\Lambda\lambda\mu} \frac{\chi^{(\lambda)}}{2\lambda + 1} \times \\ &\times \sum_{1234} p_{12}^{(\lambda)} p_{34}^{(\lambda)} (-)^{j_3 - j_4 + \lambda} (2\lambda + 1) \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_4 & \lambda \\ j_3 & j_2 & \Lambda \end{matrix} \right\} A_{13}^+(\Lambda\mu) A_{42}(\Lambda\mu). \end{aligned}$$

Теперь, воспользовавшись разложением  $A_{13}^+(\Lambda\mu)$ ,  $A_{42}(\Lambda\mu)$  через фоновые операторы, все вычисления легко выполнить. В результате получим следующие уравнения для  $r$ -,  $s$ -амплитуд:

$$\begin{aligned} [\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \omega_{\lambda}^{(i)}] r_{12}^{(i\lambda)} &= \frac{\chi^{(\lambda)}}{2(2\lambda + 1)} q_{12}^{(\lambda)} \sum_{34} q_{34}^{(\lambda)} (1 - \eta_3 - \eta_4) (r_{34}^{(i\lambda)} + s_{34}^{(i\lambda)}) - \\ &- \chi^{(\lambda)} \sum_{34} p_{14}^{(\lambda)} p_{32}^{(\lambda)} (1 - \eta_3 - \eta_4) r_{34}^{(i\lambda)} \left\{ \begin{matrix} j_1 & j_4 & \lambda \\ j_3 & j_2 & \lambda \end{matrix} \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 [\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \omega_\lambda^{(i)}] s_{12}^{(i\lambda)} &= \frac{\chi^{(\lambda)}}{2(2\lambda + 1)} q_{12}^{(\lambda)} \sum_{34} q_{34}^{(\lambda)} (1 - \eta_3 - \eta_4) (r_{34}^{(i\lambda)} + s_{34}^{(i\lambda)}) - \\
 &- \chi^{(\lambda)} \sum_{34} p_{14}^{(\lambda)} p_{32}^{(\lambda)} (1 - \eta_3 - \eta_4) s_{34}^{(i\lambda)} \begin{Bmatrix} j_1 & j_4 & \lambda \\ j_3 & j_2 & \lambda \end{Bmatrix},
 \end{aligned}$$

здесь  $\varepsilon_j = (e_j - \nu)(u_j^2 - v_j^2) + 2u_j v_j \langle 0 | \hat{\Delta} | 0 \rangle + G v_j^4$  — энергия квазичастицы. Приведенные уравнения формально отличаются от стандартных учетом  $H_{sc}$  — обменного по отношению к  $H_{22}$  взаимодействия и эффекта блокировки — множители  $(1 - \eta_1 - \eta_2)$  как в спаривательном, так и в мультипольном каналах взаимодействия. Как показали расчеты, вклад  $H_{sc}$  — на уровне 10 % во все рассчитываемые характеристики.

Нам осталось получить уравнения для  $u$ -,  $v$ -коэффициентов и  $\eta$ -чисел. Обычно коэффициенты преобразования Боголюбова ищут путем минимизации  $\langle 0 | \tilde{H}_0 | 0 \rangle$ . Но при этом, как мы уже говорили, теряется важный вклад от мультипольных сил притяжения: может оказаться, что системе выгодно иметь размытую ферми-поверхность, так как в этом случае сильно возрастает вклад мультипольных сил притяжения в энергию основного состояния. Иначе говоря, нужно минимизировать по  $u$ ,  $v$  полную энергию  $\langle 0 | \Omega^{(i)} \tilde{H}_{\text{mod}} \Omega^{\dagger(i)} | 0 \rangle$  в каждом из фононных состояний. Воспользовавшись уравнением Гайзенберга, ортонормированностью фононных векторов и тем, что  $\omega_\lambda^{(i)}$  не зависит явно от  $u$ ,  $v$ , получим, что задача сводится к минимизации  $\tilde{H}_{\text{mod}}$  в основном состоянии при условии  $u_j^2 + v_j^2 = 1$  для любых  $j$ , то есть

$$\delta \left\{ \langle 0 | \tilde{H}_{\text{mod}} | 0 \rangle - \mu_j (u_j^2 + v_j^2 - 1) \right\} = 0.$$

Множитель Лагранжа  $\mu_j$  в этом уравнении легко исключить, подействовав на выражение, стоящее в фигурных скобках, линейным оператором вида  $\text{rot}_j = 1/2(u_j \partial / \partial v_j - v_j \partial / \partial u_j)$ . Тем самым коэффициенты  $u$ ,  $v$  для каждого  $j$  должны удовлетворять уравнению

$$\text{rot}_j \langle 0 | \tilde{H}_{\text{mod}} | 0 \rangle = 0.$$

Вычисление  $\text{rot}_j$  от  $\langle 0 | \tilde{H}_0 | 0 \rangle$  не представляет затруднений. Иначе обстоит дело с вкладом от  $\langle 0 | H_{22} + H_{04} | 0 \rangle$ , пропорциональным величине  $\left[ \sum (1 - \eta_1 - \eta_2) q_{12}^{(\lambda)} s_{12}^{(i\lambda)} \right]^2$ . Воспользовавшись уравнением для  $s$ -амплитуд, найдем

$$\text{rot}_3 (q_{12}^{(\lambda)} s_{12}^{(i\lambda)}) = 2s_{12}^{(i\lambda)} \text{rot}_3 (q_{12}^{(\lambda)}) + \frac{\chi^{(\lambda)}}{2(2\lambda + 1)} q_{12}^{(\lambda)} q_{12}^{(\lambda)} \text{rot}_3 \left[ \frac{\sum \dots}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \omega} \right].$$

Численный анализ в приближении константного спаривания путем вариации константы парных сил показал, что вклад второго члена в распределение

амплитуд  $u, v$  — на уровне единиц процентов от первого, а вклад от  $H_{sc}$  вообще исчезающе мал. В итоге находим, что распределение чисел  $u, v$  с хорошей точностью удовлетворяет системе уравнений

$$(2j+1)(1-2\eta_j) \left[ (e_j - \nu) u_j v_j - 1/2(u_j^2 - v_j^2) \langle 0 | \hat{\Delta} | 0 \rangle \right] = \\ = 1/2 \sum (u_j u_i - v_j v_i) (1 - \eta_j - \eta_i) \Delta_{ji}, \quad (12)$$

где

$$\Delta_{ji} = 2 \sum \frac{\chi^{(\lambda)}}{2(2\lambda+1)} f_{ji}^\lambda s_{ji}^{(n\lambda)} \sum_{kl} q_{kl}^{(\lambda)} (1 - \eta_k - \eta_l) s_{kl}^{(n\lambda)},$$

а положение химпотенциала определяется условием сохранения числа частиц в среднем

$$N = \sum_j (2j+1) \{ v_j^2 + (u_j^2 - v_j^2) \eta_j \}.$$

Удобно именно сейчас прокомментировать уравнение (12), приведя и некоторые результаты. Левая часть уравнения, если бы она равнялась нулю, представляет собой стандартное уравнение сверхтекучести со спаривательной щелью  $\Delta(G) = \langle 0 | \hat{\Delta} | 0 \rangle$ , перенормированной из-за наличия в каждом одночастичном состоянии  $(2j+1)\eta_j$ -квазичастиц. Правая часть (12) — дополнительное спаривательное поле, возникающее от обмена между нуклонами фононами различной мультипольности. Роль этого поля исключительно важна, так как даже в случае  $G \rightarrow 0$  уравнение (12) может иметь решение, отвечающее размытой ферми-поверхности.

Это иллюстрирует рис. 17, *а*, где схематически представлена зависимость  $u \cdot v$  от константы спаривательных сил при  $\chi = 0$  и при  $\chi$ , превышающем некоторое критическое значение  $\chi^*$ , определяемое конкретной ферми-поверхностью. В свое время [14] это обстоятельство послужило основанием для того, чтобы назвать обсуждаемое явление «аномальной сверхтекучестью». Чтобы продемонстрировать влияние  $\Delta_{ji}$ -членов на дополнительное к  $\Delta(G)$  размытие ферми-поверхности, на рис. 17, *б* показано изменение чисел нуклонов  $\Delta n_j$  в одночастичных состояниях ядра  $^{152}\text{Sm}$ , вызванное учетом  $\Delta_{ji}$ -членов. В итоге мы сталкиваемся с парадоксальной, на первый взгляд, ситуацией. С одной стороны, с ростом степени коллективности ядра, как мы увидим ниже, будут возрастать значения  $\eta$  и, как следствие соответствующего уменьшения  $\Delta(G)$ , будут уменьшаться энергии квазичастиц. С другой стороны, размытие ферми-поверхности при этом будет не убывать, а напротив, все более и более увеличиваться из-за возрастающей роли  $\Delta_{ji}$ -членов. Уменьшение энергий квазичастиц с ростом коллективности ядра прямо следует из уменьшения четно-нечетной разности масс в сильноколлективных ядрах, что может наблюдаться по резкому увеличению плотности состояний в ядрах при



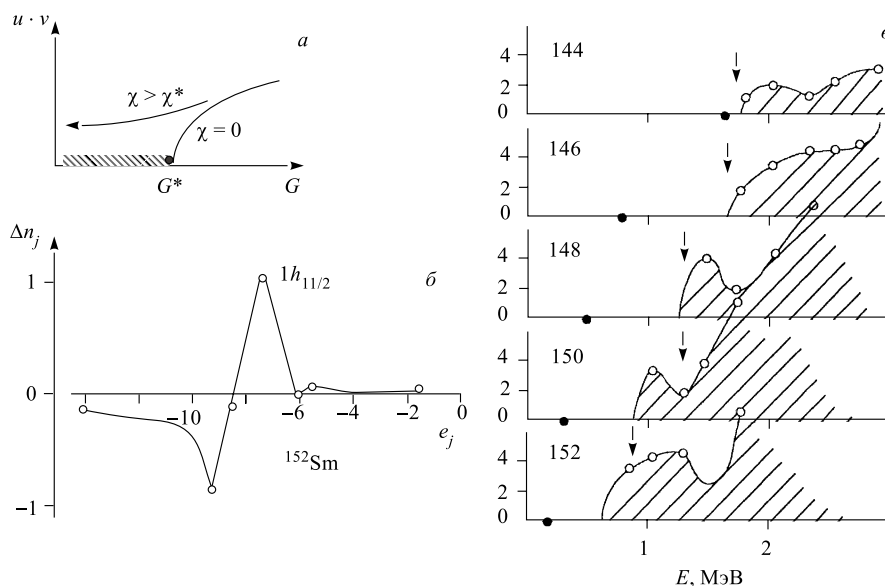


Рис. 17. *a*) Схематическая зависимость  $u \cdot v$  от константы спаривательных сил при константе мультипольных сил  $\chi = 0$  и при  $\chi$ , превышающей некоторое критическое значение. *б*) Изменение чисел заполнения нуклонами одночастичных состояний изотопа  $^{152}\text{Sm}$ , вызванное учетом мультипольных сил. *в*) Плотность уровней возбужденных состояний изотопов самария как функция энергии возбуждения. Стрелками показано положение первого рассчитанного неколлективного состояния, темными точками — коллективного

малых энергиях возбуждения. Это демонстрирует рис. 17, *в*, где представлена экспериментальная плотность уровней в  $^{144-152}\text{Sm}$  как функция энергии возбуждения. При построении этой зависимости мы отбрасывали состояния, принадлежащие ираст-полосе, и следили лишь за тем значением энергии, начиная с которого плотность резко возрастает (ведь природа большинства состояний нам пока неизвестна). На каждом из этих рисунков крупной стрелкой показано положение рассчитанного нами первого неколлективного решения. Наблюдаемая корреляция столь отчетлива, что положительный ответ на вопрос об уменьшении энергии квазичастиц с ростом степени коллективности ядра не вызывает сомнения.

Мы видим, что как уменьшение энергий квазичастиц с ростом степени коллективности ядра, так и возрастающее при этом размытие ферми-поверхности представляют собой два важнейших динамических эффекта, в пренебрежении которыми и кроется одна из причин неудачи предшествующих попыток описания четно-четных ядер.

Перейдем к вопросу о вычислении  $\eta$ . Получить точное выражение для них невозможно, всегда приходится ограничиваться каким-то приближением. «Нулевое» приближение

$$\eta_j = \sum_{ni\lambda} (2\lambda + 1)/(2j + 1) [s_{ij}^{(n\lambda)}]^2,$$

на которое опирались в работе [4] при  $\omega \rightarrow 0$ , имеет асимптотику вида  $\eta|_{\omega \rightarrow 0} \sim 1/[\omega/c]$ , где  $c$  — некоторая постоянная. Но в силу определения числа  $\eta$  не могут превышать значения  $1/2$ . «Линейное приближение» [12, 14, 26]

$$\eta_j = \sum_{ni\lambda} (2\lambda + 1)/(2j + 1) [s_{ij}^{(n\lambda)}]^2 (1 - \eta_i - \eta_j)$$

с асимптотикой  $\eta|_{\omega \rightarrow 0} \sim 1/2[1 - \omega/2c]$  тоже имеет невысокую точность в сильноколлективных ядрах (порядка 80%), которую легко оценить, вычислив, например, полный момент одночастичного состояния. Чтобы найти более адекватное приближение, рассмотрим совокупность векторов типа «квазичастица +  $N$  фононов»

$$|JM\rangle = [D_j]^{-1/2} \alpha_j^+ \otimes \{\Omega_\lambda^{(i)}\}^N |0\rangle$$

с нормировкой  $D_j = (1 - \eta_j) \delta_{kk'} \delta_{jj'} \delta_{ii'} \delta_{\lambda\lambda'}$ . В результате получим

$$\begin{aligned} \eta_j &= (2j + 1)^{-1} \sum_m \langle 0 | \alpha_{jm}^+ \alpha_{jm} | 0 \rangle = \\ &= (2j + 1)^{-1} \sum_{mJ_i M} \langle 0 | \alpha_{jm}^+ | J_i M \rangle \langle J_i M | \alpha_{jm} | 0 \rangle = \\ &= \sum_{ni\lambda} (2\lambda + 1)/(2j + 1) [s_{ij}^{(n\lambda)}]^2 (1 - \eta_i - \eta_j)^2 / (1 - \eta_i) \end{aligned}$$

с асимптотикой  $\eta|_{\omega \rightarrow 0} \sim 1/2\{1 - [\omega/c]^{1/2}/2\}$ . Как показали численные расчеты при суммировании по  $n, \lambda$ , как в уравнении (12), так и в других вполне можно ограничиться учетом первых трех-четырех решений с моментами  $\lambda = 2, 3$ ; вклад в распределение чисел  $u, v, \eta$  от остальных решений и вклад от состояний большей мультипольности незаметен на уровне точности расчета (0,1%) как в сферических, переходных, так и в деформированных ядрах. Особенно привлекает то, что рассчитанные значения полного момента любого из фононных состояний не отличаются от точного ответа более чем на 0,2%.

В излагаемой схеме расчета наибольшую неопределенность будет вносить каноническое преобразование Боголюбова, приводящее к тому, что полное

число нуклонов не является точным квантовым числом; их число сохраняется лишь в среднем. Чтобы ввести на это поправку, мы воспользовались известным методом проектирования [4] и получили следующую перенормировку для константы парных сил:

$$G \rightarrow G \left\{ 1 + \left[ \sum_j (2j+1) [\eta_j (u_j^2 - v_j^2)^2 + (1 - 2\eta_j) 2v_j^2 u_j^2] \right]^{-1} \right\}.$$

Обнаружилась любопытная деталь: если, как это принято, перенормировку проводить в приближении  $\eta = 0$ , то ее величина сильно меняется от ядра к ядру. И напротив, она оказывается почти постоянной, чуть более 12%, в рассматриваемом нами приближении для чисел  $u$ ,  $v$ ,  $\eta$ .

