

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 341 а 1
Д₁ - 421

P4 - 8743

30/VI-75

Р.В.Джолос, Д.Янссен

2370/2-75

КОЛЛЕКТИВНЫЕ МОДЕЛИ

И МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ

СВОЙСТВ СФЕРИЧЕСКИХ И ПЕРЕХОДНЫХ ЯДЕР

1975

P4 - 8743

Р.В.Джолос, Д.Янссен

КОЛЛЕКТИВНЫЕ МОДЕЛИ
И МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ
СВОЙСТВ СФЕРИЧЕСКИХ И ПЕРЕХОДНЫХ ЯДЕР

Введение

Теоретические исследования сферических и переходных ядер, предпринятые в последнее время, в основном были направлены на разработку микроскопического подхода. И хотя большая часть исследований в этой области связана с разработкой математического аппарата теории, тем не менее, уже есть результаты, представляющие интерес и с точки зрения сравнения их с экспериментальными данными. Анализируя эти результаты, можно получить ответ на следующие вопросы:

1. Какие новые возможности в интерпретации свойств сферических и переходных ядер появились благодаря разработке микроскопического подхода?

2. Какую дополнительную информацию желательно получить для проверки теоретических предсказаний?

Чтобы была ясна общая схема рассмотрения, перечислим коллективные гамильтонианы, которые используются в расчетах:

1. Гамильтониан Бора-Моттельсона в переменных $\beta, \gamma, \vec{\theta}$. В этом гамильтониане явным образом выделяются кинетическая и потенциальная энергии квадрупольных колебаний.

2. Коллективный гамильтониан в виде ряда по степеням операторов фононов:

$$H_{\text{колл}} = \omega \sum_{\mu} b_{\mu}^{+} b_{\mu} - G \sum (-1)^{\mu} (b_{2\mu}^{+} b_{2-\mu}^{+} + b_{2-\mu} b_{2\mu}) + (1) \\ + F \sum_{\mu} ([b_{2}^{+} b_{2}^{+}]_{2\mu} b_{2\mu} + b_{2\mu}^{+} [b_{2} b_{2}]_{2\mu}) + \dots$$

Такое разложение в общем виде получается в методе бозонного представления фермионных операторов^{/1-3/} и в методе обобщенной матрицы плотности^{/4/}.

Гамильтониан (1) в принципе можно записать в виде, аналогичном гамильтониану Бора-Моттельсона.

3. Коллективный гамильтониан в терминах более сложных, чем фоновые, операторов, с факторами, учитываемыми в среднем принцип Паули^{/5/}:

$$\begin{aligned} H_{\text{колл}} = & \omega \sum_{\mu} b_{2\mu}^+ b_{2\mu} - G \sum_{\mu} (-1)^{\mu} (b_{\mu}^+ \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{N}} b_{-\mu}^+ \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{N}} + \\ & + \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{N}} b_{2-\mu} \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{N}} b_{2\mu}) + F \sum_{\mu} ([b_{2\mu}^+ b_{2\mu}^+]_{2\mu} b_{2\mu} \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{N}} + \\ & + \sqrt{1 - \frac{\hat{N}}{N}} b_{2\mu} [b_{2\mu} b_{2\mu}]_{2\mu}) + \sum_{\text{IM}} h_{\text{I}} [b_{2\mu}^+ b_{2\mu}^+]_{\text{IM}} [b_{2\mu} b_{2\mu}]_{\text{IM}} + \dots \\ \hat{N} = & \sum_{\mu} b_{2\mu}^+ b_{2\mu}. \end{aligned}$$

4. Гамильтониан, в котором явным образом учитываются не только коллективные, но и одночастичные степени свободы^{/6,7/}.

$$\begin{aligned} H = & \sum_{i\lambda\mu} \omega_{i\lambda} b_{i\lambda\mu}^+ b_{i\lambda\mu} + \\ & + \sum_{i\lambda, i'\lambda'} F_{i\lambda, i'\lambda'}^{i''\lambda''} ([b_{i\lambda}^+ b_{i'\lambda'}^+]_{i''\lambda''} b_{i''\lambda''} + b_{i''\lambda''}^+ [b_{i\lambda} b_{i'\lambda'}]_{i''\lambda''}). \end{aligned}$$

В гамильтониане Бора-Моттельсона потенциальная энергия находится в одном из вариантов приближения среднего поля без учета энергии нулевых колебаний. Ясно, что в тех случаях, когда важна информация не только о стационарных точках, но и о других характеристиках кривой потенциальной энергии, такие расчеты не надежны. В гамильтонианах (2) и (3) коэффициенты на практике определяются с помощью амплитуд, найденных в приближении хаотических фаз или методе Тамма-Данкова. Эти амплитуды могут становиться все менее и менее удовлетворительными при увеличении энергии возбуждения исследуемых коллективных состояний.

