

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



31/III 75

K-978

P4 - 8611

12.11/2-75

Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стойнов

ИЗУЧЕНИЕ АНГАРМОНИЧНОСТИ
ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ
В СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

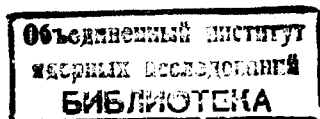
1975

P4 - 8611

Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов

**ИЗУЧЕНИЕ АНГАРМОНИЧНОСТИ
ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ
В СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Направлено в "Изв. АН СССР" (сер. физ.)



Кырчев Г., Соловьев В.Г., Стоянов Ч.

P4 - 8611

Изучение ангармоничности вибрационных состояний
в сильнодеформированных ядрах

Изучена роль примеси двухфононных компонент в волновых функциях первых и вторых вибрационных состояний с данными K^π для четно-четных деформированных ядер. Расчеты выполнены с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса при одновременном учете трех однофононных компонент. Показано, что первые вибрационные состояния с $K^\pi \neq 0^+$ являются практически однофононными. Для вторых состояний двухфононные примеси более существенны.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Kyrchev G., Soloviev V.G., Stoyanov Ch.

P4 - 8611

Study of Vibrational State Unharmonicity
in Strongly Deformed Nuclei

The role is studied of the two-photon component admixture in the wave functions of the first and second vibrational states with a given K^π for even-even deformed nuclei. The calculations are performed with one-particle energies and wave functions of the Saxon-Woods potential taking into account, at the same time, three one-phonon component. The first vibrational states with $K^\pi \neq 0^+$ are shown to be, practically, one-phonon. For the second states two-phonon admixtures are more essential.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

Ангармонические эффекты в вибрационных состояниях сферических ядер достаточно велики, они заметно изменяют простую однофононную структуру состояний. Экспериментальные данные по ангармоничности вибрационных состояний и по двухфононным состояниям в четно-четных деформированных ядрах весьма скудны. В^{1/} отмечено, что двухфононные состояния в деформированных ядрах находятся среди большого числа двухквaziчастичных, ротационных и однофононных состояний и поэтому их экспериментально трудно выделить. Обычно в деформированных ядрах вибрационные состояния рассчитываются в гармоническом приближении /см.^{2,3/ /.}

Ангармонические эффекты в четно-четных деформированных ядрах были исследованы в^{4/} с волновой функцией, в которой к однофононному были добавлены двухфононные члены. Было показано, что, во-первых, ангармонические эффекты невелики и, во-вторых, что они увеличиваются по мере приближения к ядрам переходных областей. Однако эти расчеты выполнены с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Нильссона, поэтому их необходимо повторить с волновыми функциями потенциала Саксона-Вудса, включая третьи корни однофононных состояний и одновременно учитывая три однофононных состояния. Такие расчеты выполнены в настоящей работе для сильнодеформированных ядер, т.е. для ядер, удаленных от переходных областей.

Изучение ангармоничности неротационных состояний проводится в рамках полумикроскопического подхода^{12/} с гамильтонианом, включающим среднее поле, силы, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего

типа, а также квадруполь-квадрупольное и октуполь-октупольное взаимодействия:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q \quad /1/$$

После проведения канонического преобразования Боголюбова и введения фононов, основную часть гамильтониана /1/ можно представить в виде:

$$H = H_v + H_{vq} = \sum_g \omega_g Q_g^+ Q_g - \frac{1}{2} \sum_{g\nu\nu'} [\Gamma^g(\nu\nu')] \sum_{\sigma} \pm a_{\nu\pm\sigma}^+ a_{\nu'\sigma} (Q_g^+ + Q_g) + h.c.] + \frac{1}{2} \sum_r G_r [\sum_{\nu\nu'} v_{\nu\nu'} u_{\nu\nu'} + (\sum_{\sigma} \sigma a_{\nu-\sigma}^+ a_{\nu\sigma} + \sum_{\sigma} a_{\nu'\sigma}^+ a_{\nu'\sigma} + h.c.)]_r \quad /2/$$

Приняты обозначения: $(\nu\sigma)$ - совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичные состояния, $\sigma = \pm 1$; G_r - константа спаривания для нейтронной или протонной систем;

$$u_{\nu\nu'} = u_{\nu} v_{\nu'} + u_{\nu'} v_{\nu} \quad v_{\nu\nu'} = u_{\nu} u_{\nu'} - v_{\nu} v_{\nu'} ;$$

Q_g^+, Q_g - операторы рождения и уничтожения фонона g с моментом и проекцией $q=\lambda\mu$, номером i и частотой ω_g ;

$$\Gamma^g(\nu\nu') = \frac{f^q(\nu\nu')}{2\sqrt{Y_g}} v_{\nu\nu'}$$

где $f^q(\nu\nu')$ - одночастичный матричный элемент от оператора мультипольности $\lambda\mu$, Y_g - характеристика фонона /см. /2/ /.

