

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P4-86-453

Ч.Велчев*, В.Ю.Пономарев

**ВЕРОЯТНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ
ДВУХФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ
И ИХ ВКЛАД В ФОРМИРОВАНИЕ
ГИГАНТСКИХ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ**

* Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

1986

Основные свойства гигантских мультипольных резонансов, такие, как их положение, приведенные вероятности электромагнитного возбуждения, неплохо воспроизводятся в рамках $1p1h$ -приближения различных микроскопических подходов. Для описания ширин резонансов используется взаимодействие состояний, формирующих резонанс, с более сложными конфигурациями, а именно $2p2h$ -конфигурациями. При этом, как правило, предполагается, что вероятность возбуждения сложных конфигураций пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью возбуждения $1p1h$ -резонансных состояний; поэтому даже используя волновую функцию, содержащую $1p1h$ - и $2p2h$ -компоненты, возбуждение рассматривается только через $1p1h$ -компоненту. Однако известны отдельные примеры, когда такая схема расчета оказывается неверной. В работе ^{1/}, где исследовались свойства 4_1^+ в ^{58}Ni , было обнаружено, что в величину $B(E4)$ $1p1h$ - и $2p2h$ -конфигурации дают примерно равный вклад. В работе ^{2/} при исследовании $M1$ -резонанса в ^{40}Ca и ^{48}Ca было получено, что суммарные вероятности $M1$ -переходов в ^{40}Ca , где низколежачий ($1p1h$) $M1$ -резонанс отсутствует, и в ^{48}Ca , где такой резонанс существует, примерно равны. С другой стороны, интерес к изучению вероятности возбуждения $2p2h$ -конфигураций связан с поиском ответа на вопрос о причинах экспериментально обнаруженного подавления $M1$ -и гамов-теллеровского резонансов в средних и тяжелых ядрах - не дают ли $2p2h$ -состояния "фон", при отделении которого может теряться часть силы $1p1h$ -резонанса.

В связи с этим в настоящей работе в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) ядра ^{3,4/} на примере изотопа ^{90}Zr мы численно оценим матричные элементы перехода на $2p2h$ -состояния различной мультипольности, их интерференцию с матричными элементами перехода на $1p1h$ -состояния.

Возбужденные состояния четно-четного ядра рассматриваются в КФМ как газ фононов, которые представляют собой суперпозицию $1p1h$ (или, с учетом спаривания, двухквазичастичных) возбуждений. Таким образом, волновая функция возбужденного состояния с моментом λ и проекцией μ в наших расчетах будет содержать одно- и двухфононные компоненты:

$$\Psi_{\nu}(\lambda\mu) = \left[\sum_i R_i(\lambda\nu) Q_{\lambda\mu i}^+ + \sum_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2} P_{\lambda_1 i_1 \lambda_2 i_2}(\lambda\nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{\lambda\mu} \right] \Psi_0, \quad (1)$$

где Ψ_0 - основное состояние, определяемое как фоновый вакуум, $Q_{\lambda\mu i}^+$ - оператор рождения фона мультипольности λ с проекцией μ и порядковым номером i , который выражается через оператор рождения α_{jm}^+ и уничтожения α_{jm} Боголюбовских квазичастиц следующим образом:

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \left\{ \Psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \Psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{jm} \alpha_{j'm'}]_{\lambda-\mu} \right\};$$

$$[\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+]_{\lambda\mu} = \sum_{mm'} C_{jmj'm'}^{\lambda\mu} \alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+.$$

Коэффициенты $\Psi_{jj'}^{\lambda i}$ и энергии однофоновых состояний определяются из хорошо известных уравнений приближения случайных фаз.

Энергия и структура, т.е. коэффициенты $R_i(\lambda\nu)$ и $P_{\lambda_1\lambda_2 i_1 i_2}^{\lambda_1 \lambda_2}(\lambda\nu)$ состояний, описываемых волновой функцией (I), находятся из решения системы более сложных уравнений, в которые входят матричные элементы взаимодействия одно- и двухфоновых состояний (явный вид этих уравнений см., например, в ^{14,5/}). Член гамильтониана, описывающий взаимодействие этих состояний, возникает в КФМ естественным образом и не содержит новых параметров в дополнение к тем, которые используются для определения свойств однофоновых возбуждений. В случае, если взаимодействие одно- и двухфоновых состояний окажется слабым, спектр состояний, описываемых волновой функцией (I), распадается на группу чисто однофоновых и группу чисто двухфоновых состояний.

