

С-603

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P - 2622



В.Г. Соловьев

О РОЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ
С ФОНОНАМИ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P - 2622

В.Г. Соловьев

О РОЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КВАЗИЧАСТИЦ
С ФОНОНАМИ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

Направлено в "Physics Letters"

4192/2 чр



$V^{1/}$ было рассмотрено взаимодействие квазичастиц с фононами в нечетных-а деформированных ядрах и было показано, что оно играет важную роль. $V^{2/}$ была исследована структура основных и возбужденных состояний нечетных деформированных ядер в области $153 \leq A \leq 187$. Выясним, какую роль играют взаимодействия квазичастиц с фононами в нечетно-нечетных деформированных ядрах (насколько велика примесь к состояниям, близким к двухквазичастичным, каковы энергии и волновые функции коллективных состояний и состояний сложной структуры) и как велика примесь из-за этих взаимодействий к двухквазичастичным состояниям в четно-четных ядрах.

Рассмотрим нечетно-нечетное деформированное ядро, где имеется одна протонная квазичастица и одна нейтронная квазичастица в дополнение к фононам четно-четного ядра. Гамильтониан, описывающий взаимодействия квазичастиц с фононами, возьмем такой же, как в $V^{1/}$. Волновую функцию запишем в следующем виде:

$$\Psi(K\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} C(s_0, \nu_0) \sum_{\sigma r} \delta_{\sigma, \pm r} \{ a_{s_0 \sigma}^+ a_{\nu_0 r}^+ + \sum_{\lambda \mu} \sum_{s \nu} D_{s \sigma \nu r}^{\lambda \mu} (s_0 \nu_0) a_{s \sigma}^+ a_{\nu r}^+ Q_1(\lambda \mu)^+ \} \Psi_0, \quad (1)$$

где $Q_1(\lambda \mu) \Psi_0 = 0$, $a_{s \sigma}$ - оператор квазичастицы, $Q_1(\lambda \mu)$ - оператор фонона мультипольности $\lambda \mu$, суммирование по $s(\nu)$ проводится по одночастичным уровням среднего поля нейтронной (протонной) системы; $\sigma = \pm 1$, $r = \pm 1$, для данного значения $K\pi$ или $\sigma = r$, или $\sigma = -r$. Условие нормировки (1) имеет вид:

$$\frac{1}{2} C(s_0, \nu_0)^2 \sum_{\sigma r} \delta_{\sigma, \pm r} \left\{ 1 + \sum_{\lambda \mu} \sum_{s \nu} (D_{s \sigma \nu r}^{\lambda \mu} (s_0, \nu_0))^2 \right\} = 1, \quad (2)$$

причем величина $C(s_0, \nu_0)^2$ определяет вклад двухквазичастичного состояния с квазичастицами на уровнях s_0 и ν_0 в волновую функцию состояния с данным значением $K\pi$.

Найдем среднее значение H по $\Psi(K\pi)$ и из условия минимума энергии, как в $V^{1/}$, найдем $C(s_0, \nu_0)$ и $D_{s \sigma \nu r}^{\lambda \mu} (s_0, \nu_0)$. Секулярное уравнение, определяющее энергии η_i основного и возбужденных состояний, получим в следующем виде:

$$\epsilon(s_0) + \epsilon(\nu_0) - \eta_1 - \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{Y^1(\lambda\mu)} \left\{ \sum_s \frac{f^{\lambda\mu}(s_0 s)^2 v_{s_0 s}^2}{\epsilon(s) + \epsilon(\nu_0) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1} + \sum_\nu \frac{f^{\lambda\mu}(\nu_0 \nu)^2 v_{\nu_0 \nu}^2}{\epsilon(s_0) + \epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1} \right\} = 0. \quad (3)$$

Здесь $f^{\lambda\mu}(s_0 s)$ — матричные элементы оператора мультипольного момента $(\lambda\mu)$, $\epsilon(s) = \sqrt{C^2 + \{E(s) - \lambda\}^2}$ (C — корреляционная функция, λ — химический потенциал), $v_{s_0 s} = u_{s_0 s} v_{s_0 s} - v_{s_0 s} v_{s_0 s}$. Суммирование по $\lambda\mu i$ связано с учетом взаимодействия квазичастиц с квадрупольными и октупольными фононами с $i = 1, 2$. Энергии коллективных состояний $\omega_1^{\lambda\mu}$ четно-четных ядер и величины $Y^1(\lambda\mu)$ вычислены в [3, 4]. Уравнение (3) одно и то же для $\sigma = \tau$ и $\sigma = -\tau$, т.е. взаимодействие квазичастиц с фононами не приводит к спиновому расщеплению уровней. Используя условие нормировки, получим

$$C(s_0 \nu_0)^{-2} = 1 + \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{Y^1(\lambda\mu)} \left\{ \sum_s \frac{f^{\lambda\mu}(s_0 s)^2 v_{s_0 s}^2}{(\epsilon(s) + \epsilon(\nu_0) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1)^2} + \sum_\nu \frac{f^{\lambda\mu}(\nu_0 \nu)^2 v_{\nu_0 \nu}^2}{(\epsilon(s_0) + \epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1)^2} \right\}. \quad (4)$$

