2045

Экз. чит. зала

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2045

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г. Соловьев

О КОЛЛЕКТИВНЫХ НЕРОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЯХ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1965

Р - 2045

В.Г. Соловьев

О КОЛЛЕКТИВНЫХ НЕРОТАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЯХ НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Направлено в "Physics Letters"

Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ

Структура коллективных неротационных состояний четно-четных ядер изучена достаточно хорошо (см., например, [1]). Проведено также изучение коллективных состояний в нечетных сферических ядрах [2,3]. Деформированные ядра имеют свои особенности, и на них нельзя автоматически перенести результаты исследований свойств сферических ядер. Чтобы получить более полное описание возбужденных состояний с энергией до $(1{,}5 \div 2{,}0)$ Мэв, необходимо изучить коллективные неротационные состояния в нечетных А деформированных ядрах. В настоящей заметке проведено общее исследование неротационных коллективных состояний в нечетных А деформированных ядрах на основе сверхтекучей модели в рамках метода приближенного вторичного квантования.

В состояниях нечетного А ядра имеется одна квазичастица в дополнение к квазичастицам и фононам четно-четного ядра. Задача состоит в учете взаимодействия квазичастиц с фононами, описывающими коллективные неротационные состояния четно-четных ядер. Гамильтониан системы запишем в виде:

$$H = \sum_s \epsilon(s)\cdot B(ss) + \sum_\nu \epsilon(\nu) B(\nu\nu) - \sum_{\lambda\mu i} L_i^{\lambda\mu} Q_i(\lambda\mu)^+ Q_i(\lambda\mu) -$$

$$- \frac{1}{4}\sum_{\lambda\mu i} \frac{1}{\sqrt{Y_n^i(\lambda\mu) + Y_p^i(\lambda\mu)}} \Big\{ \sum_{ss'} \big(f^{\lambda\mu}(ss') B(ss') + \bar f^{\lambda\mu}(ss')\, \bar B(ss')\big) v_{ss'} + \tag{1}$$

$$+ \sum_{\nu\nu'} \big(f^{\lambda\mu}(\nu\nu') B(\nu\nu') + \bar f^{\lambda\mu}(\nu\nu') \bar B(\nu\nu')\big) v_{\nu\nu'} \Big\} \big(Q_i(\lambda\mu)^+ + Q_i(\lambda\mu)\big) + \text{э.с.},$$

где обозначения такие же, как в [1], $Q_i(\lambda\mu)$ –оператор фонона мультипольности $\lambda\mu$, $L_i^{\lambda\mu}$ содержит $f^{\lambda\mu}(ss')$, $\bar f^{\lambda\mu}(ss')$ – матричные элементы оператора мультипольного момента, $\omega_i^{\lambda\mu}$ – энергия коллективного состояния четно-четного ядра; суммирование $ss'(\nu\nu')$ проводится по одночастичным уровням среднего поля нейтронной (протонной) системы. $B(\nu\nu') = \sum_\sigma a^+_{\nu\sigma} a_{\nu'\sigma}$, $\bar B(\nu\nu') = \sum_\sigma \sigma a^+_{\nu-\sigma} a_{\nu'\sigma}$, где $a_{\nu\sigma}$ – оператор квазичастицы,

$$Y_n^i(\lambda\mu) = \sum_{ss'} \frac{\big(f^{\lambda\mu}(ss')^2 + \bar f^{\lambda\mu}(ss')^2\big) u^2_{ss'}\, \omega_i^{\lambda\mu}\, (\epsilon(s) + \epsilon(s'))}{[(\epsilon(s) + \epsilon(s'))^2 - \omega_i^2]^2},$$

где

$$\epsilon(s) = \sqrt{C^2 + \{E(s) - \lambda\}^2}, \quad u_{ss'} = u_s v_{s'} + u_{s'} v_s, \quad v_{ss'} = u_s u_{s'} - v_s v_{s'}.$$

Волновую функцию, например для нечетного Z – ядра, описывающую состояния с проекцией момента на ось симметрии ядра K и четностью π, запишем в следующем виде:

$$\Psi(K\pi) = \Omega(K\pi)^{+}\Psi_0, \quad Q_i(\lambda\mu)\Psi_0 = 0, \tag{2}$$

$$\Omega(K\pi)^{+} = \sum_{q=1}^{n} C_{\rho_q} a^{+}_{\rho_q r_q} + \sum_{\lambda\mu i\nu\sigma} D^{\lambda\mu i}_{\nu\sigma}(K\pi)\, a^{+}_{\nu\sigma} Q_i(\lambda\mu)^{+},$$