Вероятности электромагнитных переходов и значения магнитных моментов состояний рассчитывались стандартно. Что же касается зарядового радиуса ядра в основном состоянии (вакуум фононов), то выражение

$$Z \langle R^2 \rangle = \sum_j (2j+1) \langle j | r^2 | j \rangle [v_j^2 + (u_j^2 - v_j^2) \eta_j]$$

не учитывает влияние ангармонических поправок, обусловленных  $H_{13}$ , которые пока нами не рассчитываются. Для верхней оценки роли этого механизма мы перенормировали одночастичный оператор  $\hat{r}^2$  на величину  $1 + 5/4\pi \cdot \beta^2$ , где величина среднеквадратичной деформации выражается через нормировочный множитель фононных амплитуд  $r$  и  $s$  следующим простым способом:  $\beta^2 = 25/[2E(2_1^+)Y_2]$ .

**2.3. Параметризация.** Описывая параметризацию, мы, естественно, приведем и ряд результатов, лежащих в ее основании.

*Среднее поле.* Параметры среднего поля  $V(r)$ , взятого в форме потенциала Саксона–Вудса, мало отличаются от стандартных [4]. Глубина определяется следующим выражением:

$$V_0^\pm = 52 [1 \pm 0,647(N - Z)/A] \text{ МэВ},$$

где «+» относится к протонам, а «-» к нейтронам. Радиус полуспада  $r_0 = 1,28$  фм и диффузность  $a = 0,69$  фм зафиксированы нами (естественно, неоднозначно) из описания абсолютных значений зарядовых радиусов ядер  $^{116}\text{Sn}$  и  $^{144}\text{Sm}$ . Наиболее неопределенной характеристикой среднего поля являются константы спин-орбитальных сил  $\zeta^\pm$ :

$$V_{ls}^\pm = \zeta^\pm [1 + 2(N - Z)/A] V_0^\pm / 2.$$

В каком-то смысле достоверно они определены лишь для магических ядер. Являются ли они постоянными во всей массовой области или же значительно меняются? На этот вопрос бозонная модель спин-орбитальных сил не

дает ответа. Имеется лишь указание на то, что с точностью до изотопического множителя сумма протонной и нейтронной констант будут постоянными по всей области масс, т. е.

$$1/2(V_0^+\zeta^+ + V_0^-\zeta^-) \approx \text{const.} \quad (13)$$

С другой стороны, существуют прямые экспериментальные данные, показывающие, что даже в пределах одной изотопической цепочки  $\zeta^+$  значительно меняется. Речь идет о  $7/2_1^+$ - и  $5/2_1^+$ -состояниях изотопов Sb, идентифицируемых как одночастичные, которые значительно меняют свое относительное положение по мере увеличения атомного номера, то есть у нас имеются все основания для того, чтобы константы  $\zeta^\pm$  рассматривать как свободные параметры, выбираемые из условия наилучшего описания спектроскопической информации. С этого мы начали, но довольно скоро, даже на основе беглого анализа свойств изотопов Sn и Hg убедились в справедливости (13) с  $\text{const} \sim 14$  МэВ.

Это был один из неожиданных результатов работы. Ведь ясно, что выбранный нами гамильтониан приближенный и задачу мы решаем приближенно, а в итоге приходим к чистому релятивизму! К обсуждению этого вопроса мы еще вернемся, а сейчас лишь подчеркнем, что в силу (13) в модели остается один свободный параметр.

*Спаривательное взаимодействие.* Из широкого круга различных вариантов параметризации спаривательного взаимодействия, которое мы исследовали, наиболее удовлетворительной оказалась параметризация вида

$$G = 19,5/A \cdot [1 \pm 0,51(N - Z)/A].$$

*Мультипольное взаимодействие.* Параметризацию мультипольных сил мы выбрали, следуя разумной идеологии модели жидкой капли, согласно которой функция  $f^{(\lambda)}(r) = r \partial V(r)/\partial r$  — не зависящая от мультипольности величина. Тогда и константы сил не зависят от мультипольности

$$\frac{1}{\chi_\pm} = \int_0^\infty r \frac{dV^\pm}{dr} \frac{d\rho^\pm}{dr} dr.$$

Здесь  $\rho^\pm$  — одночастичная протонная «+» или нейтронная «-» плотность, вычисляемая в точке  $\eta = 0$ . Что касается  $pn$ -взаимодействия, то  $\chi_{pn} = \chi_{pn} = \sqrt{\chi_+ \chi_-}$ . Важным оказался учет кулоновского взаимодействия для адекватного описания экспериментальных данных в целом. Для потенциалов с достаточно резким краем  $\chi \approx \text{const}/A^{4/3}$ .

*Выбор базиса одночастичных состояний.* В расчетах участвовало по четыре осцилляторные оболочки как для протонов, так и для нейтронов. При

изменении констант спин-орбитальных сил в цепочке изотопов мы следили за тем, чтобы в расчетах принимали участие одни и те же одночастичные состояния. Размерность базиса была определена из описания  $E2$ -переходов в изотопах Sn.

**2.4. Результаты расчетов в однофоновом приближении.** Прежде всего напомним, что любой из представленных в работе результатов получен при определенном выборе протонной либо нейтронной константы спин-орбитальных сил, так как их сумма (13) оказалась постоянной во всей области масс

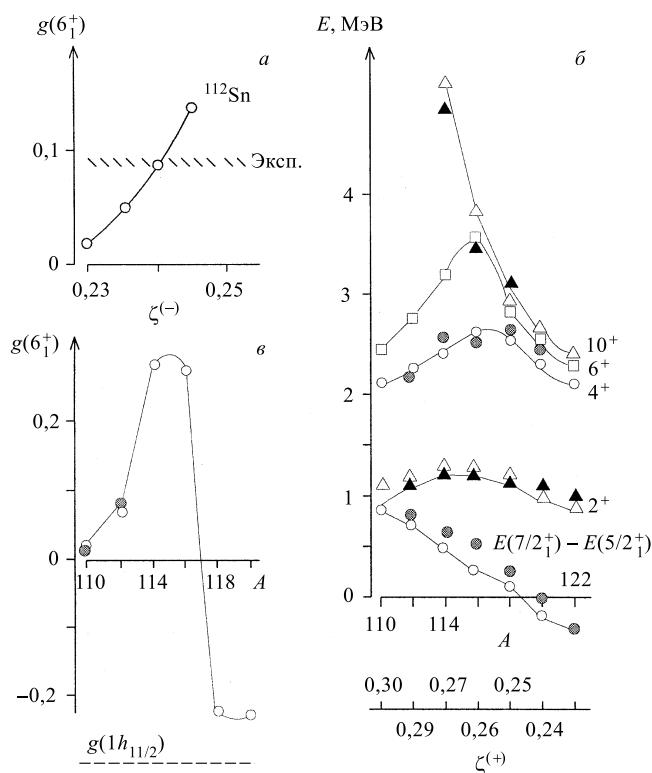


Рис. 18. а) Рассчитанные для  $^{112}\text{Sn}$  значения  $g(6_1^+)$  в зависимости от нейтронной константы  $\zeta^-$  спин-орбитальных сил в сравнении с экспериментом. б) Рассчитанная (светлые символы) и экспериментальная (темные символы) зависимости энергий  $2_1^+$ -,  $4_1^+$ -,  $6_1^+$ - и  $10_1^+$ -состояний в изотопах олова (разность энергий  $7/2_1^+$ - и  $5/2_1^+$ -состояний в соответствующих изотопах Sb) от массового числа. Внизу приведена соответствующая этим массовым числам шкала изменений протонной константы спин-орбитальных сил. в) Рассчитанные (светлые символы) и экспериментальные (темные символы) значения  $g(6_1^+)$  в зависимости от массового числа

и равной 13,9 МэВ. Как была зафиксирована эта сумма? Из анализа свойств изотопов Sb и Sn.

Константа  $\zeta^+$  определяется из описания относительного положения  $7/2_1^+$  и  $5/2_1^+$  одночастичных состояний  $^{113}\text{Sb}$ ,  $\zeta^-$  — из описания  $g$ -фактора  $6_1^+$ -состояния  $^{112}\text{Sb}$ . Это демонстрирует рис. 18, *a*, где показана зависимость  $g(6_1^+)$  от  $\zeta^-$ . Столь резкая зависимость от  $\zeta^-$  обусловлена разной степенью смешивания двухквасичастичных конфигураций  $[1g_{7/2}, 2d_{5/2}]_{6^+}^2$  и  $[1g_{7/2}]_{6^+}^2$ , имеющих существенно различные магнитные моменты.

После того как сумма (13) зафиксирована, в модели остается один параметр, будем считать  $\zeta^+$ , который определяется из описания всей имеющейся спектроскопической информации по данному ядру.

Удается ли при этом — выбором одного параметра — воспроизвести характерные изменения в спектрах возбуждения ядер в цепочке изотопов? Это демонстрирует рис. 18, *b* для  $2_1^+$ -,  $4_1^+$ -,  $6_1^+$ - и  $10_1^+$ -состояний изотопов олова. Как при этом описывается относительное положение  $7/2_1^+$ - и  $5/2_1^+$ -состояний в соответствующих ядрах Sb, показано в нижней части этого рисунка, вместе со шкалой изменений  $\zeta^+$ . Любопытным оказалось поведение  $g(6_1^+)$  в зависимости от массового числа (рис. 18, *в*). Мы видим, что в согласии с экспериментом при переходе от  $^{110}\text{Sn}$  к  $^{112}\text{Sn}$  значение  $g(6_1^+)$  быстро возрастает, достигая максимального значения в  $^{114}\text{Sn}$ . Но уже в изотопе  $^{118}\text{Sn}$   $g(6_1^+)$  имеет другой знак, что обусловлено ведущей ролью  $[1h_{11/2}]_{6^+}^2$ -конфигурации в формировании  $6_1^+$ -состояния. Однако экспериментальных данных для этих изотопов пока нет. Другие известные данные представлены в табл. 3, 4 вместе с результатами расчетов.

Если рис. 18 характеризует общую тенденцию, то рис. 5, о котором мы уже говорили, показывает, до какой степени детальности в однофононном

Таблица 3. Результаты расчетов  $g(J)$  в однофононном приближении для некоторых состояний изотопов  $^A\text{Sn}$  в сравнении с экспериментом

A	$J_i^\pi$	g	
		Расч.	Эксп.
110	$6_1^+$	+0,028	+0,012(5)
112	$6_1^+$	+0,091	+0,089(6)
114	$7_1^-$	-0,047	-0,081
116	$5_1^-$	-0,049	-0,045
	$10_1^+$	-0,263	-0,231(2)
118	$5_1^-$	-0,080	-0,065(5)
	$7_1^-$	-0,065	-0,098
120	$5_1^-$	-0,081	-0,061(5)

Таблица 4. Результаты расчетов в однофононном приближении

A	$E(2_1^+)$		$B(E2) \uparrow, (e \cdot б)^2$		$g(2_1^+)$		$\Delta \langle r^2 \rangle_{A,A'}, \text{ фм}^2$	
	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.
Sn								
110	1,024	1,212	0,24				-0,278	-0,417
112	1,207	1,257	0,21	0,24(2)	0,14		-0,164	-0,269
114	1,373	1,300	0,18	0,23(5)	0,15		-0,040	-0,136
116	1,422	1,294	0,16	0,21(1)	0,12		0	
118	1,350	1,230	0,17	0,21(1)	0,09		+0,064	0,128
120	1,038	1,171	0,22	0,20(1)	0,03		+0,199	0,241
122	0,983	1,141	0,21	0,19(1)	0,00		+0,254	0,342
Ba								
130	0,450	0,386	0,88	0,60(20)	0,37	0,35(3)	-0,074	-0,086
132	0,523	0,465	0,80	0,86(6)	0,38	0,34(3)	-0,049	-0,068
134	0,679	0,605	0,79	0,68(20)	0,53	0,43(5)	-0,017	-0,053
136	0,883	0,819	0,66	0,40(1)	0,57	0,34(5)	-0,014	-0,041
138	1,556	1,436	0,40	0,23(1)	0,80		0	
140	0,817	0,602	0,81		0,34		+0,315	+0,281
Hg								
186	0,367	0,405	0,95	1,37(23)	0,63		-0,522	-0,464
190	0,366	0,416	1,13		0,49		-0,314	-0,319
196	0,347	0,426	0,99	1,15(5)	0,49		-0,067	-0,081
198	0,394	0,412	0,86	0,99(1)	0,57	0,56(9)	0	

приближении удается описать спектры возбуждения наиболее изученных изотопов.

Аналогичные расчеты были выполнены нами и для многих других цепочек изотопов из области  $A \sim 100, 150, 200$ . Типичные результаты были показаны на рис. 6 и в табл. 4. Как видно, однофононное приближение довольно успешно воспроизводит свойства основных характеристик ядер в длинных изотопических цепочках.

Возникает вопрос: а имеем ли мы право делать какие-то выводы из сопоставления с экспериментом результатов расчета в гармоническом приближении? Для изотопов олова такое сопоставление вполне правомерно, так как малость квадрупольного момента  $2_1^+$ -состояний говорит о малой роли  $H_{13}$ . Но ведь этого нельзя сказать, например, об изотопах самария. Так почему и там мы говорим об «удовлетворительном» описании? Дело в том, что наши многочисленные исследования по нечетным ядрам показали, что  $H_{13}$  довольно слабо сказывается на описании относительного положения ирра-

состояний, вероятностей переходов между ними и др. Поэтому рассчитанные нами характеристики в гармоническом приближении будут достаточно близко соответствовать результатам расчетов этих же характеристик и после учета  $H_{13}$ .

При внешнем благополучии полученных результатов мы выявили ряд систематических расхождений с экспериментом, прежде всего: а) завышенное по сравнению с экспериментом значение  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в ядрах с магическим числом нейтронов; б) заниженное по сравнению с экспериментом расщепление высокоспиновых мультиплетов.

В совокупности эти расхождения обязаны тому, что мультиполь-мультипольное взаимодействие имеет слишком «маленький радиус действия»; в результате диагональные и недиагональные парные матричные элементы сравнимы по величине. И если величины сил будут выбраны из описания расщепления высокоспиновых мультиплетов, то за счет слишком сильного смешивания конфигураций мы всегда будем получать завышенные значения  $B(E2)$ . В этом плане мультиполь-мультипольное приближение к эффективным силам в ядрах можно считать «обреченным». Однако приобретаемый на этом пути опыт в распознавании «главных диаграмм» является необходимой предпосылкой дальнейшего продвижения вперед в будущей работе с реалистическими ядерными силами. Поэтому и в дальнейшем при построении многофононных состояний и учете ангармонических поправок мы будем опираться на мультиполь-мультипольное приближение.