I. Сферические ядра

1. Остановимся сначала на интегральных характеристиках коллективных состояний. В рамках чисто феноменологической модели в предположении, что массовый коэффициент не зависит от деформации, а неадиабатическими эффектами можно пренебречь, получаются следующие приближенные (поскольку не учитываются слабые переходы в высоколежащие коллективные состояния) правила сумм^{/8/}:

$$\Sigma \approx 18(\epsilon(4_1^+) - 1)b(4_1^+ \rightarrow 2_1^+) + (\epsilon(2_2^+) - 1)b(2_2^+ \rightarrow 2_1^+) + 0,2(\epsilon(0_2^+) - 1)b(0_2^+ \rightarrow 2_1^+) = 6,$$

$$\epsilon(I^{\pi}) = \frac{E(I^{\pi})}{E(2_1^+)}, \quad b(I^{\pi} \rightarrow 2_1^+) = \frac{B(E2; I^{\pi} \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}.$$

Эти правила сумм удовлетворяются для гармонического осциллятора и жесткого аксиального ротатора. Экспериментальные значения Σ заключены в пределах 4 + 6. Например, для изотопов Se Σ равно: 5,88 (⁷⁴Se), 5,36 (⁷⁸Se), 5,03 (⁸⁰Se). Это накладывает определенные ограничения на характер зависимости массового коэффициента от деформации и на величину неадиабатических членов. Основываясь на гамильтониане (2), мы рассчитали значения Σ при различных физически разумных значениях коэффициентов коллективного гамильтониана. Результаты изменялись в пределах 4,5 + 5,5 и лишь изредка превышали 6.

2. Малые экспериментальные значения $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ и большие величины $Q(2_1^+)$ первое время после измерения квадрупольных моментов не удавалось объяснить одновременно. Выход был предложен в работах^{/9,10/} и в недавно выполненной работе^{/11/}. С точки зрения гамильтонова формализма, он состоит в следующем. В операторе квадрупольного момента есть две части: первая меняет число фононов на нечетное число, вторая — на четное. Вклады этих частей имеют одинаковый знак при вычислении $Q(2_1^+)$ и разный знак при вычислении $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$.

Следует отметить, что при сильной ангармоничности, когда существенны примеси многофононных состояний, $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$ оказываются малыми и без учета второго слагаемого в операторе квадрупольного момента.

3. Характерной чертой коллективных квадрупольных возбуждений сферических и переходных ядер являются корреляции между электромагнитными свойствами и энергетикой коллективных состояний. Эти корреляции были обнаружены и использованы моделью Давыдова-Филиппова-Чабана. Примером являются корреляции между значениями $\langle 2_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ || Q_2 || 0_1^+ \rangle$ и величиной $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$. Экспериментальный график (рис. 1), на котором на оси абсцисс откладывается $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$, а на оси ординат - величина $-\langle 2_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ || Q_2 || 0_1^+ \rangle$, приведен в^{12/}. В основном это плавная кривая, которая при больших значениях $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$ близка к 1 и идет почти горизонтально, а при малых значениях $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$ стремится к нулю. Однако в ряде ядер (^{32}S , ^{116}Cd) величина $-\langle 2_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ || Q_2 || 0_1^+ \rangle$ резко возрастает при малых значениях $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$. Если построить такой же график, используя результаты расчетов с гамильтонианом (2) при различных, но физически разумных, значениях входящих в него коэффициентов, то воспроизводятся как общий ход кривой, так и "пик" при малых значениях $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$. При этом оказываются возможными значения $|\langle 2_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ || Q_2 || 0_1^+ \rangle|$ большие, чем предсказывает ротационная модель ($\approx 1,20$). Пик при малых значениях $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$ в этих расчетах отвечает, в частности, ядрам с большой асимметрией в кривой потенциальной энергии деформации относительно замены $\gamma=0 \rightleftharpoons \gamma(\frac{\pi}{3})$: У этих ядер низко опущено двухфононное 0^+ -состояние. Примером может служить ^{32}S . В расчетах^{13/} для этого ядра получена потенциальная энергия с двумя минимумами: сферическим и деформированным ($\gamma=0$).

В модели Давыдова-Филиппова-Чабана получается кривая, которая в среднем воспроизводит ход экспериментальных данных, но она значительно более плавная и не описывает "пика" при малых значениях $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$.