$$(\Pi_{s_0 \sigma \nu_0 \tau}^{\lambda\mu})^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{Y^1(\lambda\mu)} \frac{\delta_{\nu_0} f^{\lambda\mu}(s_0 s)^2 v_{s_0 s}^2 + \delta_{s_0} f^{\lambda\mu}(\nu_0 \nu)^2 v_{\nu_0 \nu}^2 + \delta_{\nu_0} \delta_{s_0} f^{\lambda\mu}(s_0 s_0) f^{\lambda\mu}(\nu_0 \nu_0) v_{\nu_0 \nu_0}^2 v_{s_0 s_0}^2}{(\epsilon(s) + \epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1)^2}.$$

Анализ решений (3) показывает, что взаимодействия квазичастиц с фононами в нечетно-нечетных деформированных ядрах играют более важную роль по сравнению с нечетными ядрами. Это взаимодействие приводит к опусканию энергий как относительно $\epsilon(s_0) + \epsilon(\nu_0)$, так и относительно полюсов $\epsilon(s) + \epsilon(\nu_0) + \omega_1^{\lambda\mu}$, $\epsilon(s_0) + \epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu}$. Для состояний, близких к двухквазичастичным, опускание энергии η_1 относительно $\epsilon(s_0) + \epsilon(\nu_0)$ равно сумме опусканий относительно $\epsilon(s_0)$ и $\epsilon(\nu_0)$ в соответствующих нечетных A -ядрах, а

$$C(s_0 \nu_0)^2 = C(s_0)^2 \cdot C(\nu_0)^2, \quad (6)$$

$(C(s))^2$ — вклад одноквазичастичного состояния в нечетном A -ядре, т.е. роль приращений к двухквазичастичному состоянию увеличивается.

Взаимодействие квазичастиц с фононами приводит к образованию коллективных

неротационных состояний и состояний сложной структуры. Число коллективных состояний в нечетно-нечетных ядрах равно сумме таких состояний в соответствующих нечетных N - и нечетных Z -ядрах, их энергии определяются полюсами (3), а структура близка к структуре аналогичных состояний в нечетных ядрах. Энергии состояний сложной структуры опущены относительно полюса несколько больше, чем относительно соответствующего полюса в нечетном A -ядре. Структура таких состояний в значительной мере определяется тем состоянием в нечетном ядре, которому соответствует этот полюс. Таким образом, общую картину возбужденных состояний нечетно-нечетных деформированных ядер можно получить на основании состояний соответствующих нечетных N - и нечетных Z -ядер.

Нами рассчитаны энергии уровней и их структура для ряда нечетно-нечетных ядер в области $150 < A < 182$. При расчетах использовались схема уровней энергий потенциала Нильссона и значения $\omega_1^{\lambda\mu} Y^{\lambda\mu}(\lambda\mu)$ такие же, как в [2]. В проведенных расчетах не было ни одного свободного параметра. Небольшая часть результатов расчета представлена в таблице. Во втором столбце таблицы приведены значения $K\pi$, причем сначала для $\Sigma=1$, когда спины нуклонов параллельны, а потом для $\Sigma=0$, когда спины антипараллельны. В таблице дано много состояний, близких к двухквaziчастичным, и несколько коллективных состояний и состояний сложной структуры.

Структура низколежащих (до $1-1/2$ Мэв) состояний нечетно-нечетных ядер является более сложной по сравнению со структурой состояний в нечетных и четно-четных ядрах, среди этих состояний должно быть много коллективных неротационных и состояний сложной структуры. Общая картина усложняется кориолисовыми силами и взаимодействиями, приводящими к спиновому расщеплению уровней (см., например, [10]), которые нами здесь не учитывались. Поэтому экспериментальное изучение структуры возбужденных состояний нечетно-нечетных ядер при энергиях до $1-1/2$ Мэв представляет весьма большой интерес.

Исследуем, насколько велики примеси к двухквaziчастичным состояниям в четно-четных деформированных ядрах, возникающие из-за взаимодействия квазичастиц с фононами. Волновую функцию возьмем в виде, сходном с (1), и получим следующее секулярное уравнение:

$$\begin{aligned} \epsilon(\rho_1) + \epsilon(\rho_2) - \eta_1 - \frac{1}{8} \sum_{\lambda\mu} \sum_{\nu} \frac{1}{Y^{\lambda\mu}(\lambda\mu)} \left\{ \frac{f^{\lambda\mu}(\rho_1 \nu)^2 v_1^2}{\epsilon(\nu) + \epsilon(\rho_2) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1} + \right. \\ \left. + \frac{f^{\lambda\mu}(\rho_2 \nu)^2 v_2^2}{\epsilon(\rho_1) + \epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu} - \eta_1} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Проведенные расчеты показали, что квазичастица - фонон взаимодействия играют в четно-четных ядрах значительно меньшую роль по сравнению с нечетно-нечетными и не-