Второй и третий члены в /2/ описывают взаимодействия квазичастиц с фононами и происходят из H_Q и H_{pair} , соответственно. В частности, такой гамильтониан может смешивать состояния с числом фононов, отличающимся на единицу, три и т.д.

Волновую функцию состояния запишем в виде:

$$\Psi_n(K^n) = [\sum_{i=1}^3 C_{q_0 i}^n Q_{q_0 i}^+ + \sum_{g_1 g_2} \Delta_{g_2}^{g_1}(q_0 n) Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+] \Psi_0 \quad /3/$$

где n - номер возбужденного состояния, $Q_g \Psi_0 = 0$. Условие нормировки волновой функции выглядит следующим образом:

$$\sum_{i=1}^3 (C_{q_0 i}^n)^2 + 2 \sum_{g_1 g_2} [\Delta_{g_2}^{g_1}(q_0 n)]^2 = 1. \quad /4/$$

Выполнение вариационной процедуры с гамильтонианом /2/, волновой функцией /3/ и учетом /4/ приводит к секулярному уравнению для энергий возбужденных состояний η_n /5/ :

$$\det \| (\omega_{q_0 i} - \eta_n) \delta_{ii'} - K_{ii'}(q_0 n) \| = 0, \quad /5/$$

где

$$K_{ii'}(q_0 n) = \frac{1}{2} \sum_{g_1 g_2} \frac{U_{g_2}^{g_1}(q_0 i) U_{g_2}^{g_1}(q_0 i')}{\omega_{g_1} + \omega_{g_2} - \eta_n},$$

причем $U_{g_2}^{g_1}(g_0)$ есть матричный элемент перехода из однофононного состояния $(\lambda_0 \mu_0 i_0)$ в двухфононное $(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)$:

$$U_{g_2}^{g_1}(g_0) = \langle Q_{g_0} H_{vq} Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \rangle.$$

Явный вид $U_{g_2}^{g_1}(g_0)$ дан в /5/.

Величины $U_{g_2}^{g_1}(g_0)$ представляют собой количественную меру ангармоничности. Уравнение /4/ является обобщением уравнения, полученного в /4/. Выражения для $C_{q_0 i}^n$ и $\Delta_{g_2}^{g_1}(q_0 n)$ найдены в явном виде /см. /5/ /:

$$C_{q_0^i}^n = \frac{M^i}{\sqrt{\sum_{i=1}^3 (M^{i'})^2 + \frac{1}{2} \sum_{\epsilon_1 \epsilon_2} \left(\sum_{i'=1}^3 \frac{U_{\epsilon_2}^{\epsilon_1}(q_0^{i'}) M^{i'}}{\omega_{\epsilon_1} + \omega_{\epsilon_2} - \eta_n} \right)^2}} = \frac{M^i}{N}. \quad /6/$$

$$\Delta_{\epsilon_2}^{\epsilon_1}(q_0^n) = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^3 \frac{U_{\epsilon_2}^{\epsilon_1}(q_0^{i'}) M^{i'}}{\omega_{\epsilon_1} + \omega_{\epsilon_2} - \eta_n} \quad /7/$$

где M^i - i -тый минор матрицы /5/. / $i = 1, 2, 3$./

Изучим влияние двухфононных компонент на первые вибрационные состояния на примере ряда сильнодеформированных ядер в области $150 < A < 190$. Параметры потенциала Саксона-Вудса и константы G_T возьмем из /6/. Расчеты выполним со значениями констант мультиполь-мультипольного взаимодействия $\kappa^{(\lambda)}$, при которых энергии первых вибрационных состояний, вычисленные в гармоническом приближении, совпадают с экспериментальными. В таблице 1 приведены сдвиги энергии из-за ангармоничности и вклад разных компонент волновой функции; $(\lambda \mu i)$ и $(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)$ обозначают однофононные и двухфононные компоненты. Из этой таблицы видно, что учет ангармоничности приводит к опусканию энергий первых состояний на 100-200 кэВ и к примесям /1-15%/ к однофононным компонентам. Наибольшие изменения претерпевают 0^+ состояния, которые следует изучать отдельно. Например, большое опускание первого 0^+ состояния в ^{166}Er связано с тем, что энергия однофононного /201/ состояния близка к энергии двухфононного состояния /221, 221/.