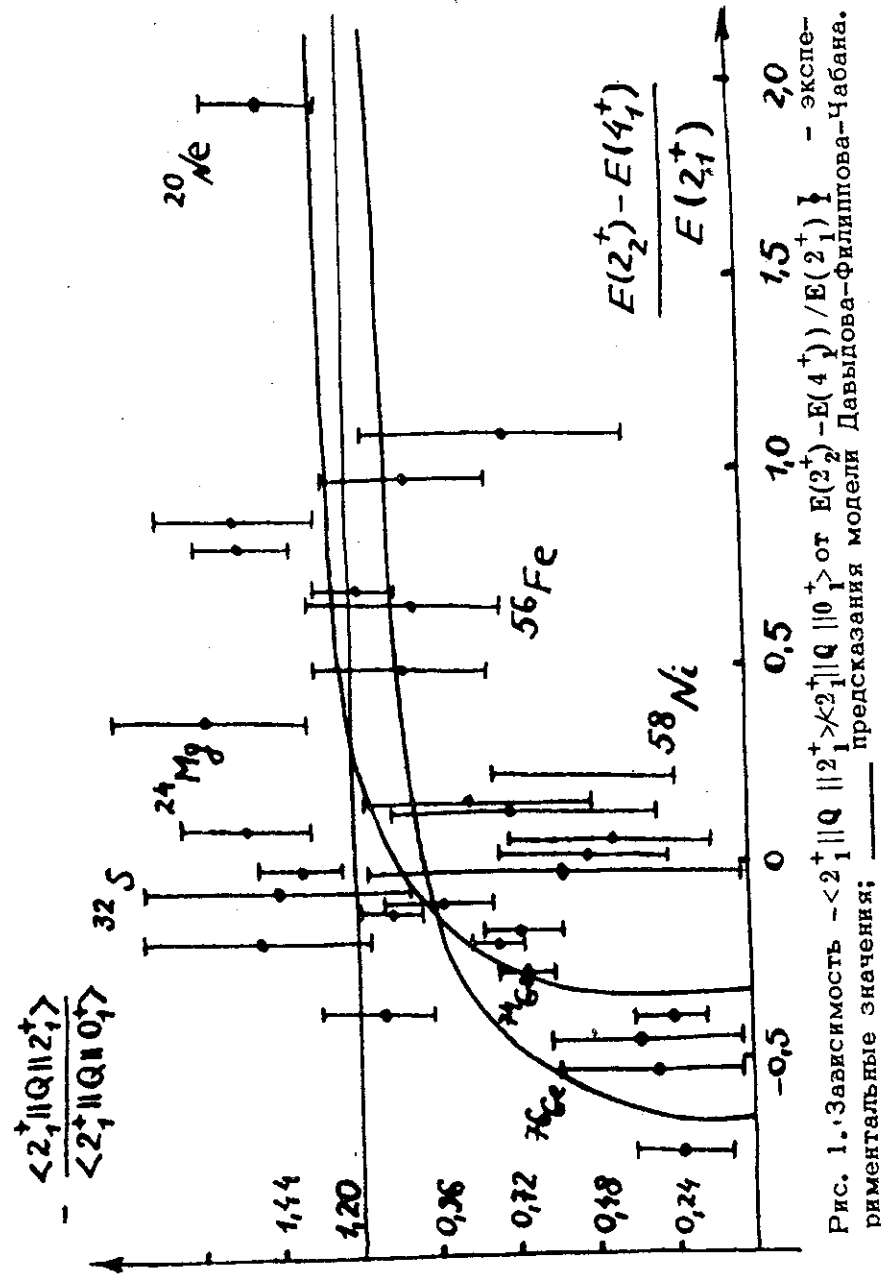


Рис. 1. Зависимость $-\langle 2_1^+ || Q_2 || 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ || Q_2 || 0_1^+ \rangle$ от $(E(2_2^+) - E(4_1^+)) / E(2_1^+)$ - экспериментальные значения; — предсказания модели Давыдова-Филиппова-Чабана.

4. Важное значение в настоящий момент для развития микроскопического подхода к описанию квадрупольных возбуждений ядер имеет информация о квадрупольных моментах двухфонных состояний и вероятностях E2-переходов между уровнями двухфонного триплета. Причина этого в следующем. Если эффекты, связанные с изменением микроструктуры коллективной переменной не важны, то форма коллективного гамильтониана оказывается очень простой, а вся структурная информация о ядре будет заключена в небольшом числе коэффициентов, которых меньше, чем независимых данных об энергетике и электромагнитных свойствах одно- и двухфонных состояний. Имея такую информацию, мы могли бы сказать, в чем состоят эффекты, связанные с зависимостью микроструктуры коллективных переменных от энергии возбуждения. Это указало бы, в каком отношении следует модифицировать теорию.