**2.5. Теория многофононных состояний.** Пусть, как и прежде,  $\hat{\Omega}_{\lambda\mu}^{(i)}$  обозначает оператор рождения  $i$ -го фонона с моментом  $\lambda$ , проекцией  $\mu$ . Рассмотрим двухфононную волновую функцию (для упрощения письма символ  $i$  мы будем опускать) с моментом  $R$  и проекцией  $M$ :

$$|[\lambda]_R^2\rangle = [K_{2\lambda R}]^{-1/2} \sum_{\mu\nu} C_{\lambda\mu\lambda\nu}^{RM} \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^+ \hat{\Omega}_{\lambda\nu}^+ |0\rangle.$$

Здесь  $K_{2\lambda R}$  — нормировочный множитель, определяемый из условия  $\langle [\lambda]_R^2 | [\lambda]_R^2 \rangle = 1$ . Вычислим его:  $K_{2\lambda R} = 2 + P_{\lambda\lambda}^R$ , где

$$P_{\lambda_1\lambda_2}^R = -(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1) \sum_{1234} \left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_2 & \lambda_1 \\ j_3 & j_4 & \lambda_2 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & R \end{array} \right\} \times \\ \times \left[ r_{12}^{(\lambda_1)} r_{34}^{(\lambda_2)} r_{13}^{(\lambda_1)} r_{24}^{(\lambda_2)} - s_{12}^{(\lambda_1)} s_{34}^{(\lambda_2)} s_{13}^{(\lambda_1)} s_{24}^{(\lambda_2)} \right] (1 - \eta_1 - \eta_3)(1 - \eta_2 - \eta_4).$$

Здесь амплитуды  $r$  и  $s$  зависят и от числа фононов  $N$ , и от полного момента  $R$ ; мы не выписываем эти квантовые числа, чтобы не загромождать запись, но об этом следует помнить.



Теперь заметим, что мы получим тот же самый результат, если будем считать, что операторы фононов удовлетворяют бозонным коммутационным соотношениям, тогда как паулиевские поправки учтем введением специального оператора антисимметризации  $P$ , действие которого на двухфононный вектор  $|\lambda_R^2\rangle$  определяется именно так, чтобы выполнялось тождество

$$\langle \lambda_R^2 | (1 + P) | \lambda_R^2 \rangle = 1.$$

В результате находим, что [24]

$$\begin{aligned} P[A_{12}^+(\lambda)A_{34}^+(\lambda)]_R &= - \sum (2\lambda + 1)[(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \times \\ &\times \left( [A_{13}^+(\lambda_1)A_{24}^+(\lambda_2)]_R \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & \lambda \\ j_3 & j_4 & \lambda \\ \lambda_1 & \lambda_2 & R \end{Bmatrix} + \right. \\ &\left. + (-)^{j_3 - j_4 - \lambda} [A_{14}^+(\lambda_1)A_{23}^+(\lambda_2)]_R \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & \lambda \\ j_4 & j_3 & \lambda \\ \lambda_1 & \lambda_2 & R \end{Bmatrix} \right). \end{aligned}$$

Аналогично определено  $P[A_{12}(\lambda)A_{34}(\lambda)]_R$ . Пока не было сделано никаких приближений, и формальное существо предложенного в [24] метода заключается в том, чтобы при учете паулиевских поправок ограничиться вкладом от двухфононных компонент. Тогда норма  $N$ -фононного состояния равна

$$K_{N\lambda I} = N! \left\{ 1 + (N - 1)/2 \sum \Gamma_{NIR}^2 P_{\lambda\lambda}^R \right\},$$

где  $\Gamma_{NIR}$  — вес двухфононной компоненты с моментом  $R$  в  $N$ -фононном состоянии с набором квантовых чисел  $I, \dots$ , вычисляемый стандартным образом через генеалогические коэффициенты [29].

В высокой точности этого приближения легко убедиться, рассмотрев различные предельные ситуации. Например, выберем какую-то запрещенную по спине многоквaziчастичную конфигурацию  $\{j\}_J^N$ . Если мы попытаемся представить ее как  $N/2$ -фононную, то найдем  $K_{N/2, \lambda J} = 0$ . Другой пример: если считать, что фонон формируется на одном одночастичном  $j$ -уровне, то максимальное число фононов, которое можно возбудить в такой системе, определяется условием равенства нулю нормы вектора. Так, рассчитанный максимальный угловой момент  $J_{\max} = 2N_{\max}$ , почти всегда совпадает с его точным значением для  $\{j\}_J^{N_{\max}}$ -конфигурации. Другими словами, «двухфононное» приближение к учету паулиевских поправок вполне адекватно отражает реальную ситуацию, а введение оператора  $P$  позволяет унифицировать всю процедуру вычислений.

Нам остается привести вариационное уравнение, определяющее структуру одного фонона в  $N$ -фононном состоянии с набором квантовых чисел  $J, N \dots$ :

$$\delta \left\{ \langle [\lambda]_{\lambda}^1 | \tilde{H}_0 + H_{qq} | [\lambda]_{\lambda}^1 \rangle + (N-1)/2 \times \right. \\ \left. \times \sum \Gamma_{NJR}^2 \langle [\lambda]_R^2 | H_{qq} P | [\lambda]_R^2 \rangle - \omega_{\lambda \dots} (\langle [\lambda]_{\lambda}^1 | [\lambda]_{\lambda}^1 \rangle - 1) \right\} = 0, \\ E_{N,J \dots} = N\omega_{\lambda \dots}.$$

Здесь  $H_{qq} = H_{22} + H_{04} + H_{sc}$ . После вариаций по амплитудам  $r, s$  найдем

$$(2\lambda + 1)^{-1} \{ S_p (\chi_{pp} F_p + \chi_{pn} F_n) + S_n (\chi_{nn} F_n + \chi_{np} F_p) \} + \\ + D_p + D_n = F_p + F_n,$$

где

$$S_{\tau} = \sum_{12} q_{12}^{(\lambda)} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) / ([\varepsilon_1 + \varepsilon_2]^2 - \omega_{\lambda}^2) (1 - \eta_1 - \eta_2),$$

$$F_{\tau} = \sum_{12} q_{1_{\tau} 2_{\tau}}^{(\lambda)} (r_{1_{\tau} 2_{\tau}}^{(\lambda)} + s_{1_{\tau} 2_{\tau}}^{(\lambda)}) (1 - \eta_{1_{\tau}} - \eta_{2_{\tau}}),$$

$$r_{1_p 2_p}^{(\lambda)} = \frac{q_{1_p 2_p}^{(\lambda)}}{2(2\lambda + 1)(\varepsilon_{1_p} + \varepsilon_{2_p} - \omega_{\lambda})} (\chi_{pp} F_p + \chi_{pn} F_n) - \\ - [(\varepsilon_{1_p} + \varepsilon_{2_p} - \omega_{\lambda})(1 - \eta_{1_p} - \eta_{2_p})]^{-1} \frac{\partial M}{\partial r_{1_p 2_p}^{(\lambda)}},$$

$$s_{1_p 2_p}^{(\lambda)} = \frac{q_{1_p 2_p}^{(\lambda)}}{2(2\lambda + 1)(\varepsilon_{1_p} + \varepsilon_{2_p} + \omega_{\lambda})} (\chi_{pp} F_p + \chi_{pn} F_n) - \\ - [(\varepsilon_{1_p} + \varepsilon_{2_p} + \omega_{\lambda})(1 - \eta_{1_p} - \eta_{2_p})]^{-1} \frac{\partial M}{\partial s_{1_p 2_p}^{(\lambda)}},$$

$$D_p = \sum_{12} q_{1_p 2_p}^{(\lambda)} \left[ (\varepsilon_{1_p} + \varepsilon_{2_p} - \omega_{\lambda})^{-1} \frac{\partial M}{\partial r_{1_p 2_p}^{(\lambda)}} + (\varepsilon_{1_p} + \varepsilon_{2_p} + \omega_{\lambda})^{-1} \frac{\partial M}{\partial s_{1_p 2_p}^{(\lambda)}} \right],$$

$$M = \frac{N-1}{2} \sum \Gamma_{NJR}^2 \langle [\lambda_1 \lambda_2]_R^2 | H_{qq} P | [\lambda_1 \lambda_2]_R^2 \rangle,$$

$$\langle [\lambda_1 \lambda_2]_R^2 | H_{qq} P | [\lambda_1 \lambda_2]_R^2 \rangle = \\ = - \left\{ \chi_{pp} (F_p^{\lambda_1} Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{Rp} + F_p^{\lambda_2} Q_{\lambda_2 \lambda_1}^{Rp}) + \chi_{pn} (F_n^{\lambda_1} Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{Rn} + F_n^{\lambda_2} Q_{\lambda_2 \lambda_1}^{Rn}) \right\} + \\ + \left\{ \chi_{nn} (F_n^{\lambda_1} Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{Rn} + F_n^{\lambda_2} Q_{\lambda_2 \lambda_1}^{Rn}) + \chi_{np} (F_p^{\lambda_1} Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{Rp} + F_p^{\lambda_2} Q_{\lambda_2 \lambda_1}^{Rp}) \right\},$$

где

$$Q_{\lambda_1 \lambda_2}^{R\tau} = -(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1) \sum \left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_2 & \lambda_1 \\ j_3 & j_4 & \lambda_2 \\ \lambda_1 & \lambda_2 & R \end{array} \right\} \times \\ \times [q_{13}^{(\lambda_1)} \{r_{12}^{(\lambda_1)} r_{24}^{(\lambda_2)} r_{34}^{(\lambda_2)} + s_{12}^{(\lambda_1)} s_{24}^{(\lambda_2)} s_{34}^{(\lambda_2)}\} + \\ + q_{24}^{(\lambda_1)} \{r_{12}^{(\lambda_1)} r_{13}^{(\lambda_2)} r_{34}^{(\lambda_2)} + s_{12}^{(\lambda_1)} s_{13}^{(\lambda_2)} s_{34}^{(\lambda_2)}\}] (1 - \eta_1 - \eta_3)(1 - \eta_2 - \eta_4).$$

Символы  $\tau = p(n)$  относятся к протонам (нейтронам). Далее, для упрощения написания во всех выражениях мы не указывали, что амплитуды  $r$  и  $s$  зависят и от набора квантовых чисел, характеризующих  $N$ -фононное состояние. Подчеркнем, что решение уравнений имеет смысл лишь при положительно определенной норме векторов. Те значения квантовых чисел, при которых норма вектора становится равной нулю, означают обрыв полосы коллективных состояний. Но это не значит, что в системе нельзя возбудить состояние с еще большим моментом. Для этого нужно рассмотреть полосу состояний на каком-нибудь неколлективном состоянии большой мультипольности.

**2.6. Результаты расчетов многофононных состояний.** О параметризации все было сказано в п. 2.3. А здесь лишь напомним, что в рассматриваемом подходе всего один свободный параметр — протонная либо нейтронная константа спин-орбитальных сил.

Результаты расчетов в гармоническом приближении спектров полос основных состояний ядер и вероятностей переходов в них были показаны на рис. 12, 13. На рис. 19 в сравнении с экспериментом показаны рассчитанные полные спектры коллективных состояний ряда ядер.

Мы видим, что после учета принципа Паули в формировании многофононных состояний удастся воспроизвести не только структуру ираст-полос ядер и характерные изменения в них при переходе от сферических к деформированным ядрам, но и передать многие характерные особенности, наблюдаемые в полных спектрах.

Однако наиболее ярко роль принципа Паули проявляется в существовании «критического числа» фононов  $N_{\max}$  и соответствующего ему момента  $I_{\max} = 2N_{\max}$ .

Результаты расчетов  $I_{\max}$  и  $E_{\max}$  для изотопов самария представлены на рис. 20, *a, b* вместе с экспериментальными данными по энергиям отделения нуклонов в этих ядрах. Четкая корреляция  $E_{\max}$  с энергией отделения нейтронов  $S_n$  не случайна, она повторяется от расчета к расчету. Это говорит о том, что  $E_{\max}$  — именно та энергия, при которой ядро легко разряжается путем испускания нейтрона с орбитальным моментом  $l = 2$  (протонам мешает кулоновский барьер).

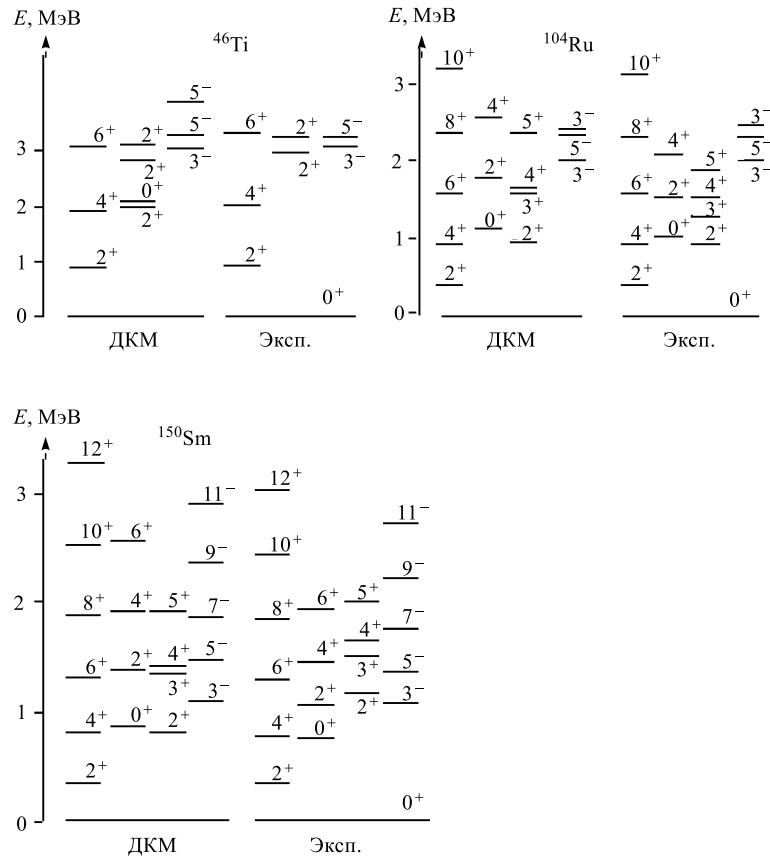


Рис. 19. Рассчитанные в гармоническом приближении ДКМ спектры многофононных состояний ряда ядер в сравнении с экспериментальными спектрами возбуждения

На рис. 20, *в, г* показано поведение  $B(E2)$  в области  $I_{\text{max}}$ , для демонстрации двух типичных встречающихся ситуаций. Последняя ситуация наблюдается в эксперименте для  $^{74}\text{Se}$  при  $I^\pi = 16^+$  (см. п. 3.1). Нам остается учесть ангармонические поправки, чтобы завершить исследование схемы «спаривание + мультипольное взаимодействие».

**2.7. Теория ангармонических поправок.** Приступим к изложению, быть может, важнейшей части работы, а потому еще раз напомним, в чем состояла противоречивость сложившейся ситуации.