четными ядрами. Примеси к двухквазичастичным состояниям, как правило, не превышают 1-2%, а опускание относительно энергии двухквазичастичных состояний составляют (10 ÷ 50) кэв. Например, в ^{178}Hf для состояния с $K\pi = 8 - \pi\pi$ $514 + 624 + C(\rho_1 \rho_2)^2 = 0,98$, опускание - 30 кэв, для состояния с $K\pi = 8 - \pi\pi$ $514 + 404 + C(\rho_1 \rho_2)^2 = 0,99$, опускание - 5 кэв, в ^{172}Yb для состояния с $K\pi = 3 + \pi\pi$ $521 + 512 + C(\rho_1 \rho_2)^2 = 0,99$ опускание составляет 30 кэв, в ^{186}Er для состояния с $K\pi = 4 - \pi\pi$ $523 + 411 + C(\rho_1 \rho_2)^2 = 0,99$ опускание - 30 кэв и т.д. Таким образом, взаимодействие квазичастиц с фононами не оказывает большого воздействия на двухквазичастичные состояния в четно-четных ядрах и F- запрет ^{/11/} для них должен сохраниться.

Проведенные исследования показали, что взаимодействия квазичастиц с фононами играют важную роль в нечетно-нечетных ядрах и их необходимо учитывать при вычислении энергий основных и возбужденных состояний и их волновых функций.

В заключение выражаю глубокую благодарность Г.Юнгклауссен за проведение численных расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. V.G.Soloviev. Phys. Lett., **16**, 308 (1965).
2. V.G.Soloviev, P. Vogel. Nucl. Phys. (будет опубликовано). Preprint E-2561, Dubna, 1966.
3. V.G.Soloviev. Atomic Energy Review, **3**, 117 (1965).
4. К.М. Железнова, Л.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
5. H. Bakhu, S.K.Mukherjee. Nucl. Phys., **55**, 161 (1964).
6. L.Funke, H.Graber, K.H.Kaun, H.Sodan, L.Werner. Nucl. Phys., **61**, 465 (1965).
7. V.Brabec, J.Jursik. Чехословацкий физический журнал., **15B**, 317 (1965).
8. P.G.Hansen, H.L.Nielsen, E.T.Williams, K.Wilsky. Nucl. Phys., **71**, 481 (1965).
9. C.J.Gallagher, V.G.Soloviev. Mat. Fys. Dan. Vid. Selsk., **2**, N.2 (1962).
10. Н.И. Пятов. Известия АН, сер.физ., **27**, 1436 (1963).
11. V.G.Soloviev. Nucl. Phys., **69**, 1 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1966 г.

Таблица

Некоторые неротационные состояния в пачетно-нечетных ядрах

Ядро	K _π	Состояния ν ₀ π ₀		Энергия (КэВ)		σ(ν ₀ π ₀) ²
				опыт	расчет	
¹⁷⁸ Lu	I+	404†	624†	0	0	0,97
	8+					
	7-	404†	5I4†		120	0,95
	0-					
	9-	5I4†	624†		200	0,99
¹⁷⁴ Lu	0-					
	I-	404†	5I2†	0	0	0,96
	6-			171		
	4-	404†	5I1†	303	290	0,97
¹⁷² Lu	3-					
	4-	404†	5I1†	0	0	0,95
	3-					
	I-	404†	5I2†	41	100	0,94
	6-					
¹⁷² Tm	0+	404†	633†	66	160	0,96
	7+					
	2-	4II†	5I2†	0	0	0,95
	3-					
	I-	4II†	5I1†	410 475	280	0,94
	6+	523†	5I2†	610	350	0,96
¹⁷⁰ Tm	3-	4II†	523†		1100	0,29
	2-					
	I-	4II†	5I1†		0	0,94
	0-					
	2-	4II†	5I2†		80	0,92
¹⁷⁰ Tm	3-					
	3+	4II†	633†		185	0,96
	4+					
	3+	523†	5I1†		350	0,95
	4+					

Ядро	K π	Состояния		Энергия (кэВ)		c($a_0 \nu_0$) ^a
		ν_0	π_0	опыт	расчет	
¹⁶⁶ Ho	5+	4II†	633†		800	0,9I
	2+					
	3-	4II†	523†		870	0,53
	2-					
	I+	523†	523†		1200	0,5I
	6+					
	7-	523†	633†	0	0	0,97
	0-			10		
	3+	523†	52I†	190	140	0,96
	4+			225		
	6+	523†	5I2†		260	0,89
	I+					
	I+	523†	523†	428	530	0,94
	6+					
	5-	523†	65I†		770	0,12
2-						
5-	54I†	633†		850	0,0I	
2-						
I+	54I†	52I†		1050	0,0I	
2+						
¹⁶⁴ Ho	I+	523†	523†	0	0	0,95
	6+					
	6-	523†	642†	139	120	0,94
	I-					
	I-	4II†	52I†		540	0,7I
0-						
¹⁶² Ho	I+	523†	523†	0	0	0,95
	6+					
	6-	523†	642†	100	10	0,96
	I-					
	4-	523†	660†		450	0,7I
	3-					
I+	54I†	523†		1140	0,02	
4+						