

О КОЭФФИЦИЕНТАХ СМЕШИВАНИЯ γ -ПЕРЕХОДОВ МЕЖДУ КВАДРУПОЛЬНЫМИ СОСТОЯНИЯМИ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР $^{114-124}\text{Sn}$

А.М.Демидов¹, И.В.Михайлов¹, А.И.Вдовин, Р.Р.Сафаров²

Представлены новые экспериментальные данные о смесях мульти-
типолей $\delta(E2/M1)$ в γ -переходах $2_i^+ \rightarrow 2_1^+$ ($i = 2-4$)
в $^{114-124}\text{Sn}$ и результаты их теоретической интерпретации в рам-
ках квазичастично-фононной модели ядра. Показано, что волновые
функции 2_3^+ -состояний в $^{114-120}\text{Sn}$ и 2_2^+ -состояний в $^{122,124}\text{Sn}$
имеют значительную двухфононную компоненту, а более высокие
 2^+ -состояния имеют неколлективную природу.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On Mixing Ratios Coefficients of γ -Transitions between Quadrupole States of Even-Even $^{114-124}\text{Sn}$ Nuclei

A.M.Demidov et al.

New experimental data of mixing ratios $\delta(E2/M1)$ in γ -transi-
tions $2_i^+ \rightarrow 2_1^+$ ($i = 2-4$) in $^{114-124}\text{Sn}$ and results of their theoretical
treatment in the framework of the quasiparticle - phonon nuclear model
are presented. It is shown that the model wave functions of the 2_3^+ sta-
tes in $^{114-120}\text{Sn}$ and of the 2_2^+ states in $^{122,124}\text{Sn}$ have considerab-
le two-phonon component and higher 2^+ -states have noncollective nature.

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

Быстрое совершенствование техники эксперимента и детекти-
рующих систем привело к значительному увеличению объема экс-
периментальной информации о ядерных возбуждениях с энергиями
 $E_x \leq 3-4$ МэВ. В результате появилась возможность проследить
за систематическими изменениями весьма тонких характеристик

¹Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

²Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

ядерных состояний вдоль длинных цепочек изотопов. Теоретический анализ таких данных позволяет в принципе делать надежные и определенные заключения о пределах применимости и возможностях различных ядерных моделей.

В настоящей работе представлены некоторые результаты экспериментального изучения γ -распадных свойств низколежащих квадрупольных состояний четных изотопов олова и их анализ в рамках квазичастично-фононной модели ядра.

Исследования γ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ядрах $^{114-124}\text{Sn}$ были проведены на реакторе ИР-8 ИАЭ им.И.В.Курчатова. По измеренным угловым распределениям γ -квантов относительно нейтронного пучка и их линейной поляризации были найдены смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$. Подробно методика измерения и обработки экспериментальных результатов изложена в работах ^{1,2/}. Значения коэффициентов смешивания для переходов $2_1^+ \rightarrow 2_1^+$ ($i=2,3,4$) приведены в таблице. Знаки δ даны в системе Krane — Steffen. Данные по изотопам $^{114,118,124}\text{Sn}$ опубликованы в ^{3/}. Результаты по $^{116,120,122}\text{Sn}$ приводятся впервые.

Низкоэнергетическая часть спектра возбуждений полумагических четно-четных ядер имеет специфический вид. В этих ядрах заметным образом выделено только нижайшее вибрационное 2_1^+ -состояние, отделенное от остальных уровней щелью $\Delta E_x \sim 1 \text{ МэВ}$, а уже при энергиях $E_x \approx 2\omega(2_1^+) \approx 2,5 - 3,0 \text{ МэВ}$ начинается довольно плотный спектр возбуждений со средним расстоянием между уровнями порядка нескольких десятков кэВ. Согласно результатам работ ^{4/} структура многих из этих состояний характеризуется сильным смешиванием двухквазичастичных и коллективных (двухфононных) компонент. Поэтому для теоретического анализа экспериментальных значений $\delta(E2/M1)$ мы использовали квазичастично-фононную модель (КФМ) ^{5-7/}, которая позволяет учесть такое смешивание.