Гамильтониан мультипольных сил притяжения  $H_Q$  состоит из двух основных частей:  $H_{qq} = H_{22} + H_{04} + H_{sc}$  и  $H_{13}$ . Первая часть отвечает за формиро-

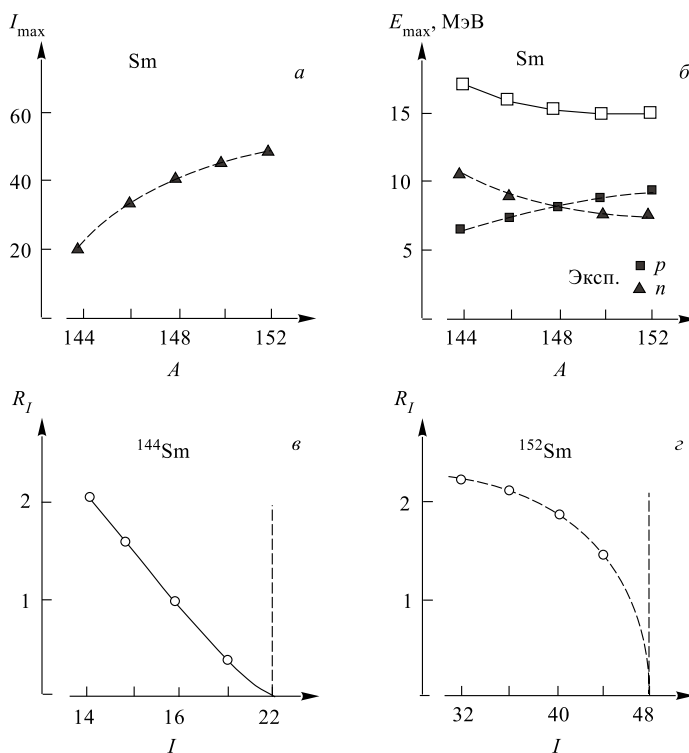


Рис. 20. Рассчитанные значения (треугольники) критического момента (а), соответствующая этим моментам энергия возбуждения (светлые квадратики) и энергии отделения протонов и нейтронов в зависимости от массового числа изотопов самария (б). На рис. в, г показано поведение  $R_I = B(E2; I \rightarrow I - 2)/B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  в области критического момента

вание фононных векторов, тогда как вторая — за их смешивание. Константы сил при первой и второй частях, естественно, совпадают. Однако из анализа экспериментальных данных, в частности, из анализа  $Q(2_1^+)$ , как мы видели, следует, что с ростом степени коллективности ядра, то есть с ростом вклада  $H_{qq}$ , соответствующий вклад от  $H_{13}$  должен убывать. Такое характерное соотношение вкладов впервые было замечено в 1979 г. [26] из анализа свойств нечетных ядер; тогда и было установлено, что всему причиной — нулевые колебания формы. Поэтому, приступая к изучению четно-четных ядер, мы знали, где искать ответ.

Формально наша задача состоит в вычислении матричных элементов вида  $\langle [\lambda]_{J_1}^{N_1} | H_{13}(1 + P) | [\lambda]_{J_2}^{N_2} \rangle$  и диагонализации построенной в конце концов ма-

трицы. Нет нужды приводить детальный вывод формул для этих матричных элементов — техника здесь стандартная, кроме выделения поправок, связанных с нулевыми колебаниями. Этот момент мы обсудим на примере расчета матричного элемента  $\langle \Omega_{\lambda\mu} N_{ji} (\Lambda M) \overset{\dagger}{\Omega}_{\lambda\mu} \rangle$ , к которому сводятся в конечном итоге многие из вычислений.

Стандартная процедура вычисления этого матричного элемента опирается на молчаливое допущение, что коммутатор  $\Omega_{\lambda\mu}$  с  $\overset{\dagger}{\Omega}_{\lambda\mu}$  тождественно равен символу Кронекера, и тогда вклад второго члена в выражении

$$\langle \Omega_{\lambda\mu} N_{ji} \Omega_{\lambda\mu} \rangle = \langle \Omega_{\lambda\mu} [N_{ji}, \overset{\dagger}{\Omega}_{\lambda\mu}]_{(-)} \rangle + \langle \Omega_{\lambda\mu} \overset{\dagger}{\Omega}_{\lambda\mu} N_{ji} \rangle \quad (14)$$

равен нулю при  $\Lambda \neq 0$ . Однако при любом микроскопическом определении фонона символу Кронекера может равняться лишь средневакuumное от коммутатора, а не его точное выражение, содержащее и члены, пропорциональные  $N_{kl}$ . Значит, вклад второго члена в (14) пропорционален  $\langle N_{kl} (\Lambda M) N_{ji} (\Lambda' M') \rangle$ , которое легко рассчитать, приведя это выражение к нормальному относительно вакуума фононов виду и воспользовавшись разложением пар квазичастиц через фононные операторы. В итоге найдем, что

$$\begin{aligned} \langle \Omega_{\lambda\mu} \overset{\dagger}{\Omega}_{\lambda\mu} N_{kl} (LM) \rangle &\sim \langle \alpha_i^{\dagger} \alpha_j \alpha_k^{\dagger} \alpha_l \rangle \sim \eta_j \delta_{kj} \delta_{il} - \\ &- \langle \alpha_i^{\dagger} \alpha_j^{\dagger} \alpha_k \alpha_l \rangle \sim \eta_j \delta_{kj} \delta_{il} - \sum s_{ik}^{(\Lambda)} s_{jl}^{(\Lambda)} (1 - \eta_i - \eta_k)(1 - \eta_j - \eta_l). \end{aligned}$$

Именно эти поправки играют определяющую роль в сильноколлективных ядрах. Нам осталось привести итоговые выражения для матричных элементов.

*Матричные элементы с  $\Delta N = 1$ .*

$$\begin{aligned} \langle [\lambda]_J^{N-1} | H_{13} | [\lambda]_J^N \rangle &= (N-1) \left[ \frac{K_{N,J,\dots}}{K_{N-1,J,\dots}} \right]^{1/2} \Gamma_{N-1,J,\dots}^{N,J,\dots} \times \\ &\times \{ [\chi_{pp} F_{N\lambda J}^p + \chi_{pn} F_{N\lambda J}^n] L_{N\lambda J}^p + [\chi_{nn} F_{N\lambda J}^n + \chi_{np} F_{N\lambda J}^p] L_{N\lambda J}^n + \\ &+ [\chi_{pp} F_{N-1\lambda J}^p + \chi_{pn} F_{N-1\lambda J}^n] M_{N\lambda J}^p + [\chi_{nn} F_{N-1\lambda J}^n + \chi_{np} F_{N-1\lambda J}^p] M_{N\lambda J}^n \}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} L_{N\lambda J}^{\tau} &= -\frac{1}{2} \sum (-)^{j_1+j_3+\lambda} \left\{ \begin{array}{ccc} \lambda & \lambda & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{array} \right\} \times \\ &\times G_{123}^{(\lambda)} [r_{23}^{(N\lambda J)} r_{13}^{(N-1\lambda J)} + (-)^{\lambda} s_{13}^{(N\lambda J)} s_{23}^{(N-1\lambda J)}], \\ M_{N\lambda J}^{\tau} &= -\frac{1}{2} \sum (-)^{j_1+j_3+\lambda} \left\{ \begin{array}{ccc} \lambda & \lambda & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{array} \right\} G_{123}^{(\lambda)} r_{23}^{(N\lambda J)} s_{13}^{(N\lambda J)}, \end{aligned}$$

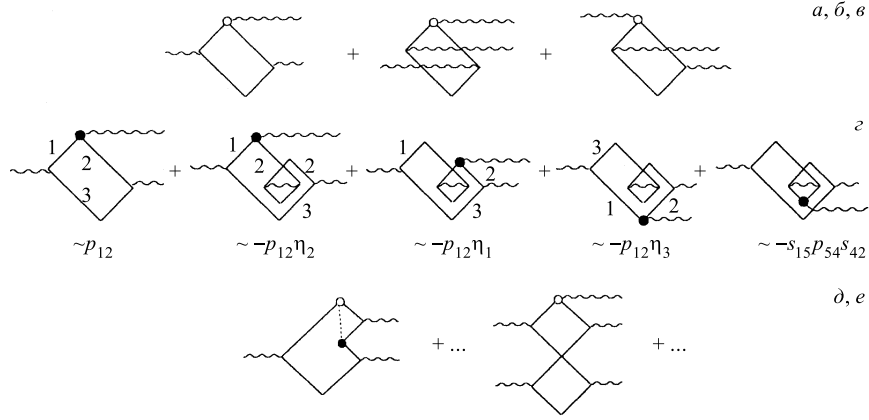


Рис. 21. Диаграммное представление ангармонических поправок в канале с изменением числа фононов на единицу. Сплошные линии — квазичастицы, волнистые — фононы

где

$$G_{123}^{(\lambda)} = p_{12}^{(\lambda)} (1 - \eta_1 - \eta_2 - \eta_3) + \sum_{45\Lambda} (-)^{j_4 + j_5 + \lambda} (2\Lambda + 1) \left\{ \begin{matrix} j_4 & j_5 & \lambda \\ j_1 & j_2 & \Lambda \end{matrix} \right\} \times s_{15}^{(0\Lambda 0)} p_{54}^{(\lambda)} s_{42}^{(0\Lambda 0)} (1 - \eta_1 - \eta_5) (1 - \eta_4 - \eta_2).$$

Весовые коэффициенты

$$\Gamma_{N-1, J, \dots}^{N, J, \dots} = \sum \Gamma_{N-2, J_{N-2}, \dots}^{N-1, J_{N-1}, \dots} G_{N-1, J_{N-1}, \dots}^{N, J_N, \dots} [\lambda] G_{N-2, J_{N-2}, \dots}^{N-1, J_{N-1}, \dots} [\lambda]$$

вычисляются индуктивно по известным «однофононным» генеалогическим коэффициентам [29]  $G_{N-1, J_{N-1}, \dots}^{N, J_N, \dots} [\lambda]$  с начальным условием  $\Gamma_{1, \lambda}^{2, J_2} = \delta_{\lambda, J_2}$ .

Аналогично определены встречающиеся в дальнейшем весовые коэффициенты

$$\Gamma_{N-3, J, \dots}^{N, J, \dots} = \sum \Gamma_{N-4, J_{N-4}, \dots}^{N-1, J_{N-1}, \dots} G_{N-1, J_{N-1}, \dots}^{N, J_N, \dots} [\lambda] G_{N-4, J_{N-4}, \dots}^{N-3, J_{N-3}, \dots} [\lambda]$$

и коэффициенты  $D_{\dots}^{N, J, \dots} [R]$ , определение которых не отличается от  $\Gamma_{N-1, J, \dots}^{N, J, \dots}$ , а отличается только начальное условие

$$D_{2, R}^{3, J} [R] = [(2\lambda + 1)(2R + 1)]^{1/2} \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & R \\ \lambda & J & \lambda \end{matrix} \right\} G_{2, R}^{3, J} [\lambda].$$

Удобно именно сейчас прокомментировать приведенные выражения. Матричные элементы, пропорциональные  $F \cdot L$  и  $F \cdot M$ , отвечают диаграммам, представленным на рис. 21, *a, б* и *в* соответственно. Светлый кружок отвечает матричному элементу  $G_{123}^{(\lambda)}$ , который учитывает перенормировку матричного элемента  $p_{12}^{(\lambda)}$ , обусловленную нулевыми колебаниями формы. На языке диаграмм, представленных на рис. 21, *a*, это означает учет совокупности диаграмм, представленных на рис. 21, *г*. Аналогичную развертку по вакуумным вкладам следует иметь в виду для любой диаграммы, где встречается светлый кружок.

Наряду с приведенными матричными элементами, отвечающими за процессы с изменением числа фононов на единицу, имеются еще два чисто паулиевских:

$$\begin{aligned} \langle [\lambda]_J^{N-1} | H_{13} P | [\lambda]_J^N \rangle &= N(N-1) \left[ \frac{K_{N-1, J, \dots}}{K_{N, J, \dots}} \right]^{1/2} \times \\ &\times \Gamma_{N-1, J, \dots}^{N, J, \dots} \{ \chi_{pp} R_{N\lambda J}^p + \chi_{nn} R_{N\lambda J}^n \} + N(N-1)(N-2) \left[ \frac{K_{N-1, J, \dots}}{K_{N, J, \dots}} \right]^{1/2} \times \\ &\times \sum_{R=0, 2, 4} D_{N-1, J, \dots}^{N, J, \dots} [R] \{ [\chi_{pp} F_{N\lambda J}^p + \chi_{pn} F_{N\lambda J}^n] T_{N\lambda J}^p [R] + \\ &+ [\chi_{nn} F_{N\lambda J}^n + \chi_{np} F_{N\lambda J}^p] T_{N\lambda J}^n [R] \}. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} R_{N\lambda J}^r &= - \sum_{1, \dots, 5} (2\lambda + 1)^2 \left\{ \begin{array}{ccc} \lambda & \lambda & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_5 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} j_2 & j_3 & \lambda \\ j_5 & j_4 & \lambda \\ \lambda & \lambda & \lambda \end{array} \right\} q_{34}^{(\lambda)} G_{125}^{(\lambda)} \times \\ &\times \left[ r_{32}^{(N\lambda J)} r_{45}^{(N\lambda J)} r_{51}^{(N-1\lambda J)} + s_{32}^{(N\lambda J)} s_{45}^{(N\lambda J)} s_{51}^{(N-1\lambda J)} \right] (1 - \eta_3 - \eta_4), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{N\lambda J}^r [R] &= - \sum (2\lambda + 1)^2 \left\{ \begin{array}{ccc} \lambda & \lambda & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_5 \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{ccc} j_2 & j_3 & \lambda \\ j_5 & j_4 & \lambda \\ \lambda & \lambda & R \end{array} \right\} G_{125}^{(\lambda)} \times \\ &\times \left[ r_{32}^{(N\lambda J)} r_{54}^{(N\lambda J)} r_{51}^{(N-1\lambda J)} r_{34}^{(N-1\lambda J)} + \right. \\ &\left. + s_{32}^{(N\lambda J)} s_{54}^{(N\lambda J)} s_{51}^{(N-1\lambda J)} s_{34}^{(N-1\lambda J)} \right] (1 - \eta_3 - \eta_4). \end{aligned}$$

Матричные элементы, пропорциональные  $R$  и  $F \cdot T$ , отвечают диаграммам, представленным на рис. 21, *д, е* и аналогичным, получаемым с помощью обра-



щения фононных линий. Обычно диаграммы на рис. 21, *д* подавлены по отношению к диаграммам рис. 21, *е* из-за отсутствия когерентно усиленного множителя  $F$ . По этой причине мы пренебрегли и другими аналогичными паулиевскими диаграммами, возникающими от  $H_{13}P$ . И надо подчеркнуть, что роль диаграмм рис. 21, *е* становится существенной лишь при  $N \sim N_{\max}/2$ .

*Матричные элементы с  $\Delta N = 2$ .* В стандартном приближении случайной фазы матричные элементы с  $\Delta N = 2$  тождественно равны нулю. Однако численное моделирование различных типов матриц, к которым может приводить мультипольное взаимодействие, и изучение их спектров привело нас к выводу, что эти матричные элементы во многом отвечают за формирование спектров с низколежащей  $\gamma$ -полосой. Типичным примером такого ядра может служить  $^{166}\text{Er}$ .

В нашем приближении к фононным векторам не все матричные элементы с  $\Delta N = 2$  равны нулю, но они носят чисто паулиевский характер. Поэтому они в два-три раза меньше величины, необходимой для описания спектров типа  $^{166}\text{Er}$ . Конечно, выводы зависят от того, какой по величине получится энергия однофононного  $2_1^+$ -состояния в сильноколлективных ядрах. Как показал анализ, основной причиной наблюдаемого «дефицита» может быть пренебрежение ролью спаривательного взаимодействия. Это мы установили, анализируя роль диаграмм с  $\Delta N = 0$ , представленных на рис. 22, *в* и аналогичных, получаемых путем симметричного обращения фононных линий.

