СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 8492

Л.А.Малов, Г.Очирбат

МНОГОПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЁННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Р4 - 8492

Л.А.Малов, Г.Очирбат

МНОГОПОЛЮСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В МОДЕЛИ ДЛЯ ОПИСАНИЯ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

Малов Л.А., Очирбат Г. P4 - 8492

Многополюсное приближение в модели для описания структуры высоковозбужденных состояний деформированных ядер

В работе предлагается приближенный метод решения системы уравнений, полученных в полумикроскопическом подходе и описывающих структуру высоковозбужденных состояний деформированных ядер. Этот метод применим в случаях, когда на энергию и структуру состояний большое влияние оказывают несколько близких по энергии и сильно связанных конфигураций.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1974

Malov L.A., Ochirbat G. P4 - 8492

Many-Pole Approximation in a Model for Describing the Structure of Highly Excited States in Deformed Nuclei

An approximate method is proposed for the solution of the system of equations obtained by means of the semi-microscopic approach and describing the structure of highly excited states in deformed nuclei. This method is applicable when the energy and the structure of excited state are affected by a few close and strongly coupled configurations.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

В работах[1,2] был рассмотрен вопрос о приближённом решении уравнений, полученных в модели высоковозбуждённых состояний деформированных ядер, предложенной в[3].

В данной работе в отличие от[1,2], а также[4], где имели дело с однополюсным приближением, мы учитываем возможную близость энергии состояния к двум и более фундаментальным полюсам исходных уравнений. Такой учёт необходим в тех случаях, когда на энергию и структуру состояний большое влияние будут оказывать несколько близких по энергии и сильно связанных конфигураций.

Гамильтониан, описывающий взаимодействия между нуклонами в ядре, запишем в следующем виде[1,2,4]:

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q \ , \qquad (1)$$

где H_{av} - среднее поле нейтронной и протонной систем, H_{pair} - взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа, H_Q - мультиполь-мультипольное взаимодействие.

Рассмотрим взаимодействие квазичастиц с фононами в нечетном A деформированном ядре. Считаем, что в нечётном A ядре фононы такие же,как в чётно-чётном ядре с $A-1$. Константы мультиполь-мультипольных взаимодействий фиксированы при вычислении энергий однофононных состояний в чётно-чётных ядрах (см.[5]).

Волновую функцию нечётного ядра,описывающую состояние с данным значением K^{π}, запишем в виде:

$$\Psi_i(K^{\pi}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \Big\{ \sum_{\rho} C_{\rho}^{i} \alpha_{\rho\sigma}^{+} + \sum_{g\nu} D_{\nu\sigma}^{gi} \alpha_{\nu\sigma}^{+} Q_g^{+} + \sum_{gg_2\nu} F_{\nu\sigma}^{gg_2 i} \alpha_{\nu\sigma}^{+} Q_g^{+} Q_{g_2}^{+} \Big\} \Psi_0 , \qquad (2)$$

где Ψ_0 - волновая функция основного состояния чётно-чётного ядра, i –номер состояния; Q_g , ω_g , Y_g – оператор, энергия и характеристика фонона; через g обозначена $\lambda\mu j$, причем $g \equiv \lambda\mu$, j –номер корня секулярного уравнения для фонона; $\alpha^{+}_{\nu\sigma}$ – оператор рождения квазичастицы, $\varepsilon(\nu) = \sqrt{C^2 + (E(\nu) - \lambda)^2}$, $E(\nu)$ – одночастичная энергия, C –корреляционная функция, λ – химический потенциал. Через $(\nu\sigma)$ обозначена совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичный уровень среднего поля, $(\rho\sigma)$ – то же для уровней с данным K^{π} , $\sigma = \pm 1$, $v_{\nu\nu'} = u_\nu u_{\nu'} - v_\nu v_{\nu'}$, где u_ν , v_ν – коэффициенты преобразования Боголюбова. Матричный элемент от оператора мультипольного момента $g \equiv \lambda\mu$ обозначим так:

$$f^g_\sigma(\nu_1\nu_2) = \begin{cases} f^g(\nu_1\nu_2), & \text{если } k_1 \pm \mu = k_2, \\ \sigma \bar{f}^g(\nu_1\nu_2), & \text{если } k_1 + k_2 = \pm\mu, \end{cases} \qquad (3)$$

где k – проекция углового момента на ось симметрии ядра. Различие между $f^g(\nu_1\nu_2)$ и $\bar{f}^g(\nu_1\nu_2)$, а также зависимость $C_{\rho\sigma}$, $D^g_{\nu\sigma}$ и $F^{gg_2}_{\nu\sigma}$ от σ можно учесть путём введения соответствующих фазовых множителей/2/.