где через ρ_q обозначены уровни среднего поля с данным значением $K\pi$. Здесь учитывается взаимодействие квазичастицы с фононами, имеющими различные $\lambda\mu i$. Найдем среднее значение H по $\Psi(K\pi)$ и определим C_{ρ_q} и $D^{\lambda\mu i}_{\nu\sigma}(K\pi)$, пользуясь вариационным принципом в виде

$$\delta\{<\Omega(K\pi)H\Omega(K\pi)^{+}> - \eta_j(K\pi)(\sum_{q=1}^{n} C^2_{\rho_q} + \sum_{\lambda\mu i\nu\sigma}(D^{\lambda\mu i}_{\nu\sigma}(K\pi))^2 - 1)\} = 0, \tag{3}$$

где $\eta_j(K\pi)$ – множитель Лагранжа, а второй член связан с нормировкой (2). В результате вычислений секулярное уравнение получим в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} V_j(\rho_1\rho_1) - (\epsilon(\rho_1) - \eta_j(K\pi)) & V_j(\rho_1\rho_2) \;\ldots\ldots & V_j(\rho_1\rho_n) \\ V_j(\rho_1\rho_2) & V_j(\rho_2\rho_2) - (\epsilon(\rho_2) - \eta_j(K\pi))\ldots & V_j(\rho_2\rho_n) \\ V_j(\rho_1\rho_n) & V_j(\rho_2\rho_n) \;\ldots\ldots & V_j(\rho_n\rho_n) - (\epsilon(\rho_n) - \eta_j(K\pi)) \end{vmatrix} = 0, \tag{4}$$

где

$$V_j(\rho_q\rho_n) = \sum_{\lambda\mu i\nu} \frac{v_{\rho_q\nu}v_{\rho_n\nu}}{Y^i_n(\lambda\mu)+Y^i_p(\lambda\mu)} \frac{f^{\lambda\mu}(\rho_q\nu)f^{\lambda\mu}(\rho_n\nu)+\bar{f}^{\lambda\mu}(\rho_q\nu)\bar{f}^{\lambda\mu}(\rho_n\nu)}{2(\epsilon(\nu)+\omega^{\lambda\mu}_i-\eta_j(K\pi))},$$

причем в (4) имеются только полюса первого порядка, а

$$<\Omega_j(K\pi)H\Omega_j(K\pi)^{+}> = \eta_j(K\pi). \tag{5}$$

В случае, когда можно ограничиться только одним уровнем среднего поля с данным $K\pi$ (т.е. $n = 1$), секулярное уравнение принимает простой вид, а именно:

$$\epsilon(\rho) - \eta_j(K\pi) =$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{\lambda\mu i\nu} \frac{v^2_{\rho\nu}}{Y^i_n(\lambda\mu)+Y^i_p(\lambda\mu)} \cdot \frac{f^{\lambda\mu}(\rho\nu)^2+\bar{f}^{\lambda\mu}(\rho\nu)^2}{\epsilon(\nu)+\omega^{\lambda\mu}_i-\eta_j(K\pi)} \equiv F(\eta). \tag{6}$$

Следует отметить, что члены с большими i и λ дают малый вклад, так как $(Y^i_n + Y^i_p)^{-1}$ стремится к нулю, когда состояние приближается к двухквазичастичному. Поведение $F(\eta)$ приведем на рис. 1, где точки пересечения прямой $\epsilon(\rho)-\eta(K\pi)$ с кривой $F(\eta)$ являются корнями (6). Если $\epsilon(\rho) < \min\{\epsilon(\nu)+\omega^{\lambda\mu}_i\}$, то первое состояние по своей природе близко к одноквазичастичному, причем условие его существования имеет вид:

$$\frac{1}{2\epsilon(\rho)}\sum_{\lambda\mu i\nu} \frac{v^2_{\rho\nu}}{Y^i_n(\lambda\mu)+Y^i_p(\lambda\mu)} \frac{f^{\lambda\mu}(\rho\nu)^2+\bar{f}^{\lambda\mu}(\rho\nu)^2}{\epsilon(\nu)+\omega^{\lambda\mu}_i} < 1. \tag{7}$$

В этом случае коллективное состояние будет иметь энергию, большую соответствующего полюса, т.е.

$$\mathcal{E}_{coll}(\lambda\mu i\,|\,K\pi) > \epsilon(\nu) + \omega^{\lambda\mu}_i. \tag{8}$$

Этому случаю соответствует нижняя прямая на рис. 1. Если $\epsilon(\nu_1) + \omega^{\lambda_1\mu_1}_1 < \min\{\epsilon(\rho)\}$, то наинизшим $K\pi$ – состоянием является коллективное состояние с энергией

$$\mathcal{E}_{coll}(\lambda_1\mu_1 i = 1|K\pi) < \epsilon(\nu_1) + \omega^{\lambda_1\mu_1}_1. \tag{9}$$