Большой вклад этих диаграмм от спаривательного взаимодействия имеет место в том случае, когда суммарный момент выделяемой пары фононов равен нулю и при определенной структуре ферми-поверхности. Но отсюда следует, что не менее важную роль в формировании фононных векторов в сильноколлективных ядрах будут играть и диаграммы, представленные на рис. 22, *г*, учет которых представляет собой существенный выход за рамки приближения Хара, которое было взято нами за основу. Легко оценить вклад этих диаграмм в энергию однофононного  $2_1^+$ -состояния: он получается равным  $G\eta \sim 50$  кэВ

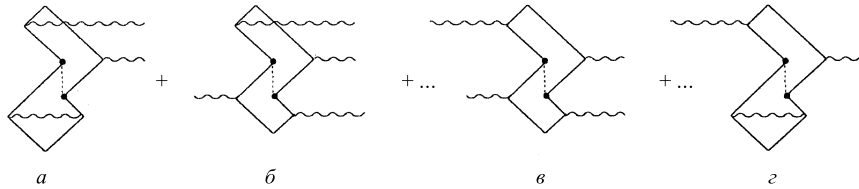


Рис. 22. Диаграммное представление ангармонических поправок в канале с изменением числа фононов на два (*а, б*), и в канале без изменения числа фононов (*в, г*), обусловленное спаривательным взаимодействием. Сплошные линии — квазичастицы, волнистые — фононы

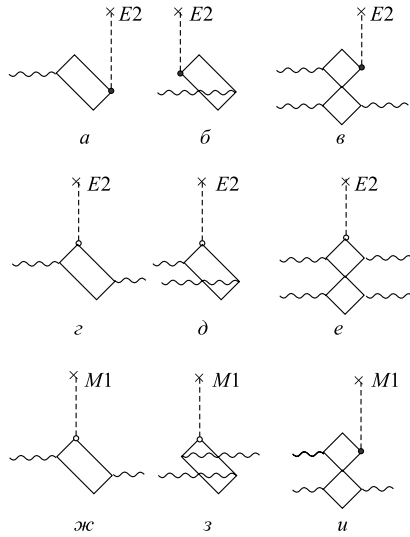


Рис. 23. Диаграммное представление процессов, которые учитывались при расчетах электромагнитных моментов

для ядер в области самария. То есть величина поправки в энергию одно-фононного состояния может достигать 30%. Выход из этой ситуации подсказал накопленный нами опыт по моделированию спектров матриц, а именно: нужно подобрать подходящие объекты для сравнения — выбрать такие изотопы ядер, в спектре возбуждения которых основание  $\gamma$ -полосы находится при более высокой энергии возбуждения, чем основание  $\beta$ -полосы. В таких ядрах обсуждавшиеся выше диаграммы не должны играть существенной роли в формировании спектра.

А этим диаграммам впоследствии придется посвятить, скорее всего, не одну работу. Но почему они не появились у нас с самого начала? Потому что при построении  $\tilde{H}_0$  мы отбросили все члены, пропорциональные парам операторов  $\alpha\alpha$  и  $\alpha^+\alpha^+$  с нулевым суммарным моментом.

*Матричные элементы с  $\Delta N = 3$ .* Вкладом паулиевских поправок в матричные элементы с  $\Delta N = 3$  можно пренебречь, так как их относительная роль более чем в три раза меньше, чем для процессов с  $\Delta N = 1$ .

$$\begin{aligned} \langle [\lambda]_J^{N-3} | H_{13} | [\lambda]_J^N \rangle &= N(N-1) \left[ \frac{K_{N-2, J, \dots}^2}{K_{N-3, J, \dots} K_{N, J, \dots}} \right]^{1/2} \Gamma_{N-3, J, \dots}^{N, J, \dots} \times \\ &\times [ [\chi_{pp} F_{N\lambda J}^p + \chi_{pn} F_{N\lambda J}^n] N_{N\lambda J}^p + [\chi_{nn} F_{N\lambda J}^n + \chi_{np} F_{N\lambda J}^p] N_{N\lambda J}^n ], \\ N_{N\lambda J} &= -\frac{\sqrt{2\lambda+1}}{2} \sum (-)^{j_1+j_3+\lambda} \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda & \lambda \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right\} G_{123}^{(\lambda)} r_{23}^{(N\lambda J)} s_{13}^{(N\lambda J)}. \end{aligned}$$

*Матричные элементы с  $\Delta N = 4, 6$ .* Если быть последовательным в допускаемых приближениях, то на настоящем этапе мы должны «забыть» о матричных элементах указанного типа.

**2.8. Электрические и магнитные моменты.** Расчеты проводились в приближении главных диаграмм (см. рис. 23.)

У нас все готово, чтобы приступить к расчетам. И хотя обнаруженная нами нетривиальная роль спаривательного взаимодействия сузила область

применимости развитого подхода, она остается достаточно широкой. Сюда входят и сферические, и переходные, и деформированные ядра, но определенного типа, а именно: если в спектре ядра сформировались  $\beta$ - и  $\gamma$ -полосы, то мы имеем право касаться только тех из них, у которых  $E_\beta < E_\gamma$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ: $\beta$ -МЯГКИЕ ЯДРА

Прежде всего, напомним, что для описания спектров в ДКМ имеется всего один параметр — протонная либо нейтронная константа спин-орбитальных сил.

При расчетах  $M1$ -моментов значение спинового  $g$ -фактора принято равным 0,8 от его значения для свободного нуклона, согласно нашим предыдущим исследованиям по свойствам нечетных ядер. При расчетах  $E2$ -моментов эффективный заряд нейтрона выбирался из описания  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ , но во всех случаях не превышал пятикратного эффективного заряда нейтрона, связанного с отдачей ядра, т.е. величины  $5Z/A^2 \sim 2 \cdot 10^{-3}$ . Это говорит о том, что мы почти исчерпали то пространство одночастичных состояний, в котором реализуется динамика описываемых состояний. При расчетах  $E1$ -переходов учитывалась лишь отдача ядра.

Изотопы ядер, которые мы выбрали для анализа, определялись, во-первых, наличием достаточно богатой экспериментальной информации по их свойствам; во-вторых, в этот круг должны были входить «сферические», «переходные» и «деформированные» ядра из разных областей масс; в-третьих, и это главное, экспериментальная информация должна быть, что называется, «живой», чтобы в общении с экспериментаторами можно было разрешить любые возникающие вопросы.

Подчеркнем, что нами были выполнены ориентировочные расчеты и для многих других ядер. Получаемая в расчетах точность описания экспериментальных спектров почти не отличается от представленных ниже, но бедность и, зачастую, неопределенность другой экспериментальной спектроскопической информации вынуждает нас отказаться от изложения этого материала, хотя некоторые результаты немодельного характера будут приведены.

**3.1. Изотоп  $^{74}\text{Se}$ .** Это ядро относится к типично переходным ядрам. Наличие в его спектре низколежащего  $0_2^+$ -состояния поддерживало к нему постоянный интерес. Недавно у этого изотопа были измерены вероятности  $E2$ -переходов [30] для большинства наблюдаемых коллективных состояний. Поэтому  $^{74}\text{Se}$  может служить своеобразным полигоном для испытания различных теоретических подходов. На рис. 24 и в табл. 5 представлены рассчитанные в рамках ДКМ [31] и модели взаимодействующих бозонов [30] (МВБ) спектры уровней и вероятности  $E2$ -переходов в сравнении с экспериментом. Причем  $Q(2_1^+)_{\text{ДКМ}} = -0,31 e \cdot б$ , а экспериментальное значение

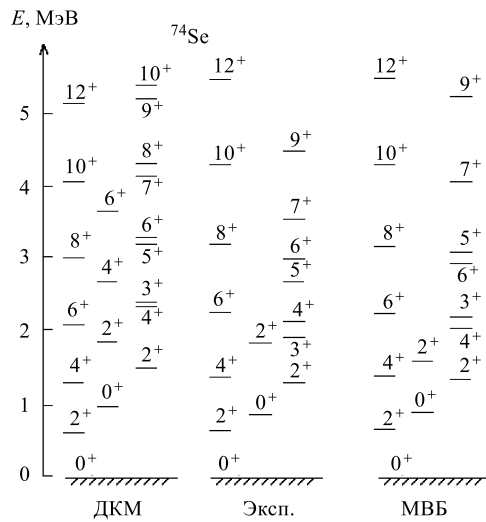


Рис. 24. Рассчитанные в ДКМ, МВБ и экспериментальные спектры возбуждения  $^{74}\text{Se}$

$Q(2_1^+)_{\text{exp}} = -0,36(7) e \cdot \text{б}$ . Далее, обращает на себя внимание сильная ускоренность перехода  $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$ ; поэтому говорить о сосуществовании «форм» в изотопах селена не представляется возможным. Другой любопытный факт заключается в том, что при моменте  $I^\pi = 16^+$  наблюдается резкое падение  $B(E2)$ . В ДКМ падение только намечается, а наступает при  $I^\pi = 18^+$ . Причина расхождения кроется в том, что предельное число фононов, получаемое из расчетов в ДКМ, оказывается равным девяти, а не восьми, как это вытекает из прямой трактовки данных по  $B(E2)$ . Что же касается картины в целом, то качество

Таблица 5. Экспериментальные и рассчитанные в рамках ДКМ и МВБ значения  $B(E2; J_i \rightarrow J_f)$  для  $^{74}\text{Se}$  в единицах  $(e \cdot \text{б})^2 \cdot 10^{-3}$

$J_i$	$J_f$	Эксп.	ДКМ	МВБ	$J_i$	$J_f$	Эксп.	ДКМ	МВБ
2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	$74_{-4}^{+4}$	74	74	0 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	$152_{-11}^{+11}$	141	148
4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	$102_{-11}^{+15}$	130	137	3 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	$9,3_{-3,7}^{+5,6}$	21	3
6 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	$117_{-15}^{+19}$	162	179	3 <sub>1</sub>	2 <sub>2</sub>	$19_{-6}^{+15}$	63	50
8 <sub>1</sub>	6 <sub>1</sub>	$122_{-19}^{+28}$	180	196	3 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	$55_{-15}^{+33}$	36	31
10 <sub>1</sub>	8 <sub>1</sub>	$152_{-30}^{+50}$	187	192	4 <sub>2</sub>	4 <sub>1</sub>	$26_{-6}^{+15}$	40	33
12 <sub>1</sub>	10 <sub>1</sub>	$134_{-24}^{+37}$	185	166	4 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	$0,6_{-2}^{+4}$	2	1
14 <sub>1</sub>	12 <sub>1</sub>	$92_{-17}^{+28}$	170	126	4 <sub>2</sub>	2 <sub>2</sub>	$50_{-13}^{+28}$	83	104
16 <sub>1</sub>	14 <sub>1</sub>	< 70	162	68	5 <sub>1</sub>	3 <sub>1</sub>	$83_{-22}^{+50}$	90	91
2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	$1,6_{-0,4}^{+0,6}$	5	2	5 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	$3_{-1}^{+2}$	16	2
2 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	$89_{-20}^{+35}$	65	78	7 <sub>1</sub>	5 <sub>1</sub>	$105_{-26}^{+48}$	129	120
2 <sub>2</sub>	0 <sub>2</sub>	< 148	26	48	9 <sub>1</sub>	7 <sub>1</sub>	$75_{-26}^{+39}$	143	120

описания экспериментальных данных как в рамках ДКМ, так и в рамках МВБ примерно одинаковое. Но ведь в ДКМ лишь один свободный параметр для описания спектра уровней, а в МВБ их шесть.

**3.2. Изотопы  $^{112,114}\text{Sn}$ .** Четные изотопы олова особенно интересны тем, что в их спектрах возбуждения, наряду с вибрационными и неколлективными модами, отчетливо проявляются так называемые «внедренные состояния». Энергетический спектр этих состояний очень близко напоминает основную полосу состояний ядер, имеющих 4-частицы или 4-дырки при замкнутой оболочке  $Z = 50$  и то же самое число нейтронов. Так, например, в изотопе  $^{114}\text{Sn}$  наблюдается полоса состояний, подобная основной полосе  $^{118}\text{Xe}$ , что демонстрирует рис. 25, а. На этом же рисунке схематически дана структура основного  $0_1^+$ - и внедренного  $0_2^+$ -состояния типа  $4h + \text{Xe}$ . Эти

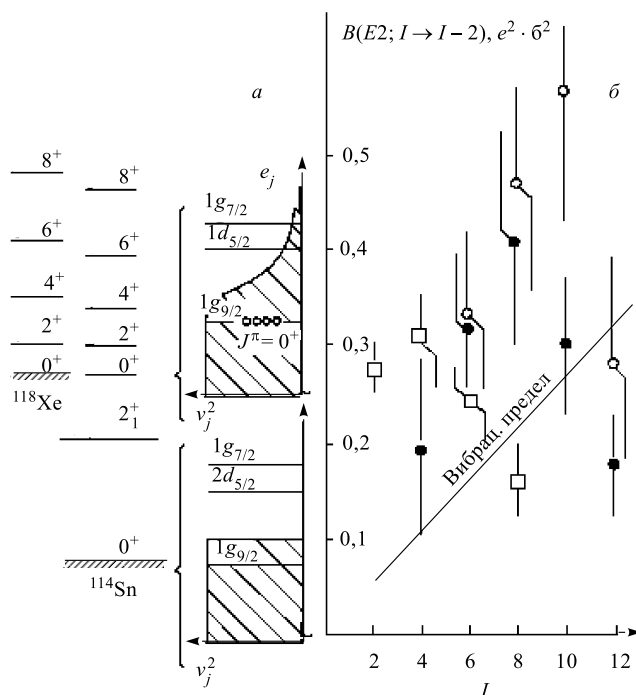


Рис. 25. а) «Полоса» внедренных состояний  $^{114}\text{Sn}$  в сравнении с ираст-полосой  $^{118}\text{Xe}$  и схематическое представление волновой функции основного  $0_1^+$ - и внедренного  $0_2^+$ -состояний. б) Вероятности  $E2$ -переходов между «внедренными» состояниями изотопов  $^{112,114}\text{Sn}$  (светлые и темные кружки соответственно) и соответствующие данные для  $^{118}\text{Xe}$  (светлые квадраты). Сплошная линия — вибрационный предел

идеи давно обсуждаются в литературе, и мы уже касались их в первом разделе; но в большинстве работ выводы делаются лишь из анализа данных по энергетике уровней, а естественное стремление экспериментаторов к новизне получаемых результатов не позволяет им замечать наличие очевидных противоречий с другими экспериментальными фактами. Простейшие из них — ускоренность некоторых  $\gamma$ -переходов между состояниями разной природы и интенсивная заселяемость некоторых из «внедренных» состояний в реакциях односторонней передачи. Другими словами, «энергетика» — слишком зыбкий фундамент для столь серьезных суждений. В рамках ДКМ состояния  $4h + Xe$  учесть несложно. Для этого необходимо найти локальный экстремум полного гамильтониана на описанной конфигурации и включить рассматриваемую конфигурацию в схему расчета. Но легко оценить, при какой энергии окажется указанная конфигурация с четырьмя «дырками» в нижней оболочке: порядка 10 МэВ. И это с учетом возникающей сверхтекучести по протонам и с возрастанием степени коллективности в четыре раза. Трудно придумать еще какой-то механизм, понижающий энергию этой конфигурации до 2 МэВ. Причем неточность описания хипотенциала всего на 10 кэВ приведет к ошибке в описании энергии уровней на 1 МэВ, и, главное, не исчерпаны стандартные средства ДКМ.

У двух изотопов олова  $^{112,114}Sn$  недавно были измерены времена жизни [32, 33] для большинства внедренных состояний. Вычисленные из измеренных времен жизни уровней значения  $B(E2; I \rightarrow I - 2)$  для «внедренных» состояний изотопов  $^{112,114}Sn$  представлены (светлые и темные кружки соответственно) на рис. 25, б вместе с известными данными по вероятностям  $E2$ -переходов в основной полосе состояний  $^{118}Xe$  (светлые квадраты). Из рисунка видно, что масштаб значений  $B(E2)$  для внедренных состояний не соответствует данным для ксенона (если не считать расхождение в два раза «пренебрежимо малым»). Более того, этой «внешне согласованной» картине противоречит наблюдаемая ускоренность некоторых  $\gamma$ -переходов между состояниями разной природы. Например,  $B(E2; 6_3^+ \rightarrow 4_1^+) \sim B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  в  $^{112}Sn$ , а для  $^{114}Sn$ :  $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) \sim B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ . Заметим, что последнее отношение типично для разрядки двухфононных  $0_2^+$ -состояний сферических ядер.