В литературе уже обсуждаются возможности экспериментального определения квадрупольных моментов двухфонных состояний и вероятностей E2-переходов между ними /14/. Видимо, в скором времени такая информация начнет поступать. Остановимся подробно на одном известном факте. В ядре ^{108}Pd найдена нижняя граница для отношения $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+) > 80^{15/}$. Оценки, сделанные в модели, учитывающей смешивание компонент, отличающихся по числу фононов от главной только на единицу, для приведенного выше отношения дают величину порядка 10. Тот же результат был получен в /16/, где пренебрегали ангармоническими поправками в кинетической энергии и учитывалось смешивание компонент до пятифонных.

Попытка объяснить этот факт, основываясь на гамильтониане (2), оказалось успешной (табл. 1) /17/. Понять этот результат можно, рассмотрев структуру волновых функций коллективных состояний ^{108}Pd , полученную в расчетах (рис. 2). На рис. 2 по оси абсцисс откладываются числа фононов N, а по оси ординат - вклады N-фонных компонент в нормы волновых функций. Графики весьма схожи для 0_1^+ , 2_1^+ и 4_1^+ состояний. Они лишь сдвинуты по оси абсцисс друг от-

Таблица 1

Теоретические и экспериментальные значения энергий, вероятностей E2-переходов между коллективными состояниями и квадрупольного момента 2_1^+ состояния в ^{108}Pd .

Отношения	Эксперимент	Теория
$E(4_1^+) / E(2_1^+)$	2,42	2,22
$E(2_2^+) / E(2_1^+)$	2,15	2,18
$E(0_2^+) / E(2_1^+)$	2,43	2,41
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$1,8 \pm 0,2$	1,52
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$1,6 \pm 0,4$	1,09
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$0,9 \pm 0,2$	0,68
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	0,022	0,008
$B(E2; 2_3^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)$	> 80	121
$\langle 2_1^+ Q 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ Q 0_1^+ \rangle$	$-0,9 \pm 0,1$	-0,68
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	—	≈ 1

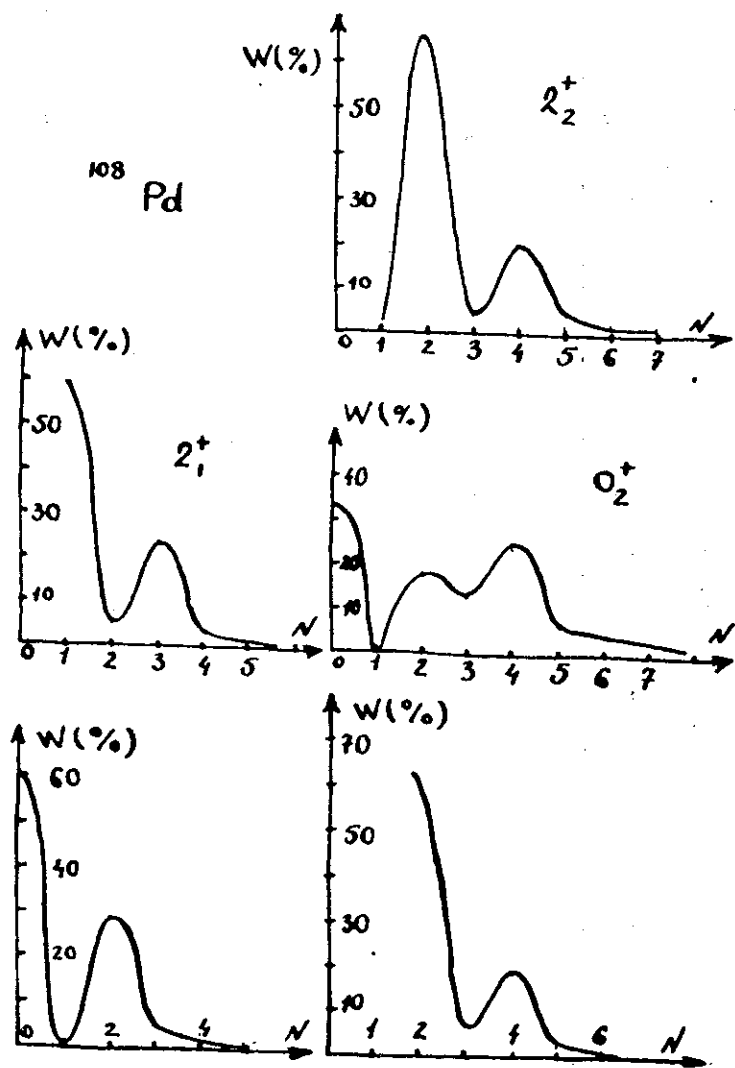


Рис. 2. Вклады (W) в % N -фоонных компонент в волновые функции 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ состояний ^{108}Pd .