Гамильтониан КФМ содержит следующие параметры: 1) параметры потенциала Вудса-Саксона, которым описывается среднее поле; 2) константы монопольного спаривания; 3) изоскалярные и изовекторные константы остаточных сил, которые генерируют фоновые возбуждения. Значения параметров для первых двух групп являются давно устоявшимися для расчетов в КФМ и опубликованы в работе ^{16/}. Для определения констант остаточных сил, радиальный формфактор которых выбирался в виде производной от центральной части потенциала Вудса - Саксона, использовался тот же принцип, что и в работе ^{17/}. С данным набором параметров удается удовлетворительно описать известные экспериментальные свойства как низколежащих состояний, так и гигантских резонансов невысокой мультипольности.

Если записать оператор электромагнитного перехода во вторично-квантованном виде, провести преобразование Боголюбова, а затем от пар операторов $\alpha^+ \alpha^+$ и $\alpha \alpha$ перейти к операторам фононов, то получим выражение:

$$M(E(M)\lambda) = \frac{1}{\lambda} \sum_{j_1 j_2} f_{j_1 j_2}^{\lambda} \left\{ \frac{1}{2} U_{j_1 j_2}^{(\pm)} \sum_i (\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} \pm \Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}) \times \right.$$

$$\left. \times (Q_{\lambda\mu i}^+ (-)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu i}) + V_{j_1 j_2}^{(\mp)} \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2+m_2} C_{j_1 m_1 j_2 m_2}^{\lambda\mu} \alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2} \right\};$$

$$\hat{\lambda} = \sqrt{2\lambda+1}; \quad U_{j_1 j_2}^{(\pm)} = U_{j_1} V_{j_2} \pm U_{j_2} V_{j_1}; \quad V_{j_1 j_2}^{(\mp)} = U_{j_1} U_{j_2} \mp V_{j_1} V_{j_2};$$

$f_{j_1 j_2}^{\lambda}$ - приведенный одночастичный матричный элемент перехода, U_j, V_j - коэффициенты преобразования Боголюбова. Здесь и ниже верхний знак соответствует переходам электрического типа ^{18/}, нижний - магнитного типа. Используя технику бозонных разложений, произведение $\alpha^+ \alpha$ можно представить в виде бесконечного ряда квадратичных форм операторов фононов. Тогда приведенная вероятность электромагнитного перехода из основного 0^+ -состояния на состояния, описываемые волновой функцией (I), будет иметь вид

$$B(E(M)\lambda; 0^+ \rightarrow \lambda_\nu^{\pi}) = \frac{1}{2\lambda+1} \left| \sum_{j_1 j_2} f_{j_1 j_2}^{\lambda} \left[\frac{1}{2} \sum_i R_i(\lambda\nu) U_{j_1 j_2}^{(\pm)} (\Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} \pm \Psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}) - \right. \right.$$

$$\left. - \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda_2 \\ \lambda_1 \lambda_2 \\ j_3}} \hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2 \left\{ \begin{matrix} \lambda & \lambda_1 & \lambda_2 \\ j_3 & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} P_{\lambda_1 \lambda_2 i_1 i_2}^{\lambda_1 \lambda_2}(\lambda\nu) V_{j_1 j_2}^{(\mp)} (\Psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \Psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \pm \Psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \Psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1}) \right] \right|^2 \quad (2)$$

Первый член в формуле (2) соответствует переходу на однофоновые компоненты волновой функции (I), второй - на двухфоновые. Поскольку выполняется соотношение $\Psi_{jj'}^{\lambda i} \gg \Psi_{jj'}^{\lambda i}$, за исключением нижайших коллективных возбуждений, для которых значения коэффициентов $\Psi_{jj'}^{\lambda i}$ все равно в несколько раз превосходят значения коэффициентов $\Psi_{jj'}^{\lambda i}$; из выражения (2) наглядно видно, что переходы на двухфоновые состояния будут подавлены по сравнению с переходами на однофоновые состояния. В приближении Тамма - Данкова, в котором $\Psi_{jj'}^{\lambda i} \equiv 0$, прямой переход на двухфоновые состояния вообще запрещен. Отметим, что оба члена формулы (2) использовались в КФМ в расчетах электромагнитных свойств низколежащих состояний ^{19/}.