Внимательный анализ экспериментальных данных показывает, что большие значения  $B(E2)$  для «внедренных» состояний могут быть связаны с абсолютизацией обработки результатов измерений. Чтобы пояснить сказанное, обратимся к экспериментальному спектру  $^{112}Sn$ , показанному на рис. 26. Рассчитанная по измеренному ветвлению и времени жизни вероятность  $B(E2; 6_3^+ \rightarrow 4_4^+)$  получается равной  $0,324(97) e^2 \cdot \text{б}^2$ , что в восемь раз превосходит  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ . Полученная величина не учитывает возможную разрядку  $6_3^+ \rightarrow 6_1^+$  с энергией 865,1 кэВ, что практически не отличается от наблюдаемого  $\gamma$ -перехода с энергией 865,2 кэВ, идентифицирован-

ного как  $12_1^+ \rightarrow 10_1^+$ -переход. Аналогично в допущении, что время жизни  $8^+$ -состояния полностью определяется единственным переходом  $8^+ \rightarrow 6_3^+$ , получим  $B(E2; 8^+ \rightarrow 6_3^+) = 0,461(138) e^2 \cdot \text{б}^2$ . Однако эта величина не учитывает возможную разрядку  $8^+ \rightarrow 6_2^+$  с  $E_\gamma = 1151,3$  кэВ и  $8^+ \rightarrow 6_1^+$  с  $E_\gamma = 1528,8$  кэВ, которые в наблюдаемом спектре  $\gamma$ -лучей невозможно отличить от  $\gamma$ -переходов с энергией  $E_\gamma = 1151,9$  и  $1527,2$  кэВ, идентифицированных как переходы  $10^- \rightarrow 8^-$  и  $4_3^+ \rightarrow 2_1^+$  соответственно. Если же оценить нижнюю границу для  $B(E2; 8^+ \rightarrow 6_3^+)$ , то она получается  $0,129 e^2 \cdot \text{б}^2$ ; но это значение уже вполне укладывается в «вибрационные» представления о спектре  $^{112}\text{Sn}$ . Продолжая по аналогии, можно прийти к выводу, что малое время жизни  $10^+$ -состояния может быть обусловлено разрядкой на  $8^+$ -состояния, не идентифицированные в спектре, но генетически связанные с  $6_{1,2}^+$ -состояниями. Вероятность перехода может быть и небольшой, но большая энергия перехода обеспечит малое время жизни  $10^+$ -«внедренного» состояния.

Однако почему спектр состояний внедрения напоминает основную полосу ксенона, а не олова? Это можно понять, если учесть то обстоятельство, что

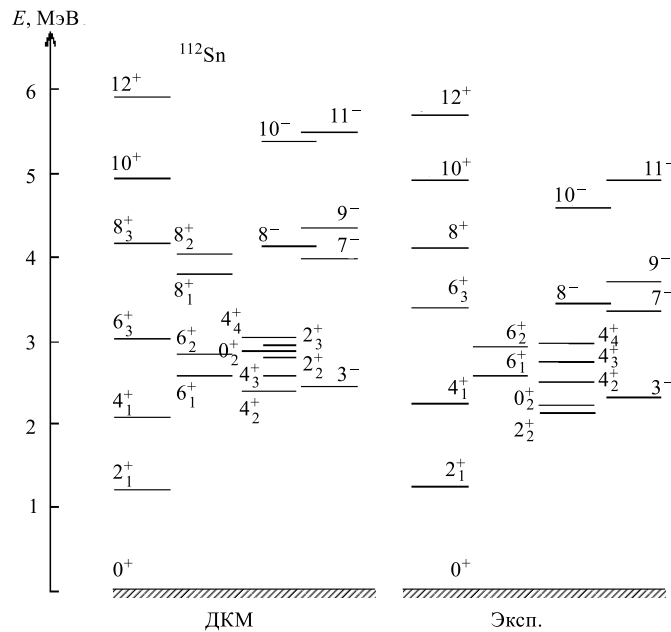


Рис. 26. Рассчитанный в ДКМ и экспериментальный спектры возбужденных состояний  $^{112}\text{Sn}$

энергия двухфононной моды в изотопах олова близка к энергии двухквантового состояния; в таких случаях возникает сильная связь коллективных степеней свободы с неколлективными [34, 35], что приводит к заметным искажениям в спектре уровней. Результаты реализации [32, 33] этой программы в рамках ДКМ показаны на рис. 26 и в табл. 6а, 6б, 6в. Как видно из сравнения с экспериментом, ДКМ отражает все характерные черты спектра, а расчи-

Таблица 6а. Результаты расчетов  $E_\gamma$ ,  $B(E2)$  и времен жизни  $T$  состояний  $^{112}\text{Sn}$  в сравнении с экспериментом

$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E$ , МэВ		$B(E2; J_i \rightarrow J_f), (e \cdot \text{б})^2 \cdot 10^{-3}$	$T$ , пс	
		Расч.	Эксп.		Расч.	Эксп.
$2_1^+$	$0_1^+$	1,22	1,26	41,0	0,63	0,6(2)
$4_1^+$	$2_1^+$	0,88	0,99	44,0	1,96	$2,5_{-1,5}^{+2,5}$
$4_2^+$	$2_1^+$	1,15	1,26	23,0	1,12	0,6(2)
$4_3^+$	$2_1^+$	1,64	1,53	2,7	3,62	1,2(4)
$4_4^+$	$2_1^+$	1,85	1,69	0,9	6,61	> 2
$6_1^+$	$4_1^+$	0,51	0,30	2,0	$16 \cdot 10^3$	$20 \cdot 10^3$
$6_2^+$	$4_1^+$	0,75	0,68	3,0	188	
$6_3^+$	$4_1^+$	0,99	1,17	64,0	0,58	1,5(5)
$8_1^+$	$6_1^+$	1,16		26,0	1,50	
$8_2^+$	$6_3^+$	0,91		8,0	16,4	
$8_3^+$	$6_1^+$	1,57	1,53	14,0	0,7	1,3(4)
$10_1^+$	$8_1^+$	1,16		8,0	5,0	
	$8_2^+$	0,87		17,0	9,7	
	$8_3^+$	0,75	0,74	128,0	2,9	0,6(2)
$12_1^+$	$10_1^+$	1,00	0,87	164,0	1,0	0,7(3)
$11_1^-$	$9_1^-$	1,19	1,24	28,0	1,0	0,7(3)

Таблица 6б. Результаты расчетов  $E_\gamma$ ,  $B(M1)$  и  $T$  состояний  $^{112}\text{Sn}$  в сравнении с экспериментом ( $\mu_N$  — ядерный магнетон)

$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E$ , МэВ		$B(M1; J_i \rightarrow J_f), \mu_N^2$	$T$ , пс	
		Расч.	Эксп.		Расч.	Эксп.
$6_2^+$	$6_1^+$	0,24	0,38	0,24	4,2	$1,2_{-0,5}^{+1,3}$
$8_1^-$	$7_1^-$	0,22	0,08	0,18	720	850
$9_1^-$	$8_1^-$	0,1	0,26	0,10	31	> 1



Таблица 6в. Результаты расчетов  $E_\gamma$ ,  $B(E1)$  и  $T$  состояний  $^{112}\text{Sn}$  в сравнении с экспериментом

$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E$ , МэВ		$B(E1; J_i \rightarrow J_f)$ , $(e \cdot \text{фм})^2 \cdot 10^{-4}$	$T$ , пс	
		Расч.	Эксп.		Расч.	Эксп.
$3_1^-$	$2_1^+$	1,20	1,10	3,2	1,5	0,65(25)
$7_1^-$	$6_1^+$	1,36	0,81	0,6	20	> 3,5

танные *полные* времена жизни уровней, с учетом всех способов их разрядки, хорошо согласуются с экспериментальными данными. Чтобы проиллюстрировать, насколько сложна динамика наблюдаемого явления, в табл. 7 представлен компонентный состав волновых функций для некоторых состояний  $^{112}\text{Sn}$ . Напомним, что запись вида  $|\lambda_i^N J [\lambda_j^M]\rangle$  означает, что вектор имеет компоненту, состоящую из  $N$ -фононных векторов  $[\lambda_i]$  с суммарным моментом  $J$  и  $M$ -фононных векторов  $[\lambda_j]$  с суммарным моментом  $L$ . Индекс у мультипольности означает номер решения в гармоническом приближении. Если посмотреть на вес коллективных компонент, то он дважды, при  $I^\pi = 4^+, 8^+$ , резко меняется. Этот «двойной резонанс» и есть всему причина.

Таблица 7. Компоненты волновых функций некоторых состояний  $^{112}\text{Sn}$ 

$$\begin{aligned}
|2_1^+\rangle &= 0,95|[2_1]_2^2\rangle + 0,25|[2_1]_2^2\rangle + \dots \\
|4_1^+\rangle &= 0,72|[2_1]_4^4\rangle + 0,26|[2_1]_4^3\rangle + 0,53|[4_1]_4^4\rangle - 0,12|[4_2]_4^4\rangle - 0,21|[4_3]_4^4\rangle - \dots \\
|6_3^+\rangle &= 0,70|[2_1]_6^3\rangle + 0,31|[2_1]_6^4\rangle - 0,28|[6_1]_6^6\rangle - 0,29|[6_2]_6^6\rangle + \\
&\quad + 0,24|[2_1]_2^2[4_1]_4^4\rangle - 0,18|[2_1]_2^2[4_2]_4^4\rangle - 0,24|[2_1]_2^2[4_5]_4^4\rangle - \dots \\
|8_3^+\rangle &= 0,55|[2_1]_8^4\rangle + 0,26|[2_1]_8^5\rangle - 0,32|[2_1]_4^2[4_1]_4^4\rangle - 0,21|[2_1]_4^2[4_2]_4^4\rangle - \\
&\quad - 0,17|[2_1]_4^2[4_3]_4^4\rangle - 0,35|[2_1]_4^2[4_5]_4^4\rangle + 0,53|[2_1]_2^2[6_1]_6^6\rangle + \dots \\
|10_1^+\rangle &= 0,53|[2_1]_{10}^5\rangle + 0,23|[2_1]_{10}^6\rangle + 0,33|[2_1]_6^3[4_1]_4^4\rangle - 0,33|[2_1]_6^3[4_5]_4^4\rangle - \\
&\quad - 0,22|[2_1]_6^3[4_3]_4^4\rangle + 0,58|[2_1]_4^2[6_1]_6^6\rangle + \dots
\end{aligned}$$

Аналогичные расчеты были выполнены нами для  $^{114}\text{Sn}$ . Результаты представлены на рис. 27 и в табл. 8. Как видим, и здесь согласие с экспериментом вполне удовлетворительное.

Обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, появление в спектре  $^{114}\text{Sn}$  низколежащего  $0_2^+$ -состояния, которое в  $^{112}\text{Sn}$  находится при довольно большой энергии возбуждения. Это связано с тем, что в легком

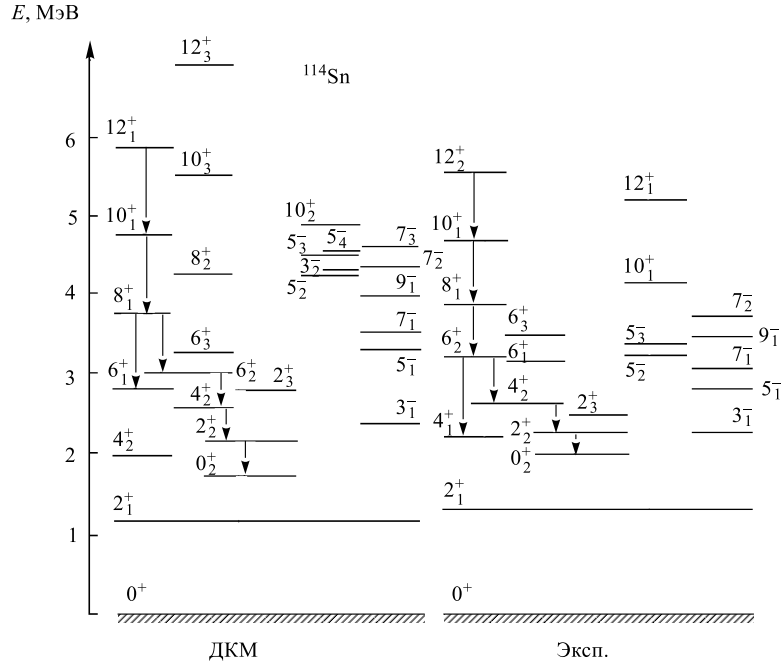


Рис. 27. Рассчитанный в ДКМ и экспериментальный спектры возбужденных состояний  $^{114}\text{Sn}$

изотопе имеет место сильная конкуренция роли диаграмм с  $\Delta N = 1, 3$  а потому положение  $0_2^+$ -состояния резко зависит от выбора константы спин-орбитальных сил; в более тяжелых изотопах такой чувствительности к выбору параметризации нет. Во-вторых, рассчитанное положение неколлективных  $6_i^+$ -состояний и генетически связанных с ними  $8_i^+$ -состояний довольно резко увеличилось при переходе к  $^{114}\text{Sn}$ . Значит, время жизни «внедренных состояний» в этом изотопе будет в большей мере определяться переходами в полосу. А так как  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)_{112}$  почти равно  $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)_{114}$ , то и вычисленные из измеренных времен жизни состояний внедрения значения  $B(E2)$  в изотопе  $^{114}\text{Sn}$  будут меньше соответствующих значений  $B(E2)$  для  $^{112}\text{Sn}$ . Этот вывод, к которому можно прийти без каких-либо расчетов по ДКМ, основан лишь на гипотезе о «вибрационной» природе состояний внедрения. И он полностью подтвердился результатами эксперимента, что демонстрирует рис. 25, б, хотя экспериментальные погрешности столь велики, что в отводимые ими рамки реально поместится любая модель.

Таблица 8. Результаты расчетов  $E_\gamma$ ,  $B(E2)$  в ед.  $(e \cdot \text{б})^2 \cdot 10^{-3}$ ,  $B(E1)$  в ед.  $(e \cdot \text{фм})^2 \cdot 10^{-4}$ , и времен жизни состояний  $^{114}\text{Sm}$  в сравнении с экспериментом

$J_i^\pi$	$J_f^\pi$	$E$ , МэВ		$B(E2; J_i \rightarrow J_f)$	$T$ , пс	
		Расч.	Эксп.	Расч.	Расч.	Эксп.
$2_1^+$	$0_1^+$	1,14	1,30	46,0	0,48	0,45(15)
$4_1^+$	$2_1^+$	0,80	0,89	80,0	1,73	$> 2,0$
$4_2^+$	$2_1^+$	1,40	1,31	4,0	5,3	$2,0_{-1}^{+2}$
$4_3^+$	$2_1^+$	1,87	1,47	3,0	4,0	1,8(7)
$6_1^+$	$4_1^+$	0,84	1,00	111,0	0,74	$3,1_{-0,5}^{+0,9}$
	$4_2^+$	0,24	0,57	22,0		
$8_1^+$	$6_1^+$	0,97	0,68	138	3,6	$1,4_{-0,4}^{+0,6}$
$10_1^+$	$8_1^+$	1,01	0,80	170	1,47	0,90(25)
$12_1^+$	$10_1^+$	1,09	0,88	185,0	0,84	$0,7_{-0,2}^{+0,3}$
				$B(E1)$		
$3_1^-$	$2_1^+$	1,20	0,98	4,2	1,6	$2,5_{-1,0}^{+1,5}$

**3.3. Изотопы  $^{150,152,154}\text{Sm}$ .** Это наиболее изученная цепочка изотопов, содержащая как «сферические», «переходные», так и «деформированные» ядра. На рис. 28 представлены рассчитанные [36] в ДКМ и экспериментальные спектры этих ядер в сравнении с двумя известными теоретическими подходами: 6-бозонным разложением фермионных операторов Тамуры и др. [37], в дальнейшем обозначаемом ТКВ, и адиабатическим приближением Кумара и Баранжера [38], обозначаемом КБ.

