



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

В 253

P4-88-116

А.И.Вдовин, Р.Николаева, Ч.Стоянов*

МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
НИЗКОЛЕЖАЩИХ КВАДРУПОЛЬНЫХ
ИЗОВЕКТОРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ^{56}Fe

Направлено в журнал "Europhysics Letters"

* Институт ядерных исследований и ядерной
энергетики БАН, София

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Мультипольные частично-дырочные корреляции являются причиной возникновения в ядрах низколежащих квадрупольных и октупольных вибраций, гигантского дипольного резонанса, изоскалярных и изовекторных мультипольных резонансов. Низколежащие квадрупольные и октупольные вибрации являются типичным примером изоскалярных мод. Изовекторные квадрупольные и октупольные резонансы расположены в гораздо более высокой части спектра. И те и другие генерируются мультипольными бесспиновыми частично-дырочными полями.

В последние годы в ряде работ по β -распаду ^{1,2/} и ионному рассеиванию ^{3/} были измерены сильные M1-переходы между 2_1^+ и следующими 2^+ -состояниями. Так как 2_1^+ -состояние имеет изоскалярную структуру, возникло предположение, что 2_2^+ и 2_3^+ имеют изовекторный характер. В работе ^{4/} было показано, что проявление изовекторной моды в низкоэнергетической части спектра — характерная черта для системы, состоящей из двух разных блоков фермионов.

Большая часть состояний смешанной симметрии может быть классифицирована в рамках моделей, основанных на групповом подходе, например IBM-2 ^{5/}. Но есть и исключение. Так, в ⁵⁶Fe обнаружены два близколежащих 2^+ -уровня, имеющих вероятности перехода $B(M1, 2_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ одного порядка ($\approx 0,2 \mu_0^2$) ^{2/}.

Мы рассмотрим проблему появления низколежащих изовекторных состояний (на примере ⁵⁶Fe) в рамках микроскопической квазичастично-фононной модели (КФМ) ядра ^{6-8/}. Гамильтониан КФМ включает среднее поле в форме потенциала Вудса — Саксона, спаривательное взаимодействие с постоянными матричными элементами и сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы в канале частица — дырка. В результате преобразования Боголюбова, а затем ψ, ϕ -преобразования от операторов пар боголюбовских квазичастиц $a_{jm}^+ a_{j'm'}^+, a_{j'm} a_{j'm'}, a_{jm}^+ a_{j'm'}, a_{j'm} a_{jm}^+$ к операторам фононов $Q_{\lambda\mu}^+, Q_{\lambda'\mu'}^+$, он приобретает вид гамильтониана системы взаимодействующих фононов с разными моментами, четностями и энергиями:

$$H = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 \lambda_2 J} \sum_{\mu_1 \mu_2} \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | J - M \rangle \times \quad (1)$$

$$\times [U_{\lambda_1 \mu_1}^{\lambda_2 \mu_2}(J_1) Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+ Q_{J-M} + (-)^{J-M} V_{\lambda_1 \mu_1}^{\lambda_2 \mu_2}(J_1) Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+ Q_{J-M}^+ + \text{h. c.}].$$

Структура фононов, волновые функции которых представляют собой линейные суперпозиции прямых ψ и обратных ϕ двухквазичастичных амплитуд, рассчитывается в приближении случайной фазы ^{6/} (ПСФ). Коэффициенты $U_{\lambda_1 \mu_1}^{\lambda_2 \mu_2}(J_1), V_{\lambda_1 \mu_1}^{\lambda_2 \mu_2}(J_1)$ зависят от этих амплитуд и вычисляются микроскопически. Параметры сепарабельных частично-дырочных сил определяются по экспериментальным данным о низколежащих коллективных состояниях и гигантских резонансах ^{7/}.

В традиционных подходах операторы фононов удовлетворяют бозонным коммутационным соотношениям

$$[Q_{\lambda'\mu'}^+, Q_{\lambda\mu}^+] = \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\mu\mu'} \delta_{11'}$$

Однако, когда мы выходим за рамки ПСФ и учитываем взаимодействие фононов, в волновой функции возбужденного состояния четно-четного ядра появляются примеси многофононных состояний. Так, мы будем учитывать в настоящей работе смешивание одно- и двухфононных состояний:

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_1 R_1(J\nu) Q_{JM}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \\ \lambda_2 \mu_2}} P_{\lambda_1 \mu_1}^{\lambda_2 \mu_2}(J\nu) \times \right. \quad (2)$$

$$\left. \times [Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0$$

В этом варианте возможно нарушение принципа Паули в двухфононных компонентах волновой функции (2), особенно, если фононы $Q_{\lambda_1 \mu_1}^+$ и $Q_{\lambda_2 \mu_2}^+$ — неколлективные. Метод последовательного учета принципа Паули для волновой функции (2) изложен в работах ^{8,9/}, где можно найти соответствующие формулы для энергий состояний (2) и коэффициентов R и P.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Сначала рассмотрим результаты расчетов структуры низколежащих 2^+ -уровней ядра ⁵⁶Fe в ПСФ. Хорошей качественной индикацией изотопической структуры возбужденных состояний является соотношение B приведенных вероятностей изоскалярных B(IS, E2) и изовекторных B(IV, E2) переходов (в данном случае для квадрупольных операторов):