Волновая функция возбужденного состояния четно-четного ядра в КФМ записывается в виде

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

где Ψ_0 — волновая функция основного состояния ядра (фононный вакуум), $Q_{\lambda\mu}^+$ — оператор рождения фонона с моментом и проекцией λ, μ и номером i (энергией $\omega_{\lambda i}$). Структура фононов и их энергии рассчитываются в приближении случайной фазы (ПСФ). При этом учитываются сверхтекучие парные корреляции в нейтронной системе, а остаточное взаимодействие в канале частица — дырка взято в виде суммы по мультиполям (и спин-мультиполям) с факторизованной радиальной частью (см. подробнее ^{6/}). В нашем случае $J = 2$; для λ_1 и λ_2 взяты значения 2, 3, 4, 5, 6, причем учтены состояния, для которых $\omega_{\lambda_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 i_2} \leq 6$ МэВ. Кроме того, в двухфононную часть (1) включены 1^+ -фононы с энергиями $\omega_{1i} \leq 15$ МэВ с тем, чтобы учесть влияние на магнитные дипольные матричные элементы $\langle 2_1^+ || \mathcal{M}(M1) || 2_2^+ \rangle$ магнитной поляризации ядра. Параметры гамильтониана в каждом ядре определялись согласно процедуре, описанной в ^{6/} (см. также ^{8/}). Взаимодействие фононов определяется целиком их структурой и не содержит дополнительных параметров. Для гиромангнитных факторов нуклонов использовались свободные значения.

Результаты расчетов энергий 2_ν^+ -состояний и коэффициентов смешивания δ в рамках КФМ с волновой функцией (1) также представлены в таблице. Не все низколежащие квадрупольные состояния четно-четных изотопов олова с энергиями $E_x \leq 3,0$ МэВ могут быть описаны в рамках предложенной схемы. Так, согласно ^{9/} среди них имеются так называемые "вторгшиеся" (intruder) состояния, входящие в квазиротационные полосы, связанные с протонными $2p-2h$ возбуждениями. В таблице такие состояния помечены знаком *. Как видно из таблицы, значения коэффициентов смешивания для γ -переходов с intruder-состояний на 2_1^+ -уровни сравнительно велики по абсолютной величине и отрицательны. Состояния с подобными значениями $\delta(2_\nu^+ \rightarrow 2_1^+)$ отсутствуют среди теоретических 2_ν^+ -уровней. Это неудивительно, так как в модельных волновых функциях (1) квадрупольных состояний ядер $^{114-124}\text{Sn}$ доминируют нейтронные компоненты.

Во всех изученных ядрах (за исключением ^{120}Sn) теоретические 2_2^+ -состояния характеризуются положительными значениями $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$, причем в большинстве случаев $\delta \geq 1$. Экспериментальные значения $\delta(2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ такого же порядка имеют 2_3^+ -состояния ядер $^{114-120}\text{Sn}$ и 2_2^+ -состояния ядер $^{122,124}\text{Sn}$. Большие положительные значения δ , как известно, характерны для γ -переходов между коллективными квадрупольными двух- и однофононными состояниями. Следовательно, можно предполагать, что вышепере-

Таблица. Экспериментальные и теоретические значения энергий $E(2_1^+)$ и коэффициентов смешивания $\delta(2_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ низлежащих 2_1^+ -уровней ядер $^{114-124}\text{Sn}$

$J_i^i \rightarrow J_f^f$	^{114}Sn		^{116}Sn		^{118}Sn		^{120}Sn		^{122}Sn		^{124}Sn		
	$E(J_i^i)$, кэВ	δ	$E(J_i^i)$, кэВ	δ	$E(J_i^i)$, кэВ	δ	$E(J_i^i)$, кэВ	δ	$E(J_i^i)$, кэВ	δ	$E(J_i^i)$, кэВ	δ	
2_1^+	эсп.	1298.	1293.6		1229.7		1171.3		1140.5		1131.7		
	теор.	1047	1081	1079		1142		1029		898			
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	эсп.	2238.9 ¹	$-7.1_{-1.5}^{+1.3}$	2112.3 ¹	-1.03(8)	2042.9 ¹	-2.34(16)	2097.2 ¹	-11.9(8)	2153.8	+3.8(2)	2129.6	+3.4(4)
	теор.	-	-	-	-	-	-	-	-	2149	+1.68	1807	+0.41
$2_3^+ \rightarrow 2_1^+$	эсп.	2454.1	$+7.1_{-1.5}^{+1.3}$	2228.4	+3.1(2)	2328.1	$1/\delta =$ $+0.018(10)$	2385.4	+1.04(9)	2415.5	-0.34(2)	2426.3	-0.21(2)
	теор.	2505	+2.29	2579	+1.81	2278	$1/\delta =$ $+0.022$	2361	-0.64	2400	+0.56	2314	+0.58
$2_4^+ \rightarrow 2_1^+$	эсп.	2915.7	-	2660.4	+1.57(7)	2403.3	+1.07(9)	2420.9	$1/\delta =$ $-0.061(10)$	2734.5 ¹	-3.5(4)	2703.2	$1/\delta =$ $-3.7(5)$
	теор.	2900	+0.76	3017	-0.81	2637	+0.76	2511	$1/\delta =$ $+5.0$	-	-	2676	$1/\delta =$ -0.91

* "Вторгшееся" (intruder)-состояние /9/.