носителем друга на $\Delta N=1$. Так как главная часть операция квадрупольного момента меняет число фоонов на 1, то этим и объясняется выделенность E_2 -переходов: $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ и $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$. Структура 2_2^+ -состояния практически совпадает со структурой 4_1^+ -состояния. В обоих случаях главными являются двух- и четырехфоонные компоненты, которые составляет 85% от нормы состояния. Так как оператор квадрупольного момента меняет число фоонов на единицу, то переход $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$ оказывается запрещенным.

С точки зрения теории, интересен и другой факт. Лучшее описание ^{108}Pd получается при тех значениях коэффициентов коллективного гамильтониана, при которых в принципе не существует решения задачи в рамках RPA. Последнее обусловлено тем, что потенциальная энергия квадрупольных колебаний, которую можно выделить из гамильтониана (2) для ^{108}Pd , при $\beta=0$ имеет не минимум, а максимум, хотя и очень пологий. Аналогичный результат был получен на основе коллективного гамильтониана (1)/18/ для ^{102}Ru .

Особый интерес представляет результат, полученный для отношения $V(E_2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+) / V(E_2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$. Это отношение оказалось равным примерно 1. Таким образом, запрет на переходы с $\Delta N=0$, следующий из модели гармонического осциллятора, снят для перехода $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$, но имеет место для перехода $4_1^+ \rightarrow 2_2^+$. Почему это произошло, можно понять из фоонной структуры 0_2^+ -состояния. Ни одна из компонент не дает в норму вклада больше 30%. Весьма заметны вклады бесфоонной, двух-, трех- и четырехфоонной компонент. Этим 0_2^+ -состояние резко отличается от других двухфоонных состояний.

Аналогичный результат для отношения $V(E_2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+) / V(E_2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ был получен в работе /18/ для ^{78}Se и в /16/ для ряда сферических ядер, но на основе коллективного гамильтониана (1).

II. Сосуществование в одном ядре сферических и деформированных состояний при небольших энергиях возбуждения

С точки зрения вышеописанного микроскопического подхода этот случай представляется наиболее сложным для теоретического анализа. Основные предсказания в этом направлении до сих пор делались на основе расчетов потенциальной энергии деформации. Было предсказано существование низколежащих деформированных состояний в ядрах ^{32}S , ^{40}Ca , в изотопах Mo и в ряде других. Единственным экспериментальным указанием на некоторую необычность всех этих ядер является существование в них 0_2^+ -возбужденных состояний при энергиях значительно меньших, чем в большинстве сферических ядер. Предполагается, что именно они являются деформированными.

1. Видимо, такая ситуация действительно реализуется в $^{40}\text{Ca}/^{12}$. На это достаточно четко указывают данные о вероятностях E2-переходов:

$$\frac{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)} \approx 20, \quad \frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_2^+)} \approx 2.$$

2. Изотопы $^{70,72}\text{Ge}$.

В ^{72}Ge первое возбужденное состояние - 0^+ , а в ^{70}Ge отношение $E(0_2^+)/E(2_1^+)$ равно 1,17 (рис. 3). В то же время спектры возбуждения $^{74,76}\text{Ge}$ похожи на спектры слегка ангармонических сферических вибраторов. Отношение $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 0,56$, что скорее указывает на малость эффективной деформации 0_2^+ -состояния. Не исключено, однако, что большим окажется E2-переход $2_2^+ \rightarrow 0_2^+$. Весьма мал и квадрупольный момент 2_1^+ -состояния. Единственная возможность трактовать 0_2^+ -состояние как деформированное - это предположить, что 2_2^+ -состояние также является деформированным, построенным на 0_2^+ -состоянии.

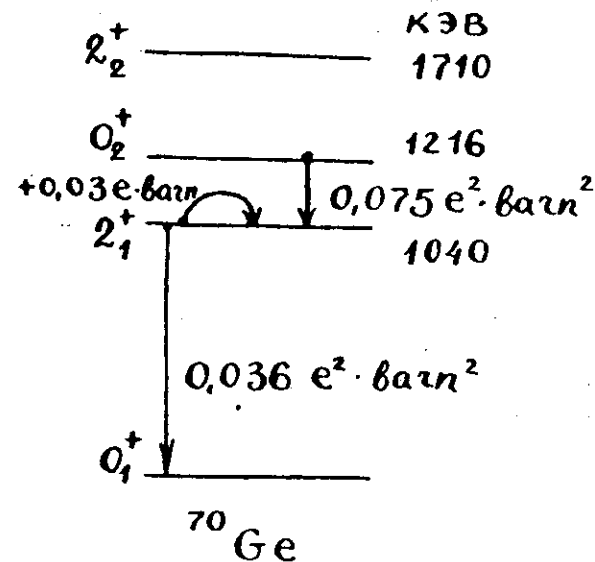


Рис. 3. Спектр коллективных состояний ^{70}Ge .