Структура второго члена формулы (2) по внешнему виду очень похожа на выражение для матричного элемента взаимодействия одно- и двухфоновых состояний. Такие матричные элементы в КФМ вычисляются программой

GIRES /5/, поэтому в численных расчетах мы взяли ее за основу. Однако вместо того, чтобы использовать метод силовых функций (как это сделано в программе G-IRES), мы решали задачу на собственные значения для базисных векторов (1), т.е. определяли спектр состояний, описываемых волновой функцией (1), коэффициенты R и P , а затем уже рассчитывали приведенные вероятности электромагнитных переходов на эти состояния.

Перейдем теперь к обсуждению полученных результатов. Прежде всего рассмотрим, насколько все-таки подавлены переходы на двухфононные состояния по сравнению с переходами на однофононные. Для этого мы рассчитали переходы на чисто однофононные и чисто двухфононные состояния (т.е. в (1) полагалось либо $P = 0$, либо $R = 0$), просуммировали по энергетическому интервалу ΔE_x и представили результаты в таблице. Интервал ΔE_x выбирали таким образом, чтобы в него попадали известные гигантские резонансы соответствующей мультипольности. Сравнение этих интегральных характеристик показывает, что в целом переходы на двухфононные состояния не превышают нескольких процентов от переходов на однофононные состояния, при этом наибольший относительный вклад двухфононные состояния дают в переходы с малыми $\lambda^{\mathcal{J}}$.

Таблица. Суммы приведенных вероятностей электромагнитного возбуждения однофононных (B_1) и двухфононных (B_2) состояний различной мультипольности из энергетического интервала ΔE_x в ядре ^{90}Zr (в ед. $[\mu_N^2 \cdot \text{ФМ}^{2\lambda-2}]$ для состояний магнитного типа и $[e^2 \cdot \text{ФМ}^{2\lambda}]$ для состояний электрического типа).

$\lambda^{\mathcal{J}}$	1^+	2^-	1^-	2^+	3^-
ΔE_x , МэВ	0-15	0-20	0-22	0-15	0-13
B_1	8,54	$5,64 \cdot 10^3$	21,9	$1,92 \cdot 10^3$	$8,93 \cdot 10^4$
B_2	0,48	$4,03 \cdot 10^2$	1,3	$3,97 \cdot 10^1$	$3,64 \cdot 10^2$
B_1/B_2 , %	5,6	7,2	5,9	2,1	0,4

Непосредственные расчеты с волновой функцией (1) мы выполнили для $M1$ -, $E2$ - и $E3$ - переходов. Качественно результаты получились одинаковыми, поэтому мы подробно остановимся лишь на возбуждении 1^+ -состояний, а затем сделаем общие выводы.

В рамках однофононного приближения основная часть силы $M1$ -переходов распределена между двумя состояниями с энергией 8,9 ($B(M1) = 4,4 \mu_N^2$)

и 11,0 ($B(M1) = 3,6 \mu_N^2$) МэВ (рис.1а). Кроме них два однофононных состояния имеют величину $B(M1) \sim 0,3 \mu_N^2$. Наибольшая величина приведенной вероятности возбуждения двухфононного состояния равна $0,13 \mu_N^2$. Плотность двухфононных состояний во много раз превышает плотность однофононных состояний, поэтому распределение величины $B(M1)$ по энергии возбуждения для двухфононных состояний мы привели на рис.1б в виде гистограммы с шагом 0,5 МэВ. Интересно отметить, что хотя с ростом E_x

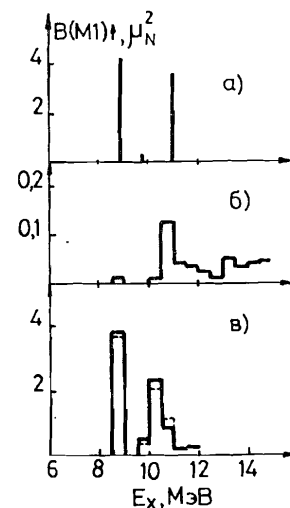


Рис.1. Вероятность электромагнитного возбуждения ^{90}Zr : а) однофононных состояний, б) двухфононных состояний, в) состояний, описываемых волновой функцией (1) (пунктирная прямая - в выражении (2) учтен только член $\sim R$; сплошная прямая - учтены оба члена в (2)).