Таблица 1

$$B(IS, E2) = \left| \langle 2_1^+ \parallel \sum_k^p r_k^2 Y_{2\mu}(\Omega_k) + \sum_k^n r_k^2 Y_{2\mu}(\Omega_k) \parallel \Psi_0 \rangle \right|^2,$$

$$B(IV, E2) = \left| \langle 2_1^+ \parallel \sum_k^p r_k^2 Y_{2\mu}(\Omega_k) - \sum_k^n r_k^2 Y_{2\mu}(\Omega_k) \parallel \Psi_0 \rangle \right|^2.$$

Результаты, приведенные в табл. 1, показывают, что среди четырех нижайших 2-уровней большинство имеют изоскалярную структуру, так как у них $B = B(IV, E2)/B(IS, E2) \ll 1$. В числе этих состояний (как и должно быть) — состояние 2_1^+ . Это коллективное состояние, в структуре которого преобладают протонные компоненты. Состояния более высоких энергий 2_i^+ , ($i = 2, 3, 4$) — слабоколлективные, в их структуре преобладают нейтронные компоненты. Но среди низколежащих 2⁺-уровней есть и изовекторные. Это состояние 2_2^+ с энергией 2,790 МэВ. Его отличает также и большая вероятность $B(M1, 2_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ - перехода на состояние 2_2^+ . Правда, значение $B(M1, 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ заметно больше, чем это показывает эксперимент. Значения $B(M1)$, близкие к экспериментальным, получаются для переходов с изоскалярных 2⁺-уровней. Вероятности $B(M1)$ рассчитаны с эффективными значениями гиромагнитных факторов, которые определены по магнитным моментам нечетных ядер ^{11/} ($g_s^{eff} = 0,8 g_s^{free}$, $g_l^{eff} = g_l^{free}$).

Таким образом, низколежащие состояния разной изотопической структуры естественным образом возникают в низколежащей части спектра сферических ядер. Изотопическая структура состояний в КФМ зависит от многих факторов, в том числе одночастичного спектра, параметров эффективного взаимодействия нуклонов.

Известно, что при энергиях $E_x \approx 2-3$ МэВ важную роль играет взаимодействие фононов, которое может заметно изменить результаты расчетов в ПСФ. Чтобы учесть его влияние, мы провели расчеты с волновой функцией (2), в однофононную часть которой включены четыре нижайших однофононных 2⁺-состояния, а двухфононные сконструированы из 2⁺- и 4⁺-фононов, причем были учтены все двухфононные состояния с $E < 7$ МэВ. Расчеты были выполнены как в рамках последовательного учета принципа Паули^{9/}, так и в более простом варианте. Результаты получились близкими.

Взаимодействие однофононных и двухфононных состояний приводит к сильному смешиванию 2⁺-фононов ПСФ и изменению структуры возбужденных 2⁺-состояний с $i = 2, 3, 4$.

Из табл. 1 видно, что в результате учета взаимодействия с двухфононными состояниями заметно улучшается описание энергий двух уровней. Двухфононные примеси влияют на вероятности E2-переходов.

В результате смешивания неколлективных 2⁺-фононов меняется изотопическая структура возбужденных 2⁺-состояний. Так, изовекторным теперь оказалось состояние 2_3^+ , а не 2_2^+ , как это было в расчетах ПСФ. Соответственно наибольшую вероятность теперь имеет M1-пере-

Энергии, приведенные вероятности электрических E2-переходов и отношение вероятностей изовекторных $B(IV)$ и изоскалярных $B(IS)$ квадрупольных переходов для некоторых 2⁺-состояний ⁵⁶Fe

	$E_x, \text{МэВ}$	$B = B(IV)/B(IS)$		$B(E2, 0_{gr.s.}^+ \rightarrow 2_1^+) e^2 \text{fm}^4$				
		теор.		теор.				
		эксп. λ_1^{π} /10/	ПСФ $Q^+ + Q^+Q^+$	ПСФ $Q^+ + Q^+Q^+$	эксп. /10/	теор. ПСФ $Q^+ + Q^+Q^+$		
2_1^+	0,847	0,860	0,701	0,004	0,008	970 ± 20	341	678
2_2^+	2,650	2,790	2,520	14,60	0,73	12 ± 1	3,0	10,4
2_3^+	2,960	3,802	2,995	0,028	9,15	10 ± 4	16,9	1,2
2_4^+	3,370	4,079	3,330	0,007	0,15	40 ± 3	15,9	5,0

ход $2_1^+ \rightarrow 2_2^+$ (табл. 2). Заметим, что на абсолютные значения $B(M1)$ должна заметно повлиять магнитная поляризация остова, которая в настоящих расчетах во внимание не принималась. Для этого в двухфононную часть волновой функции (2) следует включить члены $2_1^+ \otimes 1_1^+$, где $|1_1^+ \rangle$ — фононы ПСФ, описывающие состояния гигантского магнитного резонанса. Поляризационные поправки, как это известно, например, из расчетов магнитных моментов ^{11,12/} и вероятностей M2-переходов в нечетных ядрах ^{13,14/}, оказываются весьма важными. Возможно, что это позволит также объяснить изменение знака коэффициента смешивания δ при переходе от состояния 2_2^+ к состоянию 2_3^+ , которое было обнаружено в работе^{2/}.