Вычислив среднее значение H по состоянию (2), получим с помощью вариационного принципа следующую систему уравнений/4/:

$$(\varepsilon(\rho) - \eta) C_\rho - \sum_{\nu g} \Gamma^g_{\rho\nu} D^g_\nu = 0, \qquad (4)$$

$$(\rho^g_\nu - \eta) D^g_\nu - \sum_{g_2\nu_2\nu_3} \frac{1}{\rho^{gg_2}_{\nu_3} - \eta} \left[\delta_1 \Gamma^{g_2}_{\nu\nu_3} \Gamma^{g_2}_{\nu_2\nu_3} D^g_{\nu_2} + \delta_1 \Gamma^{g_2}_{\nu\nu_3} \Gamma^{g}_{\nu_2\nu_3} D^{g_2}_{\nu_2} \right] -$$

$$- \sum_{\rho g_2 \nu_2} \frac{1}{\varepsilon(\rho) - \eta} \Gamma^g_{\rho\nu} \Gamma^{g_2}_{\rho\nu_2} D^{g_2}_{\nu_2} = 0, \qquad (5)$$

$$(\rho^{gg_2}_\nu - \eta) F^{gg_2}_\nu - \tfrac{1}{2} \sum_{\nu_2} \left[\delta_2 \Gamma^{g_2}_{\nu_2\nu} D^g_{\nu_2} + \delta_2 \Gamma^g_{\nu_2\nu} D^{g_2}_{\nu_2} \right] = 0, \qquad (6)$$

где δ_1 , δ_2 – фазы, введённые в/2/

$$\Gamma^g_{\nu\nu'} = \frac{v_{\nu\nu'}}{2 Y_g^{1/2}} f^g(\nu\nu').$$

Величины $\varepsilon(\rho)$,

$$\rho^g_\nu \equiv \varepsilon(\nu) + \omega_g, \quad \rho^{gg_2}_\nu = \varepsilon(\nu) + \omega_g + \omega_{g_2} \qquad (7)$$

назовём, как и в/4/, фундаментальными полюсами. Условие нормировки волновой функции:

$$\sum_\rho (C_\rho)^2 + \sum_{g\nu} (D^g_\nu)^2 + 2 \sum_{gg_2\nu} (F^{gg_2}_\nu)^2 = 1. \qquad (8)$$

Из системы (4), (5) и (6) видим, что (5) является отдельно замкнутой системой уравнений для функции D^g_ν , в то время как C_ρ и $F^{gg_2}_\nu$ выражаются через D^g_ν, так что задача сводится, по существу, к решению системы (5).

В настоящей работе рассмотрим вопрос о получении секулярных уравнений в тех случаях, когда вблизи энергии состояния находятся два фундаментальных полюса. Данное рассмотрение можно распространить без особых трудностей на случай с тремя и более близкими полюсами. При наличии фундаментальных полюсов вблизи энергии состояний в уравнении (5) выделяются полюсные или нулевые величины, которые позволяют решать задачу методом последовательных приближений. Запишем систему (5) в виде

$$\sum_{g_2\nu_2} a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} D^{g_2}_{\nu_2} = 0, \qquad (9)$$

где введена матрица

$$a\begin{pmatrix} g & g_2 \\ \nu & \nu_2 \end{pmatrix} = (\rho^g_\nu - \eta) \delta_{gg_2} \delta_{\nu\nu_2} - \sum_{g_3\nu_3} \frac{\delta_1}{\rho^{gg_3}_{\nu_3} - \eta} \Gamma^{g_3}_{\nu\nu_3} \Gamma^{g_3}_{\nu_2\nu_3} \delta_{gg_2} -$$

$$- \sum_{\nu_3} \frac{\delta_1}{\rho^{gg_2}_{\nu_3} - \eta} \Gamma^{g_2}_{\nu\nu_3} \Gamma^{g}_{\nu_2\nu_3} - \sum_\rho \frac{1}{\varepsilon(\rho) - \eta} \Gamma^g_{\rho\nu} \Gamma^{g_2}_{\rho\nu_2}. \qquad (10)$$

Её диагональные элементы

$$a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix} = \rho^g_\nu - \eta - \sum_{g_3\nu_3} \frac{(\Gamma^{g_3}_{\nu\nu_3})^2 (1 + \delta_{gg_3})}{\rho^{gg_3}_{\nu_3} - \eta} - \sum_\rho \frac{(\Gamma^g_{\rho\nu})^2}{\varepsilon(\rho) - \eta}. \qquad (11)$$

Из условия нетривиальности решения системы (9) получим уравнение для энергий состояний:

$$\det a\binom{g\ \ g_2}{\nu\ \ \nu_2} = 0. \tag{I2}$$

Рассмотрим все возможные случаи близости к решению уравнения (I2) двух фундаментальных полюсов различного типа.