численные экспериментальные уровни являются "двухфононными". В этой части теория согласуется с экспериментом. Хотя в волновых функциях теоретических 2_2^+ -состояний велик вес неколлективных однофононных компонент, значительна и примесь коллективной двухфононной компоненты $Q_{21}^+ Q_{21}^+ \Psi_0$. Ее вклад в нормировку составляет 30-50%, что вызывает резкое увеличение матричного элемента $\langle 2_1^+ || \mathcal{M}(E2) || 2_2^+ \rangle$ по сравнению с его значением, рассчитанным в ПСФ. Лишь в ^{120}Sn примесь указанной компоненты в 2_2^+ -состоянии оказалась ~ 5%. Величина матричного элемента $\langle 2_1^+ || \mathcal{M}(M1) || 2_2^+ \rangle$ определяется однофононными компонентами волновых функций $\Psi_1(2^+)$ и $\Psi_2(2^+)$. Примеси двухфононных компонент, содержащих резонансные 1^+ -фононы, изменяют его в пределах 10-30%. Подробнее роль этих примесей обсуждается в работе ^{/8/}.

Строго говоря, чтобы правильно описать распределение двухфононной компоненты $Q_{21}^+ Q_{21}^+ \Psi_0$ по уровням ядра, в волновую функцию (1) следует включить трехфононную компоненту $Q_{21}^+ Q_{21}^+ Q_{21}^+ \Psi_0$. Первые расчеты с такой волновой функцией в рамках КФМ ^{/10/} продемонстрировали заметное увеличение вклада компоненты $Q_{21}^+ Q_{21}^+ \Psi_0$ в структуру состояния $\Psi_2(2^+)$ в сравнении с расчетами с волновой функцией (1). Возможно, это объясняет, почему теоретические значения $\delta(2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$ систематически меньше соответствующих экспериментальных значений.

Относительно коэффициентов смешивания для γ -переходов на 2_1^+ -уровень с третьего и более высоких 2^+ -состояний можно констатировать, что теория в целом правильно передает лишь порядок величины δ . Структура $2_{3,4}^+$ — неколлективная, примеси двухфононной компоненты $Q_{21}^+ Q_{21}^+ \Psi_0$ в их волновых функциях не превышают нескольких процентов, но и они сказываются на величине δ , увеличивая их по сравнению со значениями, которые получаются в ПСФ.

Следует отметить большую чувствительность теоретических результатов к параметрам модели. Это связано с большой плотностью двухквазичастичных нейтронных 2^+ -состояний при $E_x \sim 2,5 - 3,0$ МэВ в этих ядрах. Даже небольшие изменения параметров, в том числе и одночастичного потенциала, приводят к заметной перестройке структуры конкретного 2^+ -уровня.

Литература

1. Демидов А.М. и др. — Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука, 1986, с.70.

2. Галямин С.Н. и др. — ЯФ, 1984,, т.40, с.561.
3. Демидов А.М. и др. — Изв. АН СССР, серия физ., 1990, т.54, с.1824. Демидов А.М., Михайлов И.В. — Изв. АН СССР, серия физ., 1990, т.54, с.2126. Демидов А.М., Михайлов И.В. — Изв. АН СССР, серия физ., 1989, т.53, с.892.
4. Вдовин А.И., Стоянов Ч. — Изв. АН СССР, серия физ., 1973, т.37, с.1750.
Митрюшкин В.Е. — Изв. АН СССР, серия физ., 1974, т.38, с.811.
5. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
6. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
7. Воронов В.В., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1380.
8. Сафаров Р.Р. и др. — Изв. АН СССР, серия физ., 1990, т.54, с.1816.
9. Bron J. et al. — Nucl. Phys. A, 1979, v.318, p.335.
Raman S. et al. — Phys. Rev., 1988, v.37, p.1203.
10. Grinberg M., Stoyanov Ch. — In: Proc. Int. Conf. on Selected Topics in Nucl. Structure. JINR, D4-89-327, Dubna, 1989, p.16.
Grinberg M. et al. — JINR, E4-90-210, Dubna, 1990.

Рукопись поступила 16 ноября 1990 года.