Прежде всего бросается в глаза удивительное сходство результатов ДКМ и ТКВ, хотя по формулировке это два существенно отличающихся подхода, о чем мы еще будем говорить. Но главное заключается в том, что в ДКМ выбор  $\zeta^-$ -нейтронной константы спин-орбитальных сил, которая в этих изотопах меняется в очень узком пределе — от 0,290 до 0,305, позволяет описать переход «вибрационной» картины спектра к «ротационной» без введения вращательных степеней свободы.

При анализе результатов наших расчетов мы обнаружили два явления, заслуживающих пристального внимания. Во-первых, при достаточно больших моментах и энергиях возбуждения спектры изотопов самария становятся подобными, как и вероятности переходов. Это демонстрирует рис. 29, а, на котором в зависимости от спина ираст-состояния представлено отношение  $\Delta E(I)_{152}/\Delta E(I)_{150}$ , где  $\Delta E(I) = E(I) - E(I - 2)$ , и отношение рассчитанных значений  $B(E2; I \rightarrow I - 2)$  для этих же изотопов. Как видно, с ростом

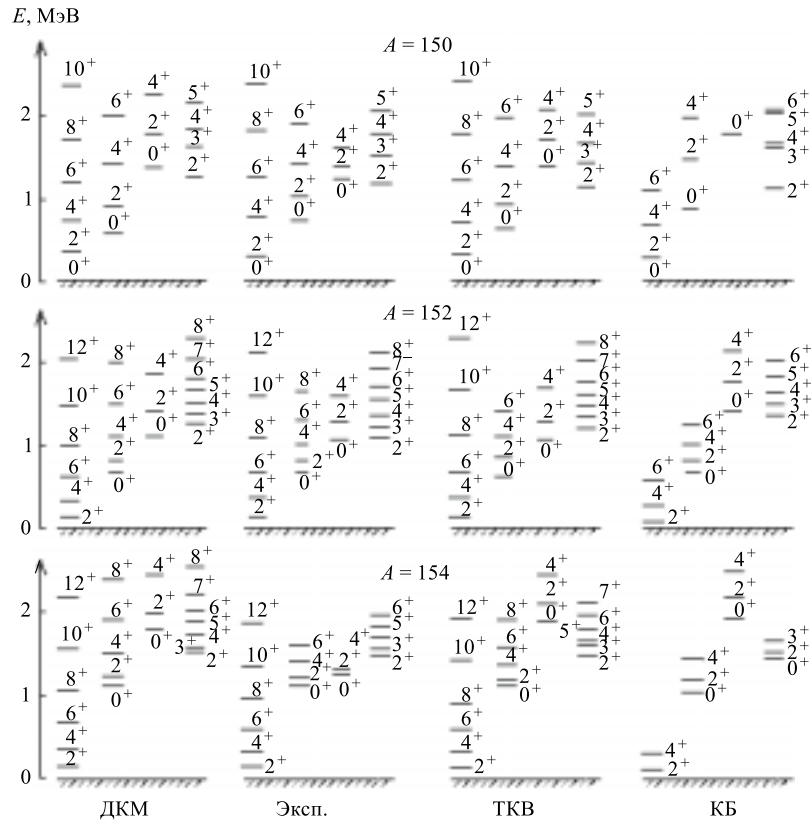


Рис. 28. Рассчитанные в ДКМ, ТКВ и КБ спектры возбужденных состояний  $^{150,152,154}\text{Sm}$  в сравнении с экспериментом

момента эти отношения стремятся к единице. Но что самое поразительное — становятся подобными и волновые функции состояний, например:

$$|12_1^+\rangle_{150} = 0,72|[2_1]_{12}^{6,1}\rangle - 0,59|[2_1]_{12}^{7,1}\rangle - 0,26|[2_1]_{12}^{8,2}\rangle + \dots,$$

$$|12_1^+\rangle_{152} = 0,58|[2_1]_{12}^{6,1}\rangle - 0,63|[2_1]_{12}^{7,1}\rangle - 0,36|[2_1]_{12}^{8,2}\rangle + \dots$$

А при малых моментах отличаются даже главные компоненты:

$$|2_1^+\rangle_{150} = 0,82|[2_1]_2^{1,1}\rangle - 0,41|[2_1]_2^{2,1}\rangle - 0,23|[2_1]_2^{4,2}\rangle + \dots,$$

$$|2_1^+\rangle_{152} = 0,39|[2_1]_2^{3,1}\rangle - 0,33|[2_1]_2^{2,1}\rangle - 0,34|[2_1]_2^{4,2}\rangle + \dots$$

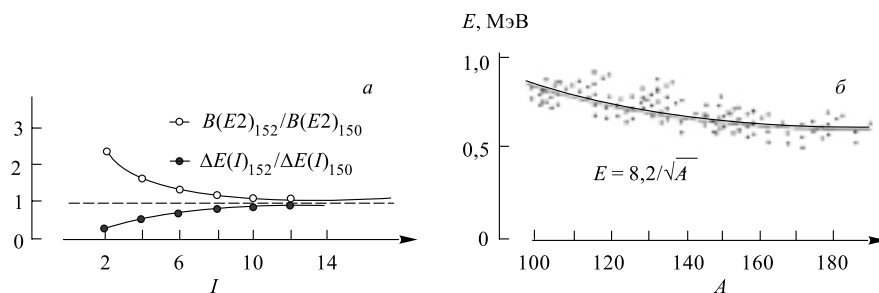


Рис. 29. а) Рассчитанные в ДКМ отношения  $\Delta E(I)_{152}/\Delta E(I)_{150}$  энергетических интервалов  $\Delta E(I) = E(I) - E(I - 2)$  в ираст-полосе и отношения  $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ . б) Систематика интервалов  $\Delta E(I) = E(I) - E(I - 2)$  при  $I \sim A/10$  и гидродинамический предел

Напомним, что, например, запись  $[[2_1]_{12}^{8,2}]$  означает «вторую восьмифонную двойку — первую с полным моментом 12». Эти результаты говорят о том, что при достаточно большом числе возбуждаемых квазичастиц ядро теряет черты индивидуальности и напоминает нагретую жидкую каплю. Не является ли это характерным явлением для всех ядер, с учетом поправки на их фазовый объем? Чтобы выяснить это, заметим, что подобие спектров, как показывают расчеты, наступает при  $I \sim A/10$ ; и если гипотеза справедлива, то соответствующие этим спинам энергетические интервалы в ираст-полосе должны хорошо описываться «жидкокапельной» параметризацией

$$\Delta E |_{I \sim A/10} \sim \text{const}/\sqrt{A}.$$

Систематика экспериментальных данных для ядер из области  $A = 100 \div 180$ , представленная на рис. 29, б, подтверждает сказанное. Поразительно здесь не само описание, а то, что к этому приводят микроскопические расчеты.

Во-вторых, посмотрим внимательно на спектр  $\gamma$ -полосы в  $^{152}\text{Sm}$ . Перед нами типичная «вращательная» полоса. Но если посмотреть на рассчитанные значения  $B(E2)$  в ней, то она представляет собой как бы две вложенные друг в друга полосы с нечетными и четными спинами. Так, для указанного изотопа  $B(E2; 5_{\gamma}^+ \rightarrow 4_{\gamma}^+) = 0,040 e^2 \cdot \text{б}^2$ , тогда как  $B(E2; 5_{\gamma}^+ \rightarrow 3_{\gamma}^+) = 0,55 e^2 \cdot \text{б}^2$ . В то же время в ротационной модели отношение рассмотренных величин мало отличается от единицы. Быть может, наши результаты обязаны пренебрежению ролью диаграмм с  $\Delta N = 2$ , но что показывает эксперимент? Оказывается, в экспериментальных спектрах  $\gamma$ -лучей переходы с  $\Delta I = 1$  в  $\gamma$ -полосе практически не наблюдаются, если основание  $\gamma$ -полосы находится при более высокой энергии, чем основание  $\beta$ -полосы (а ведь в переходе  $5_{\gamma}^+ \rightarrow 4_{\gamma}^+$  должна присутствовать и  $M1$ -компонента, хотя, как показывают

расчеты, довольно незначительная). В тех же случаях, когда эти переходы наблюдаются, неопределенность в экспериментальной информации столь велика, что сделать какие-либо выводы невозможно. В качестве примера рассмотрим  $^{152}\text{Sm}$ . В спектре  $\gamma$ -лучей наблюдается переход с  $E_\gamma = 148,01$  кэВ,

**Таблица 9: Экспериментальные и рассчитанные в рамках ДКМ и МВБ значения  $B(E2; J_i \rightarrow J_f)$  для изотопов  $^{150}\text{Sm}$ ,  $^{152}\text{Sm}$  и  $^{154}\text{Sm}$  в единицах  $(e \cdot \text{б})^2 \cdot 10^{-3}$**

$J_i$	$J_f$	Эксп.	ДКМ	ТКБ	КБ
$^{150}\text{Sm}$					
2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	270(10)	290	280	230
4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	530(60)	530	510	430
6 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>		860	640	560
0 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	260(30)	490	420	330
2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	3,6(1,4)	15	20	3
	2 <sub>1</sub>	43(20)	176	181	2
	4 <sub>1</sub>	166(98)	205	77	90
	0 <sub>2</sub>	560(310)	270	190	140
4 <sub>2</sub>	2 <sub>2</sub>		500	350	300
2 <sub>3</sub>	0 <sub>1</sub>	8,8(2,0)	12	20	10
	2 <sub>1</sub>	39(14)	71	24	125
	4 <sub>1</sub>	19(10)	90	87	34
$^{152}\text{Sm}$					
2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	670(20)	700	670	650
4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	1020(10)	990	980	990
6 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	1180(30)	1090	1090	1190
8 <sub>1</sub>	6 <sub>1</sub>	1390(140)	1160	1110	—
10 <sub>1</sub>	8 <sub>1</sub>	1550(150)	1180	—	—
0 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	176(11)	42	120	200
2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	4,6(0,3)	2	7	3
	2 <sub>1</sub>	26(3)	5	25	28
	4 <sub>1</sub>	98(18)	24	70	137
4 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	5,3(3,5)	1	5	0
	4 <sub>1</sub>	37(23)	11	16	27
	6 <sub>1</sub>	100(57)	39	47	—
2 <sub>3</sub>	0 <sub>1</sub>	16(1)	36	50	22
	2 <sub>1</sub>	42(4)	67	53	51
	4 <sub>1</sub>	4,2(0,3)	10	6	3
4 <sub>3</sub>	2 <sub>1</sub>	3,5(0,2)	12	26	8
	4 <sub>1</sub>	37(1)	74	76	49

Окончание таблицы 9

$J_i$	$J_f$	Эксп.	ДКМ	ТКБ	КБ
$^{154}\text{Sm}$					
2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	922(40)	880	880	940
4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	1210(70)	1230	1250	1400
6 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	1410(60)	1350	1350	—
8 <sub>1</sub>	6 <sub>1</sub>	1570(100)	1420	1380	—
10 <sub>1</sub>	8 <sub>1</sub>	1600(150)	1410	—	—
0 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>		9	54	235
2 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	6,0(1,4)	1	1	13
	2 <sub>1</sub>	12(3)	5	25	28
	4 <sub>1</sub>	98(18)	1	10	54
2 <sub>3</sub>	0 <sub>1</sub>	13(3)	35	21	33
	2 <sub>1</sub>	20(4)	68	47	47
	4 <sub>1</sub>	0,8(0,3)	12	0	10

идентифицированный именно как разрядка  $3_\gamma^+ \rightarrow 2_\gamma^+$ . Однако в схеме уровней  $^{152}\text{Sm}$  можно найти, по крайней мере, три способа размещения этого  $\gamma$ -перехода. Наиболее любопытный отвечает возможной разрядке  $1^+$ -,  $2^+$ -состояния с  $E = 2294,1$  кэВ на состояние с  $E = 2146$  кэВ, спин которого не определен. В свою очередь, это состояние может разряжаться наблюдаемым  $\gamma$ -переходом  $E_\gamma = 616,05$  кэВ на  $2^-$ -состояние с  $E = 1529,8$  кэВ и наблюдаемым  $\gamma$ -переходом с  $E_\gamma = 852,8$  кэВ на  $2^+$ -состояние с  $E = 1292,8$  кэВ. Все эти состояния имеют очень богатые ветвления, включая и прямую разрядку на основании  $\gamma$ -полосы. Это значит, что обсуждаемый  $\gamma$ -переход с энергией  $E_\gamma = 148,01$  кэВ будет виден и в спектре совпадений, фиксирующем разрядку основания  $\gamma$ -полосы. Что печальнее всего, описанная ситуация типична для накопленной экспериментальной информации (к этому изотопу мы еще вернемся чуть позднее). Нужны серьезные усилия, чтобы исправить ситуацию, — пришло время, когда требуется высокая точность экспериментальной информации, а не ее обилие.

Однако вернемся к ДКМ и вопросам описания вероятностей переходов. В табл. 9 представлены известные данные по вероятностям  $E2$ -переходов в  $^{150,152,154}\text{Sm}$  и результаты расчетов различных авторов. Прежде чем мы займемся сопоставлением, несколько замечаний общего характера. Экспериментальные данные для абсолютных значений  $B(E2)$ , полученные разными авторами, даже при малых погрешностях нередко заметно отличаются друг от друга. С другой стороны, теоретические модели не могут претендовать на описание слабых переходов, так как неконтролируемая теорией малая примесь в волновой функции может значительно повлиять на результаты расчетов та-

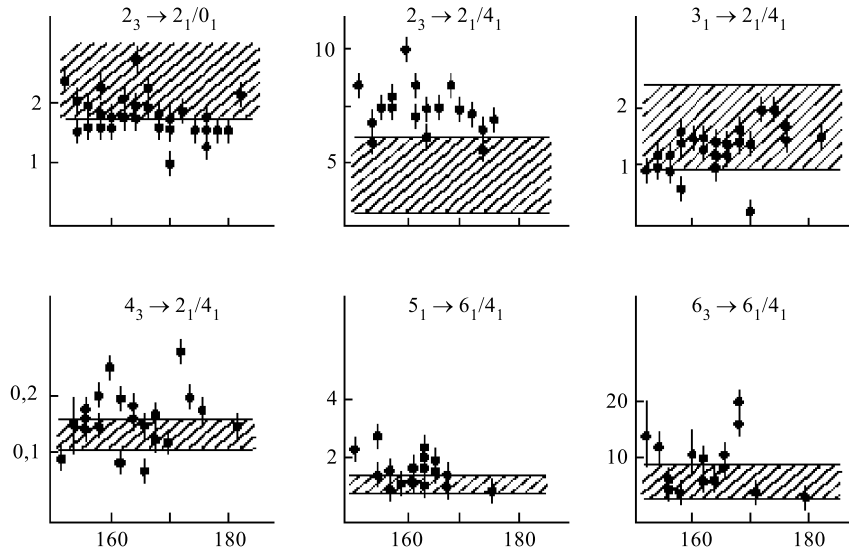


Рис. 30. Систематика отношений вероятностей  $E2$ -переходов с уровнями  $\gamma$ -полосы на состоянии основной полосы (темные точки) и ожидаемые значения в ДКМ (заштрихованные зоны). Запись  $5_1 \rightarrow 6_1/4_1$  означает  $B(E2; 5_\gamma \rightarrow 6_g)/B(E2; 5_\gamma \rightarrow 4_g)$

ких  $B(E2)$ , никак не отразившись на описании других характеристик ядер. Если все это иметь в виду, то сравнение показывает, что как ДКМ, так и ТКВ одинаково успешно описывают наблюдаемые данные и довольно близки между собой. Но есть и ряд заметных расхождений с экспериментом. Все они касаются переходов с  $\Delta I = 1$  в  $\gamma$ -полосе, а об этом мы уже говорили выше.