В продемонстрированных в таблице 1 результатах переоценен эффект ангармоничности. Чтобы правильно описать измеренные на опыте энергии первых возбужденных состояний, нужно несколько уменьшить константы $\kappa^{(\lambda)}$. Расчеты показали, что для данного ядра всегда можно найти такой набор констант $\kappa^{(\lambda)}$, который позволит описать энергии всех первых вибрационных состояний. Этого можно добиться небольшим уменьшением $\kappa^{(2)}$ для $K^\pi = 2^+$ состояний и $\kappa^{(3)}$ для $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ состояний и значительным уменьшением /до 20%/ $\kappa^{(2)}$ для $K^\pi = 0^+$ состояний.

Результаты расчетов показаны в таблицах 2-5, где даны рассчитанные и экспериментальные энергии и структура первых и вторых вибрационных состояний. Уменьшение $\kappa^{(\lambda)}$ вызвало уменьшение примесей в первых вибрационных состояниях: для подавляющего числа состояний однофононная компонента доминирует и суммарный вклад примесей не превышает 10%. На структуру вторых вибрационных состояний с данным K^π взаимодействие квазичастиц с фонами оказывает значительное влияние. Например, в ^{160}Dy второе $K^\pi = 2^+$ состояние содержит вклад 26,1% компоненты /222/, 59,2% компоненты /201, 221/ и 13,2% компоненты /223/. Значительное смешивание разных компонент во вторых вибрационных состояниях наблюдается во многих случаях, хотя имеется немало вторых вибрационных состояний с простой структурой. Например, в ^{158}Gd для $K^\pi = 0^-$, $i=2$ состояния компонента /302/ составляет 94,1%; для $K^\pi = 2^-$, $i=2$ компонента /221, 301/ составляет 91,5%.

С увеличением энергии возбуждения влияние N_{vq} увеличивается еще больше, что приводит к распределению одно- и двухфононных компонент по ядерным уровням, т.е. структура состояний усложняется.

Проведенные исследования показали, что в сильнодеформированных ядрах первые вибрационные состояния являются практически однофононными и результаты ранее выполненных расчетов, представленные, например, в виде таблиц в /3/, не утратили своей ценности. Для вторых состояний с данными K^π ангармонические эффекты более существенны. Однако в большинстве случаев ре-

Таблица 2

Нижние вибрационные состояния в ^{154}Sm

$K\pi$	Энергия, Мэв		Структура, %
	опыт	расчет	
0_1^+	1,1	1,16	(201)80,8(201,201)8,3(301,301)5,6(201,202)2,8
0_2^+	-	1,9	(202)72,3(301,301)15,6 (221,221)5,7(201,201)4,5
2_1^+	1,44	1,4	(221) 96,9 (202,221) 1,9
2_2^+	-	2,6	(222)71,9(201,221)14,1(223)11,2(201,222)2,1
0_1^-	0,922	0,99	(301)95,1 (201,301) 4,6
0_2^-	-	2,2	(302) 95,7 (201,301) 3,0
1_1^-	1,475	1,47	(311) 99,7
1_2^-	-	2,4	(312) 97,9 (201,311) 1,0

Таблица 1

Сдвиги ΔE энергии и структура первых вибрационных состояний из-за учёта ангармоничности

Ядро	$K\pi$	ΔE , Мэв	$(C_{\lambda, \kappa}^1)^2$, %	Другие наибольшие компоненты $(C_{\lambda, \kappa}^1)^2$, или $(\Delta_{\lambda, \kappa}^1)^2$, %
^{154}Sm	0^+	1,09	67,8	(201,201) 16,7 (201,202) 5,5 (301,301) 5,1
	2^+	0,14	94,2	(201,223)2,4(202,221) 2,0
	0^-	0,32	82,0	(201,301) 17,6
	1^-	0,02	99,2	
^{158}Gd	0^+	0,24	86,3	(301,301)4,3 (201,201) 3,3 (201,202) 1,9
	2^+	0,12	93,7	(201,221)2,3 (201,222) 1,5 (311,311) 1,2
	0^-	0,26	85,4	(201,301)12,2(201,302) 1,2
	1^-	0,07	95,0	(201,311)3,3 (221,311) 1,2
	2^-	0,02	99,1	
^{160}Dy	0^+	0,66	73,9	(201,201)12,4 (201,203) 8,8 (203) 2,7
	2^+	0,12	95,5	(203,221) 1,8
	1^-	0,02	99,2	
	2^-	0,03	98,0	(201,321) 1,5
^{166}Er	0^+	1,26	65,2	(201,201) 26,1 (221,221) 6,8
	2^+	0,27	86,7	(201,221) 12,6
	0^-	0,05	95,6	(221,321) 2,0 (201,301) 1,6
	1^-	0,11	92,4	(201,311) 4,0 (221,311) 1,7 (201,313) 1,1
	2^-	0,04	97,0	(201,321) 1,9

Таблица 3.