плотность двухфононных состояний сильно возрастает, соответствующего роста величины $B(M1)$ не наблюдается. Та же характерная особенность имеет место и для состояний с другими $\lambda^{\mathcal{J}}$. Таким образом, двухфононные состояния как бы создают "фон", над которым хорошо выделяются однофононные состояния, формирующие гигантские резонансы. Как взаимодействует "фон" с резонансными состояниями, демонстрирует рис.1в. Пунктиром на этом рисунке изображены расчеты, когда возбуждение состояний, описываемых волновой функцией (1), рассматривается только через однофононную компоненту. По такой схеме фрагментация $M1$ -резонанса в КФМ рассматривалась, например, в работах /10/. Учет перехода на двухфононную компоненту волновой функции (1) (сплошная прямая) в целом не изменяет картины распределения силы $M1$ -перехода. На некоторых участках гистограммы сила перехода усиливается, на других - ослабляется, т.е. интерференция первого и второго членов в формуле (2) оказывается в фазе или в противофазе соответственно, но относительный эффект невелик. Гораздо более сильные изменения происходят в области слабых переходов и для отдельных состояний с малой примесью однофононной компоненты. В некоторых случаях сила перехода увеличивается на несколько порядков, но все же она остается настолько малой, что ее не видно на рисунке.

В плане конкуренции переходов на двухфононные состояния с переходами на слабые однофононные состояния интересно рассмотреть $E1$ -пере-

ходы в области энергии связи нейтрона. В этой области, где однофононные состояния имеют величину $V(EI)$, на порядок и более меньшую, чем у состояний, формирующих гигантский дипольный резонанс (ГДР), накоплено значительное количество данных о радиационных силовых функциях. В рамках КФМ радиационные силовые функции исследовались в работах /II/, в частности, изучалось влияние ГДР, расположенного на несколько МэВ выше по энергии, на их величину. Настоящие расчеты показывают, что вклад прямых переходов на двухфононные состояния в этой области энергии возбуждения пренебрежимо мал. Если учет влияния ГДР приводит к изменению EI радиационной силовой функции в ^{90}Zr на 20% /II/, то мы получаем эффект $\sim 3\%$.

Подводя итог анализа полученных результатов, можно сделать следующие заключения. При описании приведенных вероятностей электромагнитных переходов на состояния, формирующие гигантские мультипольные резонансы в сферических ядрах, с хорошей степенью точности можно ограничиться расчетом возбуждения этих состояний через однофононную компоненту их волновой функции. Двухфононные состояния играют важную роль в формировании ширины резонансов, однако возбуждаются значительно слабее однофононных. Таким образом, принятое в КФМ и многих других подходах приближение, когда резонансы описываются волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные компоненты, а возбуждение рассматривается только через однофононную компоненту, в целом, оправдано.

Литература

1. Дао.Тиен Кхоа и др. ОИЯИ, Р4-85-720, Дубна, 1985.
2. Камерджиев С.П., Ткачев В.Н. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, с.31.
3. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810;
Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.237.
4. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1380;
Soloviev V.G. et al. Nucl. Phys., 1977, A288, p.376.
5. Пономарев В.Ю. и др. ОИЯИ, Р4-81-704, Дубна, 1981.
6. Ponomarev V.Yu. et al. Nucl. Phys., 1979, A323, p.446.
7. Ponomarev V.Yu. et al. Physica Scripta, 1984, 30, p.238.
8. Беляев С.Т., Зелевинский В.Г. ЖЭТФ, 1962, 42, с.1590.
9. Вдовин А.И., Стоянов Ч. Изв. АН СССР (сер.физ.), 1974, 38, с.2604.
10. Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, с.923;
Vdovin A.I. et al. JINR, E4-86-30, Dubna, 1986.
11. Воронов В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1977, 25, с.459;
Soloviev V.G. et al. Nucl. Phys., 1978, A304, p.503.

Рукопись поступила в издательский отдел
7 июля 1986 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Велчев Ч., Пономарев В.Ю.

P4-86-453

Вероятность возбуждения двухфононных состояний и их вклад в формирование гигантских мультипольных резонансов

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны приведенные вероятности возбуждения двухфононных состояний различной мультипольности для широкого интервала энергии возбуждения. Продемонстрировано, что учет возбуждения двухфононных конфигураций слабо влияет на форму резонансов и интегральную интенсивность их возбуждения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Velchev Ch., Ponomarev V.Yu.

P4-86-453

Probability of Two-Phonon State Excitation and Their Contribution into Formation of Giant Multipole Resonances

The reduced excitation probabilities of two-phonon states with different multipolarity in a wide range of excitation energy are calculated in the framework of the quasiparticle-phonon model. The shape of resonances and their integral excitation probabilities are not very sensitive neither the account of the excitation of two-phonon configuration is made or not.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986