Для отношений межполосных  $E2$ -переходов выявилась одна любопытная деталь: отношение  $B(E2; J_\gamma \rightarrow J_g - 1)/B(E2; J_\gamma \rightarrow J_g + 1)$  для нечетных спинов  $\gamma$ -полосы, и отношение  $B(E2; J_\gamma \rightarrow J_g)/B(E2; J_\gamma \rightarrow J_g - 2)$  для четных спинов мало зависят от структуры волновой функции (кроме первых двух состояний), в большей мере представляя «геометрию». Это демонстрирует рис. 30, где представлены различные экспериментальные отношения вероятностей межполосных  $E2$ -переходов для ядер из широкой области масс (темные точки) и ожидаемые значения из расчетов (заштрихованные зоны) без какой-либо детальной подгонки к спектрам возбуждения большой группы ядер. На рис. 30 мы приняли сокращенный способ записи: например,  $5_1 \rightarrow 6_1/4_1$  означает  $B(E2; 5_\gamma \rightarrow 6_g)/B(E2; 5_\gamma \rightarrow 4_g)$ .

Несколько слов о  $M1$ -моментах. Как в случае  $E2$ -переходов, расчеты  $M1$ -переходов проводились в приближении главных диаграмм. При этом вы-



Таблица 10. Экспериментальные и рассчитанные значения  $|\delta|$  для переходов  $\Delta J = 0$  в  $^{152}\text{Sm}$ 

$J_i$	$J_f$	Эксп.	ДКМ
2 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	$13^{+\infty}_{-7,9}$	36,0
2 <sub>3</sub>	2 <sub>1</sub>	$-27^{+11}_{-56}$	25,0
4 <sub>2</sub>	4 <sub>1</sub>	$6^{+4}_{-2}$	4,1
4 <sub>3</sub>	4 <sub>1</sub>	$-6^{+2}_{-19}$	9,8

яснилось, что в силу специфики геометрии значения  $B(M1)$  для переходов с изменением спина на единицу оказываются на уровне  $10^{-3} \mu_N^2$  и для таких переходов становится важным точный учет паулиевских поправок. А так как экспериментальные данные по  $M1$ -переходам содержат значительную неопределенность, мы не решились брать за эту большую работу. В то же время для переходов без изменения спина рассчитанные вероятности оказываются значительными, и сопоставление с экспериментом вполне правомерно. Некоторые результаты такого рода представлены в табл. 10 для  $^{152}\text{Sm}$ . Как видно, согласие с экспериментом вполне приемлемое. Но типичная для измеряемой величины погрешность слишком велика, чтобы делать какие-либо серьезные выводы.

Что же касается описания  $g$ -факторов возбужденных состояний, то здесь обнаружили любопытные детали. Во-первых, при приближении к магическому числу нейтронов  $g$ -фактор  $2_1^+$ -состояния убывает в соответствии с экспериментом (см. рис. 31), а не возрастает, как это обычно встречается. Это связано с тем, что главной компонентой в волновой функции  $2_1^+$ -состояния становится  $[1g_{7/2}]^2$ -протонная конфигурация, имеющая малый  $M1$ -момент. Во-вторых, с ростом момента

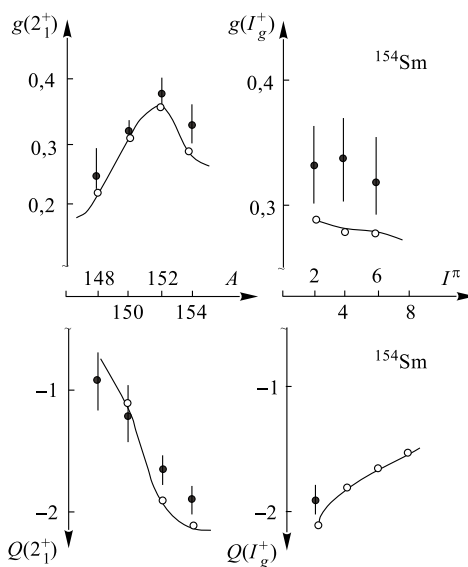


Рис. 31. Рассчитанные в ДКМ зависимости  $g$ -факторов и квадрупольных моментов от массового числа и от спина возбуждаемого состояния. Темные точки — эксперимент

возбуждаемого состояния полосы значение  $g$ -фактора тоже убывает, хотя и медленно, что демонстрирует рис. 31, где представлены результаты расчетов в сравнении с экспериментом. Причина опять-таки кроется в том, что при больших моментах фононы во всех изотопах самария становятся подобными, слабоколлективными и с малым  $g$ -фактором.

Что же касается описания квадрупольных моментов, то расчеты по ДКМ прекрасно описывают экспериментальные данные в зависимости от массового числа (рис. 31). Оказалось, что с ростом углового момента возбужденного состояния ирраст-полосы квадрупольный момент состояния убывает по абсолютной величине. Перед нами чисто паулиевский эффект — с ростом углового момента фононы становятся все менее и менее коллективными. Подчеркнем, что это явление внутренне присуще именно ДКМ для сильноколлективных ядер. В слабоколлективных ядрах квадрупольный момент обычно вначале возрастает. В любой версии бозонной модели, в любой версии ротационной модели квадрупольный момент состояний ирраст-полосы увеличивается с ростом углового момента, вплоть до моментов  $I \sim I_{\max}/2$ . Напрашивается следующий эксперимент для ответа на вопрос о «существовании вращательных» степеней свободы в ядрах при малых моментах и энергиях возбуждения, а именно: *измерение с высокой точностью  $Q(4_1^+)/Q(2_1^+)$  в каком-нибудь сильноколлективном ядре. Если это отношение меньше единицы, то целый класс бозонных и ротационных моделей будет перечеркнут.*

Изотопы самария изучались [39] и в модели взаимодействующих бозонов. Но эти 8-параметрические расчеты привели к результатам, хуже согласующимся с экспериментом, чем представленные выше. Что же касается изотопа  $^{152}\text{Sm}$ , то в последние годы он вызвал повышенный интерес [40–45]. Обратили внимание на то, что состояния вблизи  $0_2^+$ -уровня удивительно напоминают спектр уровней слаборасщепленного гармонического вибратора, а некоторые из вновь измеренных [43] вероятностей  $\gamma$ -переходов значительно отличались от прежних результатов. Возникла мысль, что мы имеем дело с явлением сосуществования сферической формы в деформированном ядре, и были проведены различного рода расчеты [42–45], в частности, и в рамках МВБ [43]. Особое внимание привлекала наблюдаемая в эксперименте сильная заторможенность  $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$ -перехода, которая в расчетах по МВБ получается в очень узком интервале параметров гамильтониана. Но получаемый при этом спектр уровней  $\beta$ -полосы описывается совсем плохо. В табл. 11 представлены рассчитанные по ДКМ, ТКВ, КБ и МВБ [43] некоторые из отношений вероятностей  $E2$ -переходов в сравнении с экспериментом. Из сопоставления видно, что как ДКМ, так и ТКВ намного лучше описывают экспериментальную ситуацию в целом, включая и заторможенность  $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$ -перехода по отношению к другим переходам, хотя превышают экспериментальное значение более чем на порядок (оставаясь по величине меньше одночастичной оценки). Но на описание столь слабых переходов, как мы уже говорили ра-

Таблица 11. Рассчитанные и экспериментальные для  $^{152}\text{Sm}$  значения отношений  $R_I = B(E2; I_i \rightarrow I_{f1})/B(E2; I_i \rightarrow I_{f2})$

$I_i$	$I_{f1}$	$I_{f2}$	ДКМ	ТКВ	КБ	МВБ [43]	Эксп. [46]	Эксп. [43]
2 <sub>2</sub>	0 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	66	69	236	890		107
	0 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	45			18		20
	4 <sub>1</sub>	2 <sub>1</sub>	5	3	5	2	3	4
4 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	0,1	0,3	0,01	0,01	0,1	0,1
	2 <sub>2</sub>	4 <sub>1</sub>	65	39	41	18	41	37
2 <sub>3</sub>	2 <sub>1</sub>	0 <sub>1</sub>	2	1	2	1	2	2
	2 <sub>1</sub>	4 <sub>1</sub>	8	9	20	1	12	9
	0 <sub>2</sub>	0 <sub>1</sub>	0,2	0,4	1	0,7	—	0,02
	2 <sub>2</sub>	2 <sub>1</sub>	0,1	2,6	1	31	1	3
	0 <sub>2</sub>	2 <sub>2</sub>	0,1	0,3	0,02	0,02	—	0,005

нее, теория претендовать не может в принципе — незначительная примесь неколлективных степеней свободы или же более корректный учет паулиевских поправок может радикально повлиять на вероятности заторможенных переходов. Поэтому нет никаких оснований придавать исключительную важность информации о  $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$ -переходе по отношению к другим экспериментальным данным. Основным источником экспериментальной информации по изотопам самария были работы [46].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фундаментальные исследования В. Г. Соловьева и его учеников по квази-частично-фононной модели показали (если быть максимально кратким), что в рамки пространства, содержащего квазичастичные и фононные состояния, «помещается» множество явлений ядерной спектроскопии как при малых энергиях возбуждения, так и в области непрерывного спектра. А относительная простота модели позволяла шаг за шагом углублять уровень положенных в ее основание приближений. В итоге мы пришли к динамической коллективной модели. Базисные векторы в ДКМ — квазичастицы и фононы — строятся для каждого конкретного спина и четности, числа фононов и квазичастиц посредством минимизации полного гамильтониана на этих векторах, а не его какой-то части, и, естественно, с учетом принципа Паули. Мы строим упорядоченный базис. В этом единственное принципиальное отличие ДКМ от множества других, во многом аналогичных моделей.

В итоге оказалось возможным единообразно описать состояния вблизи ираст-полосы в широкой области масс ядер, как «сферических», «переходных», так и «деформированных», не привлекая для этого понятия о статической деформации ядер.

Проведенные расчеты позволили получить ряд результатов, которые слабо зависят от используемой модели, выявить релятивистскую природу спин-орбитальных сил и поставить перед экспериментом вопросы, имеющие принципиальное значение для дальнейшего развития теории.

Изложенные в этой работе идеи были сформулированы автором еще в 1975 г. [47]. Но понадобилось пятнадцать лет, чтобы подойти к расчетам конкретных четно-четных ядер. И мы еще лишь на полпути. Это угнетает. Но если посмотреть на активные исследования [48] сложных атомов в атомной и молекулярной физике, то можно заметить, что там только-только приступают к изучению роли диаграмм, которые детально исследовались в ядерной физике еще в середине семидесятых годов. Это обнадеживает.

На протяжении многих лет, на разных этапах выполнения работы, в реализации программы автору помогали многие исследователи. Всем им я искренне признателен.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Нуклонные ассоциации в легких ядрах. М.: Наука, 1968.
2. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М.: Наука, 1983.
3. Филитов Г. Ф., Овчаренко В. И., Смирнов Ю. Ф. Микроскопическая теория коллективных возбуждений атомных ядер. Киев: Наук. думка, 1981.
4. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Poves A., Zuber A. // Phys. Rep. 1981. V. 70. P. 236.
6. Гончар В. Ю. и др. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1409.
7. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. Т. 1; 1977. Т. 2.
8. Sheline R. K. // Rev. Mod. Phys. 1960. V. 32. P. 1.
9. Sakai M. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 104. P. 301.
10. Беляев С. Т., Зелевинский В. Г. // ЖЭТФ. 1962. Т. 42. С. 1590;  
Arima A., Iachello F. // Ann. Phys. 1976. V. 99. P. 253;  
Джолос Р. В. и др. // ЭЧАЯ. 1985. Т. 16. С. 280.
11. Hara K. // Prog. Theor. Phys. 1964. V. 32. P. 88.
12. Ikeda K. et al. // Prog. Theor. Phys. 1965. V. 33. P. 22.
13. Jolos R. V., Rybarska W. JINR Preprint E4-5578. Dubna, 1971.
14. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 206. Гатчина, 1975; 214. Гатчина, 1976.
15. Крыгин Г. Б., Митрошин В. Е., Фисенко И. Г. // Прогр. и тез. докл. 38 Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 1988. С. 207.
16. Kuriyama A. et al. // Prog. Theor. Phys. 1971. V. 45. P. 784; 1972. V. 47. P. 498.

17. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 74. Гатчина, 1973; Изв. АН СССР, сер. физ. 1974. Т. 38. С. 2070; 1975. Т. 39. С. 93.
18. Kasagi J., Ohnita H. // J. Phys. Soc. of Japan. 1978. V. 45. P. 1099.
19. Гангрский Ю. П. // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9. С. 344.
20. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 563. Гатчина, 1980.
21. Browne C. P. et al. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1831.
22. Ковригин О. Д., Митрошин В. Е. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1983. Т. 47. С. 2231.
23. Abecasis S. M. et al. // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 2320.
24. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 98. Гатчина, 1974; Изв. АН СССР, сер. физ. 1976. Т. 40. С. 126.
25. Звонов В. С., Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 353. Гатчина, 1977; Изв. АН СССР, сер. физ. 1978. Т. 42. С. 2.
26. Ерохина К. И., Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 469. Гатчина, 1979; Изв. АН СССР, сер. физ. 1981. Т. 45. С. 37.
27. Като Т. Теория возмущений линейных операторов. М.: Мир, 1972.
28. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 441. Гатчина, 1978; Изв. АН СССР, сер. физ. 1980. Т. 44. С. 986.
29. Бейман Б. Ф. Лекции по применению теории групп в ядерной спектроскопии. М.: Физматлит, 1961.
30. Adam J. et al. // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 143.
31. Крыгин Г. Б., Митрошин В. Е. // Прогр. и тез. докл. 41 Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1991. С. 147.
32. Вишневский И. И. и др. // УФЖ. 1991. Т. 36. С. 982.
33. Вишневский И. И. и др. // Там же. С. 1132.
34. Вдовин А. И., Стоянов Ч. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1974. Т. 38. С. 2598.
35. Митрошин В. Е. // Там же. С. 811.
36. Крыгин Г. Б., Митрошин В. Е. // Прогр. и тез. докл. 41 Совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., 1991. С. 149.
37. Tamura T. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 307.
38. Kumar K., Varanger M. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 110. P. 529; 1974. V. 231. P. 189.
39. King Yen M. M. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 688.
40. Casten R. F. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 59. P. R1553.
41. Ichello F., Zamfir N. V., Casten R. F. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 1191.
42. Casten R. F., Kusnezov D., Zamfir N. V. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 5000.
43. Zamfir N. V. et al. // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054312.
44. Jolie J., Sejnar P., Dobes J. // Ibid. P. 061303.
45. Jing-ye Zhang et al. // Ibid. P. 061304.
46. Бегжанов Р. Б. и др. Справ. по ядерной физике. Ташкент, 1989. Т. 1; Reker L. K. // N. D. S. 1989. V. 58. P. 93.
47. Митрошин В. Е. Препринт ЛИЯФ 152. Гатчина, 1975.
48. Дзюба В. А. и др. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 1636.