а) При наличии фундаментальных полюсов $P_{\nu_c}^{g^{(1)}}$ и $P_{\bar{\nu}_c}^{g^{(2)}}$ вблизи энергии состояний предполагаем, что $a\binom{g^{(1)}\ g_c^{(1)}}{\nu_c\ \ \nu_c}$ и $a\binom{g^{(2)}\ g^{(2)}}{\bar{\nu}_c\ \ \bar{\nu}_c}$ близки к нулю. Это предположение оправдывается, если все недиагональные элементы малы, так как в этом случае, пренебрегая ими, получаем:

$$a\binom{g^{(1)}\ g^{(1)}}{\nu_c\ \ \nu_c}\cdot a\binom{g^{(2)}\ g^{(2)}}{\bar{\nu}_c\ \ \bar{\nu}_c} = 0. \tag{I2.I}$$

Уравнение (I2.I) показывает, что в случае а) в первом приближении не проявляется взаимное влияние близко расположенных фундаментальных полюсов. Только учёт неполюсных недиагональных элементов будет давать связь между ними . Разлагая матрицу с точностью до второго порядка, находим

$$a\binom{g_c^{(1)}\ g_c^{(1)}}{\nu_c\ \ \nu_c}\cdot a\binom{g_c^{(2)}\ g_c^{(2)}}{\bar{\nu}_c\ \ \bar{\nu}_c} - a\binom{g_c^{(1)}\ g_c^{(1)}}{\nu_c\ \ \nu_c}\cdot \sum_{\substack{(g\nu)\neq(g_c^{(1)}\nu_c),\\ (g_c^{(2)}\bar{\nu}_c)}} \frac{a\binom{g_c^{(2)}\ g}{\bar{\nu}_c\ \ \nu}^2}{a\binom{g\ g}{\nu\ \nu}} -$$

$$- a\binom{g_c^{(2)}\ g_c^{(2)}}{\bar{\nu}_c\ \ \bar{\nu}_c}\cdot \sum_{\substack{(g\nu)\neq(g_c^{(1)}\nu_c),\\ (g_c^{(2)}\bar{\nu}_c)}} \frac{a\binom{g_c^{(1)}\ g}{\nu_c\ \ \nu}^2}{a\binom{g\ g}{\nu\ \nu}} = a\binom{g_c^{(1)}\ g_o^{(2)}}{\nu_c\ \ \bar{\nu}_c}^2. \tag{I3}$$

Формулу можно переписать с той же точностью в виде

$$\left(a\binom{g_c^{(1)}\ g_c^{(1)}}{\nu_c\ \ \nu_c} - \sum_{\substack{(g\nu)\neq(g_c^{(1)}\nu_c),\\ (g_c^{(2)}\bar{\nu}_c)}} \frac{a\binom{g_c^{(1)}\ g}{\nu_c\ \ \nu}^2}{a\binom{g\ g}{\nu\ \nu}}\right)\cdot\left(a\binom{g_c^{(2)}\ g_c^{(2)}}{\bar{\nu}_c\ \ \bar{\nu}_c} - \sum_{\substack{(g\nu)\neq(g_c^{(1)}\nu_c),\\ (g_c^{(2)}\bar{\nu}_c)}} \frac{a\binom{g_c^{(2)}\ g}{\bar{\nu}_c\ \ \nu}^2}{a\binom{g\ g}{\nu\ \nu}}\right) = a\binom{g_c^{(1)}\ g_c^{(2)}}{\nu_c\ \ \bar{\nu}_c}^2. \tag{I4}$$

Отсюда видно, что взаимодействие между полюсами $P_{\nu_c}^{g^{(1)}}$ и $P_{\bar{\nu}_c}^{g^{(2)}}$ описывается правой частью (I4), так как при пренебрежении ею уравнение распадается на два уравнения, похожие на уравнения, полученные в однополюсном приближении для каждого полюса в отдельности /4/. Имеется однако, отличие, заключающееся в том, что в сумме по недиагональным элементам отсутствуют слагаемые с $(g\nu)=(g_c^{(1)}\nu_c)$, $(g_c^{(2)}\bar{\nu}_c)$.

б) Случай двух близких фундаментальных полюсов типа $\varepsilon(p_c)$ и $\varepsilon(\bar{p}_c)$.