3. Изотопы $^{96,98,100}\text{Mo}$.

В этих ядрах отношения $E(0_2^+)/E(2_1^+)$ равны, соответственно: 1,48; 0,93; 1,29, а отношение $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ $^{96,100}\text{Mo}$ принимает значения 0,48 и 0,36. Кроме того, в ^{98}Mo

$$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)/B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+) \approx 0,1.$$

Как и в случае $^{70,72}\text{Ge}$, нет оснований утверждать, что в $^{96,98,100}\text{Mo}$ 0_2^+ состояния являются четкими деформированными.

Таким образом, четких примеров осуществования при малых энергиях возбуждения состояний с различной формой очень мало, но тем не менее, перед нами встает задача - объяснить появление низколежащих 0^+ -состояний в сферических и переходных ядрах.

Прежде всего было бы полезно динамически реализовать идею о двух минимумах - сферическом и деформированном, в потенциальной энергии деформации. Такие

расчеты были проделаны в работах Грайнера с сотрудниками /19/. Параметры коллективного гамильтониана (использовался гамильтониан Бора-Моттельсона) были подобраны так, чтобы воспроизвести положения 0_2^+ -состояний в $^{70,72}\text{Ge}$ и $^{96,98,100}\text{Mo}$. Однако следующие возбужденные состояния не были воспроизведены удовлетворительным образом. Слишком заниженными (на 600-700 кэВ) оказались положения 2_2^+ и 4^+ -состояний. Отметим, что деформированный минимум предполагался неаксиальным.

Далее был проведен расчет на основе коллективного гамильтониана $(2)^{20/}$. В этих расчетах удовлетворительным образом был воспроизведен спектр коллективных состояний (рис. 4). Хорошие результаты были получены для вероятностей E2-переходов в $^{96,100}\text{Mo}$. Была правильно воспроизведена такая важная характеристика 0_2^+ -состояния как $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, хотя экспериментальные значения $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ в $^{96,100}\text{Mo}$ необычно велики для сферических ядер (табл. 2). Видимо, какие-то существенные черты коллективных состояний в изотопах Mo "схватываются" этой моделью. Если попытаться найти соответствие между использованным коллективным гамильтонианом и гамильтонианом Бора-Моттельсона, то параметры, при которых было получено удовлетворительное согласие для $^{96,100}\text{Mo}$, соответствуют потенциальной энергии с одним сферическим минимумом и большой величиной коэффициента при члене $\beta^3 \cos 3\gamma$.

В случае ^{98}Mo теоретические результаты резко расходятся с экспериментальными для вероятностей E2-переходов. Это настораживает и вынуждает искать другие возможности для интерпретации. Есть еще один факт, который также не удается объяснить в описанном выше подходе. В ^{96}Mo в том энергетическом интервале, в котором находятся двухфононные состояния, есть не одно, а два 2^+ -состояния. При этом из обоих состояний идут сильные E2-переходы на 2_1^+ -состояние.

Можно было бы предположить, что имеет место сильная связь коллективных и одночастичных состояний, так что 2_2^+ - и 2_3^+ -состояния являются смесью одно-