Нижние вибрационные состояния в ^{158}Gd

$K\pi$	Энергия, Мэв		Структура, %
	опыт	расчёт	
0_1^+	1,196	1,1	(201) 89,7 (201,201) 3,1 (301,301) 2,7(201,202) 1,5
0_2^+	-	2,0	(202) 83,5 (311,311)10,8 (301,301) 1,9(201) 1,6
2_1^+	1,185	1,2	(221) 95,4 (201,221) 1,5 (201,222) 1,2
2_2^+	(2,340)	2,2	(222) 99,0
0_1^-	1,263	1,2	(301) 89,4 (201,301) 8,4 (201,302) 1,1
0_2^-	-	2,2	(302) 94,1 (201,301) 3,7 (301) 1,3
1_1^-	0,977	1,0	(311) 96,9 (201,311) 1,9
1_2^-	-	2,2	(312) 77,9 (201,311)12,4 (221,311) 5,4 (313) 3,1
2_1^-	1,793	1,8	(321) 99,1
2_2^-	-	2,4	(221,301) 91,5 (323) 6,0 (322) 2,2

Таблица 4
Нижние вибрационные состояния в

^{160}Dy

$K\pi$	Энергия, Мэв		Структура, %
	опыт	расчет	
0_1^+	1,263	1,18	(201) 84,7 (201,201) 14,0 (321,321) 1,1
0_2^+	1,953	2,13	(221,221) 99,98
2_1^+	0,966	0,98	(221) 96,5 (203, 221) 1,4
2_2^+	-	2,24	(201,221) 59,2 (222) 26,1 (223) 13,2
1_1^-	1,285	1,27	(311) 99,2
1_2^-	-	2,25	(311,221) 92,8 (312) 6,8
2_1^-	1,265	1,23	(321) 98,0 (201, 321) 1,5
2_2^-	-	2,46	(322) 92,5 (201, 321) 3,4 (201, 322) 3,1

Таблица 5
Нижние вибрационные состояния в

^{166}Er

$K\pi$	Энергия, Мэв		Структура, %
	опыт	расчет	
0_1^+	1,46	1,3	(201)70,3(221,221)19,2 (201,201)7,4(201,202)1,2
0_2^+	2,187	2,0	(221,221)61,9(202)24,3(201)8,1(201,201)3,6
2_1^+	0,786	0,8	(221)94,9(201,221) 4,8
2_2^+	-	2,3	(222) 98,4 (201,221) 1,2
0_1^-	1,663	1,66	(301) 97,7 (221,321) 1,3
0_2^-	-	2,4	(221,321) 93,6 (303) 4,1 (301) 1,2
1_1^-	1,83	1,88	(311) 96,6 (201,311) 1,5
1_2^-	-	2,3	(312) 99,0
2_1^-	1,458	1,44	(321) 98,2 (201,321) 1,0
2_2^-	-	2,3	(322) 99,2

зультаты расчетов в гармоническом приближении правильно описывают структуру этих состояний. Таким образом, подтверждены, сделанные в /4/, общие выводы, относящиеся к сильнодеформированным ядрам.

Большой интерес представляет выяснение роли ангармонических эффектов для следующих состояний:

а/ для низких вибрационных состояний деформированных ядер, лежащих вблизи переходных областей,

б/ для 0^+ состояний,

в/ для более высоких неротационных состояний.

Эти вопросы находятся в центре нашего внимания.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность А.И.Вдовину, В.В.Воронову, Р.В.Джолосу, С.П.Ивановой, Л.А.Малову, В.О.Нестеренко и С.И.Федотову за плодотворные дискуссии и предоставление программ и материалов для расчетов.

Литература

1. В.Г.Соловьев. ЯФ, 10, 296 /1969/.
2. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, 1971.
3. Е.П.Григорьев, В.Г.Соловьев. Структура четных деформированных ядер. Наука, 1974.
4. R.V.Jolos, V.G.Soloviev, K.N.Zheleznova, Phys.Lett., 25B, 393 (1967).
R.V.Jolos, U.M.Finer, V.G.Soloviev, K.N.Zheleznova, Phys.Lett., 27B, 614 (1968).
5. А.И.Вдовин, Г.Кырчев, Ч.Стоянов. ТМФ, 21, 137 /1974/.
6. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 /1973/.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 февраля 1975 года.