Таблица 2

Вероятности E2, M1-переходов и коэффициенты смешивания δ между некоторыми 2⁺-состояниями ядра ⁵⁶Fe

	$B(M1) \mu_0^2$		$B(E2) e^2 \text{fm}^4$		$\delta (E2/M1)$			
	эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.		
	/10/	ПСФ $Q^+ + Q^+Q^+$ /10/	$Q^+ + Q^+Q^+$ /10/	$Q^+ + Q^+Q^+$ /10/	/2/	$Q^+ + Q^+Q^+$		
$2_1^+ \rightarrow 2_2^+$	0,22 (7)	1,30	0,16	34 ± 11	4,7	-0,17	-0,18	-0,45
$2_1^+ \rightarrow 2_3^+$	0,14 (4)	0,16	0,95	36 ⁺¹⁴ ₋₉	36,4	-0,27	+0,19	-0,65
$2_1^+ \rightarrow 2_4^+$	0,12 (5)	0,19	0,38	6 ± 2	6,6	-0,25	-	-0,36

Заниженное значение вероятности $V(E2, 2_1^+ \rightarrow 2_2^+)$ указывает, что мы, по-видимому, не вполне адекватно описываем распределение двухфононной компоненты $2_1^+ \otimes 2_1^+$ по возбужденным 2^+ -уровням. Это неудивительно, так как для этого необходимо учесть и связь трехфононной конфигурации $2_1^+ \otimes 2_1^+ \otimes 2_1^+$. В то же время на вероятности переходов из основного на 2_2^+ -состояния и $V(M1, 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ трехфононная компонента должна влиять слабо.

3. ВЫВОДЫ

Мы воспользовались формализмом КФМ, чтобы рассчитать микроскопически структуру низколежащих квадрупольных состояний, их энергии и распадные характеристики в ядре ^{56}Fe . Теоретический анализ показал, что низколежащие состояния изовекторного характера естественным образом появляются в спектре возбуждений ^{56}Fe . Их характеристики весьма чувствительны к параметрам модели (одночастичному спектру вблизи уровня Ферми, константам спаривания). Важную роль играет взаимодействие фононов. Теория показывает, что существование двух низколежащих 2^+ -состояний со значениями $V(M1, 2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ порядка нескольких десятых μ_0^2 вполне объяснимо. Интересно выяснить, как повлияет на наши результаты поляризация остова, а также спин-квадрупольное эффективное взаимодействие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bradley D.I. et al. – *J.Phys. G: Nucl. Phys.*, 1986, v.12, p.115.
2. Eid S.A.A., Hamilton W.D., Elliott J.P. – *Phys.Lett.*, 1986, 166B, p.267.
3. Lesser P.M.S. et al. – *Nucl. Phys.*, 1972, A190, p.597.
4. Heyde K., Shu J. – *Phys.Rev.*, 1986, C33, p.1050.
5. Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Structure, Reactions and Symmetries, 5-14 June 1986, Dubrovnik, Yugoslavia, v.1, sect. III, ed.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, М.: Наука, 1971.
7. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. – ЭЧАЯ, 1983, 14, с.237.
8. Воронов В.В., Соловьев В.Г. – ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1380.
9. Николаева Р., Соловьев В.Г., Стоянов Ч. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1873, 47, №11, с.2082.
10. Huo Junde et al. – *Nucl. Data Sheets*, 1987, 51, p.1.
11. Левон А.И., Федоткин С.Н., Вдовин А.И. – ЯФ, 1986, 43, с.1416.
12. Бор О., Мотгельсон Б. Структура ядра. М.: Мир, 1971.
13. Ejiri H., Fujita J.I. – *Phys.Rep.*, 1978, 38C, p.87.
14. Vdovin A.I., Stoyanov Ch., Andrejtscheff W. – *Nucl. Phys.*, 1985, A440, p.437.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 февраля 1988 года.

Вдовин А.И., Николаева Р., Стоянов Ч.
Микроскопическое описание низколежащих
квадрупольных изовекторных состояний в ^{56}Fe

P4-88-116

В рамках квазичастично-фононной модели ядра проведены микроскопические вычисления энергий, вероятностей переходов и структуры низколежащих 2^+ -состояний ядра ^{56}Fe . Показано, что взаимодействие фононов играет важную роль в определении изотопического характера этих состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод авторов

Vdovin A.I., Nikolaeva R., Stoyanov Ch.
Microscopic Description of Low-Lying Isovector
Quadrupole States in ^{56}Fe .

P4-88-116

Microscopic calculations of energies, structure and transition probabilities of low-lying 2^+ states in ^{56}Fe have been performed in the framework of the quasiparticle phonon nuclear model. The interaction of the phonons appears to play an important role in determination of the isotopic character of low-lying quadrupole states.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988