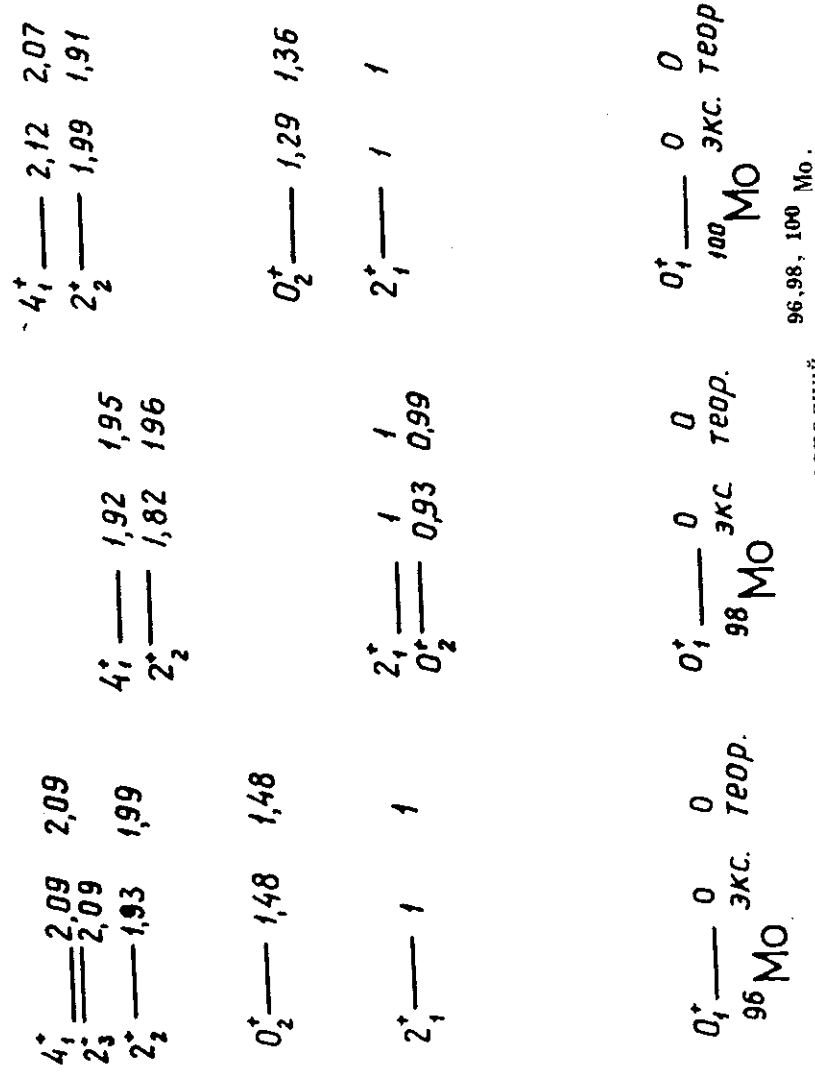


Рис. 4. Спектр коллективных состояний

Таблица 2
Теоретические и экспериментальные значения вероятностей E2-переходов между коллективными состояниями 4_2 квадрупольных моментов коллективных состояний в ^{96}Mo .

B(E2; I ⁺ → J ⁺)	^{96}Mo		^{98}Mo		^{100}Mo	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	2,4 ± 0,3	2,4	4,2	4,2	1,8 ± 0,3	2,2
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	1,8 ± 0,4	1,9	2,3 ± 0,3	2,3	1,8 ± 0,2	1,7
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0,8 ± 0,2	1,1	2,5 ± 0,4	0,15	1,7 ± 0,2	1,1
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	0,8 ± 0,3					
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0,06 ± 0,01	0,11	0,05	0,40	0,02	0,07
$2_2^+ \rightarrow 0_2^+$		0,53	0,12 ± 0,04	0,50		
$ \langle 2_1^+ Q 2_2^+ \rangle / \langle 2_1^+ Q 0_1^+ \rangle $		0,9		1,3	0,7 ± 0,2	0,5

частичных (50%) и коллективных (50%) состояний. Действительно, сумма $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) + B(E2; 2_3^+ \rightarrow 2_1^+) = 1,6 \pm 0,5$ как раз соответствует переходу из двухфононного состояния в однофононное. Но тогда не понятно, почему при таком сильном смешивании коллективных и одночастичных компонент разность энергий 2_2^+ - и 2_3^+ -состояний очень мала (≈ 125 кэВ).

Есть еще одна возможность получить низколежащие 0_2^+ -состояния и объяснить появление практически при одной энергии двух коллективных 2^+ -состояний - это учет фонон-фононного взаимодействия. Точнее говоря, не просто учет, а выдвигание его на передний план. Такому взаимодействию соответствует последний член в (2). Выше, при использовании (2), мы предполагали, что \hbar_1 заметно меньше, чем ω , F и G.

И раньше было известно, что сильное фонон-фононное взаимодействие, не меняющее числа фононов, может приводить к резкому опусканию многофононных состояний. В последнее время на него было обращено внимание в работах /21/, где было показано, что для такого ядра, как ^{16}O , это взаимодействие является основным, тогда как взаимодействия, меняющие числа фононов, малы. Общее выражение для энергий коллективных состояний, которое получается при учете только этого взаимодействия, следующее:

$$E(n, I, \nu) = \omega n + a_1 n^2 + a_2 \nu(\nu + 3) + a_3 I(I + 1).$$

Здесь n - число фононов, ν - сеньорите (число фононов, не связанных в пары с моментом 0), I - вращательный момент.