Этому случаю соответствует верхняя прямая на рис. 1. Функции C_ρ и $D^{\lambda\mu i}_{\nu\sigma}(K\pi)$ имеют следующий вид:

$$C_\rho = \pm\{1 + \frac{1}{2}\sum_{\lambda\mu i\nu} \frac{v^2_{\rho\nu}}{Y^i_n(\lambda\mu)+Y^i_p(\lambda\mu)} \frac{f^{\lambda\mu}(\rho\nu)^2+\bar{f}^{\lambda\mu}(\rho y)^2}{(\epsilon(\nu)+\omega^{\lambda\mu}_i-\eta(K\pi))^2}\}^{-1},$$

$$D^{\lambda\mu i}_{\nu\sigma}(K\pi) = \frac{C_\rho}{2\sqrt{Y^i_n(\lambda\mu) + Y^i_p(\lambda\mu)}} \; \frac{f^{\lambda\mu}(\rho\nu) - \sigma f^{-\lambda\mu}(\rho\nu)}{\epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu} \eta} . \qquad (10)$$

Если значение $\eta(K\pi)$ заметно отличается от полюса, то структура такого состояния является весьма сложной, так как наряду с одноквазичастичным состоянием в волновую функцию дадут вклад состояния с различными квазичастицами и фононами. Если же $\eta(K\pi)$ приближается к полюсу, т.е.

$$\Psi(K\pi)\Big|_{\epsilon(\nu_1)+\omega_1^{\lambda_1\mu_1} - \eta(K\pi) \to 0} = \sum_\sigma \frac{1}{\sqrt{2}} \alpha^+_{\nu_1\sigma} Q_1(\lambda_1\mu_1)^+ \Psi_0 , \qquad (11)$$

то такое состояние можно называть гамма-вибрационным, если $\lambda = 2$, $\mu = 2$, или октупольным, если $\lambda = 3$, $\mu = 0$ и т.д. Следует отметить, что в этом пределе матричный элемент $E\lambda$ – перехода стремится к его значению в соответствующем четно-четном ядре.

Из данных формул без проведения численных расчетов можно сделать следующие выводы о положении коллективных неротационных состояний:

1. Если $\epsilon(\nu_1) + \omega_1^{\lambda_1\mu_1} < \min\{\epsilon(\rho)\}$, то

$$\mathcal{E}_{coll}(\lambda_1\mu_1 i = 1|K\pi) < \epsilon(\nu_1) + \omega_1^{\lambda_1\mu_1} .$$

2. Если $\epsilon(\rho) < \min\{\epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda\mu}\}$, то

$$\mathcal{E}_{coll}(\lambda_1\mu_1 i|K\pi) > \epsilon(\nu) + \omega_1^{\lambda_1\mu_1} .$$

3. $\mathcal{E}_{coll}(\lambda\mu i|K = K_0 - \mu, \pi) < \mathcal{E}_{coll}(\lambda\mu i|K' = K_0 + \mu, \pi)$.

в случае 1 (где K_0 относится к основному состоянию), т.е. энергии коллективных состояний с $K = 9/2$, $11/2$ и т.д. должны быть расположены ближе к значениям полюсов по сравнению с энергиями коллективных состояний с $K = 1/2$, $3/2$. Это связано с тем, что в секулярных уравнениях для $K = 1/2$ $3/2$ значительно больше больших членов, чем в секулярных уравнениях для $K = 9/2$, $11/2$ и т.д.

Имеющиеся экспериментальные данные /4,5/ по энергиям коллективных неротационных состояний в нечетных A -ядрах в основном удовлетворяют этим выводам. Проведенный анализ показал, что в деформированных ядрах редкоземельной области должны наблюдаться относительно низколежащие коллективные состояния гамма-вибрационного типа, т.е. с $K_0 - 2$ и $K_0 + 2$. В трансурановой области, кроме такого рода состояний в ядрах с $N = 143$, 145 и 147, должны наблюдаться сравнительно низколежащие состояния октупольного типа, что касается изотопов нептуния и америция и ядер с $N = 141$, то энергии коллективных состояний октупольного типа должны лежать выше значений соответствующих полюсов секулярного уравнения.

В вышеприведенном рассмотрении пренебрежено рассеянием фонона на фононе, считается, что $[\alpha_{\gamma\sigma}, Q_1(\lambda\mu)] = 0$, не учитываются кориолисовы силы, которые играют важную роль и т.д. Численные расчеты будут опубликованы позднее, однако следует иметь в виду, что положение уровней нечетных A -ядер определяется главным образом схемой уровней среднего поля, которая существенно ограничивает точность расчетов.

В заключение благодарю Н.Н. Боголюбова и П. Фогеля за интересные обсуждения.

Литература

1. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р-1973, Дубна (1965).
2. R.Sorensen. Nucl. Phys., 25, 674 (1961). L.Kisslinger, R.Sorensen. Rev. Mod. Phys., 35, 853 (1963).
3. S.Yoshida. Nucl. Phys., 38, 380 (1962).
4. R.K.Sheline et al. Phys. Rev., 136, B351 (1964).
5. С.А. Баранов и др. ЖЭТФ, 45, 1811 (1963); Nucl. Phys., 56, 252 (1964).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 марта 1965 г.