Учет фонон-фононного взаимодействия позволил получить вполне удовлетворительные результаты для ^{96}Mo (рис. 5, табл. 3). Однако величина $B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ получилась в два раза меньше экспериментальной. В прежней модели (табл. 2) она получилась правильной. В три раза уменьшилось теоретическое значение $\langle 2_1^+ || Q || 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ || Q || 0_1^+ \rangle$. В этой связи большой интерес представляет измерение $Q(2_1^+)$ в ^{96}Mo .

Таблица 3

Теоретические и экспериментальные значения вероятностей E2-переходов между коллективными состояниями и квадрупольного момента 2_1^+ состояния в ^{96}Mo . (Теоретические результаты получены с учетом фонон-фононного взаимодействия)

$B(E2; I^+ \rightarrow J^+)$	эксперимент	теория
$B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$		
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0,8 \pm 0,2$	0,94
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	$0,8 \pm 0,3$	0,74
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	$0,06 \pm 0,01$	0,06
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$1,8 \pm 0,4$	1,54
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$2,4 \pm 0,3$	1,0
$ \langle 2_1^+ Q 2_1^+ \rangle $		0,34

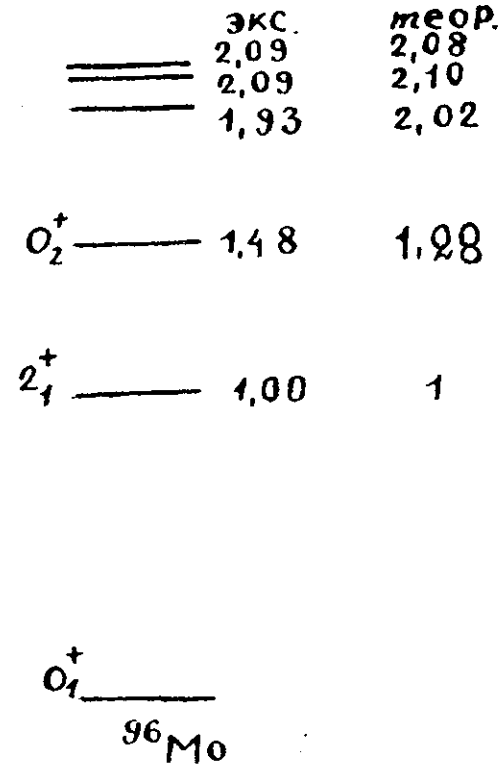


Рис. 5. Спектр коллективных состояний ^{96}Mo (теоретические результаты получены с учетом фонон-фононного взаимодействия).

Литература

- С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЖЭТФ, 42, 1590, 1962.
- T.Marumori, M.Yamamura, A.Tokunaga. Prog. Theor.Phys., 31, 1009, 1964.
- D.Janssen, F.Donau, S.Frauendorf and R.V.Jolos. Nucl.Phys., A172, 145, 1971.
- С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, 16, 1195, 1972.
- Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. ТМФ, 20, 112, 1974.
- V.G.Soloviev. Nuclear Structure Dubna Symp., 1968, p.101, IAEA, Vienna, 1968.

7. А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стойнов. Изв. АН СССР, сер.физ., 37, 750, 1973;
А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стойнов. Препринт ОИЯИ, Р4-7374, Дубна, 1973.
8. Р.В.Джолос. Сообщение ОИЯИ Р4-5346, Дубна, 1970.
9. Г.Алага. Структура ядра. Д-6466, Дубна, 1972.
10. В.Л. Birbrair. Phys.Lett., 32B, 165, 1970.
11. М.А.Троицкий, В.А.Ходоль. Письма в ЖЭТФ, 20, 520, 1974.
12. D.Cline. Colloquium on Intermediate Nuclei. Orsay, 1971.
13. R.K.Sheline, I.Ragnarsson and S.G.Nilsson. Phys.Lett., 41B, 115, 1972.
14. A.M.Kleinfeld. Topical Conference on Problems of Vibrational Nuclei. Zagreb, Yugoslavia, 1974.
15. P.H.Stelson, S.Raman, J.A.McNadd et al. Phys.Rev., C8, 368, 1973.
16. Б.Е.Степанов. ЯФ, 18, 999, 1973.
17. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, Р4-8286, Дубна, 1974.
18. G.Holzwarth. Z.Physik, 249, 332, 1972.
19. G.Gneuss, W.Greiner. Letters Nuovo Cim., 6, 527, 1973. G.Gneuss, W.Greiner. Nucl. Phys., A171, 449, 1971.
20. Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. ЯФ, 20, 310, 1974.
21. H.Feshbach and F.Tachello. Ann.Phys., 84, 211, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 марта 1975 года.