Каждый матричный элемент матрицы содержит большие величины с полюсами в $\varepsilon(p_c)$ и $\varepsilon(\bar{p}_c)$. Выделяя и оставляя их, а также оставляя неполюсную часть диагонального матричного элемента, запишем :

$$a\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2} = d\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2}\delta_{g_1 g_2}\delta_{\nu_1\nu_2} + \frac{\gamma^{p_c}\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2}}{\varepsilon(p_c)-\eta} + \frac{\gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2}}{\varepsilon(\bar{p}_c)-\eta}\ , \tag{I5}$$

где

$$\gamma^{p_c}\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2} = -\Gamma^{g_1}_{p_c\nu_1}\Gamma^{g_2}_{p_c\nu_2}\ , \qquad \gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2} = -\Gamma^{g_1}_{\bar{p}_c\nu_1}\Gamma^{g_2}_{\bar{p}_c\nu_2}\ . \tag{I6}$$

Используя соотношения:

$$\gamma^{p_c}\binom{g_1\ g_1'}{\nu_1\ \nu_1'}\cdot\gamma^{p_c}\binom{g_2\ g_2'}{\nu_2\ \nu_2'} = \gamma^{p_c}\binom{g_1\ g_2'}{\nu_1\ \nu_2'}\cdot\gamma^{p_c}\binom{g_2\ g_1'}{\nu_2\ \nu_1'}\ ,$$

$$\gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_1\ g_1'}{\nu_1\ \nu_1'}\cdot\gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_2\ g_2'}{\nu_2\ \nu_2'} = \gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_1\ g_2'}{\nu_1\ \nu_2'}\ \gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_2\ g_1'}{\nu_2\ \nu_1'}\ , \tag{I7}$$

получаем из уравнения (I9)

$$\left(\varepsilon(p_c)-\eta+\sum_{(g\nu)}\frac{\gamma^{p_c}\binom{g\ g}{\nu\ \nu}}{a\binom{g\ g}{\nu\ \nu}}\right)\cdot\left(\varepsilon(\bar{p}_c)-\eta+\sum_{(g\nu)}\frac{\gamma^{\bar{p}_c}\binom{g\ g}{\nu\ \nu}}{a\binom{g\ g}{\nu\ \nu}}\right) =$$

$$= \sum_{\substack{(g_1\nu_1),\\ (g_2\nu_2)}}\frac{\gamma^{p_c}\binom{g_1\ g_2}{\nu_1\ \nu_2}\gamma^{\bar{p}_c}\binom{g_2\ g_1}{\nu_2\ \nu_1}}{a\binom{g_1\ g_1}{\nu_1\ \nu_1}\ d\binom{g_2\ g_2}{\nu_2\ \nu_2}}\ . \tag{I8}$$

Здесь уже в первом приближении существует связь между полюсами. Если последняя сумма в (I8) незначительна и её можно выбросить, то (I8) распадается на два независимых уравнения для полюсов $\varepsilon(p_c)$ и

$\varepsilon(\bar{P}_c)$, которые мало отличаются от соответствующих уравнений, полученных в однополюсном приближении /4/. Причем данное различие несущественно, когда полюсы $\varepsilon(P_c)$ и $\varepsilon(\bar{P}_c)$ далеки друг от друга, мы имеем тогда результаты однополюсного приближения.

в) Случай близко расположенных фундаментальных полюсов типа $P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}}$ и $P_{\bar{\nu}_c}^{g_c^{(3)} g_c^{(4)}}$. При этом возможно, что оба фундаментальных полюса имеют общий фонон. Этот частный случай рассмотрен в работе /6/. Здесь мы рассмотрим вариант, когда у выделенных полюсов нет общего фонона.

Для $P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}}$ введём следующие обозначения:

$$\beta^{\nu_c}\binom{g_c^{(1)}\; g_c^{(1)}}{\nu_1\; \nu_2} = -\delta_1 \Gamma_{\nu_1 \nu_c}^{g_o^{(2)}} \Gamma_{\nu_2 \nu_c}^{g_c^{(2)}}, \qquad \beta^{\nu_c}\binom{g_c^{(1)}\; g_c^{(2)}}{\nu_1\; \nu_2} = -\delta_1 \Gamma_{\nu_1 \nu_c}^{g_c^{(2)}} \Gamma_{\nu_2 \nu_c}^{g_c^{(1)}};$$

$$\beta^{\nu_c}\binom{g_c^{(2)}\; g_c^{(2)}}{\nu_1\; \nu_2} = -\delta_1 \Gamma_{\nu_1 \nu_c}^{g_c^{(1)}} \Gamma_{\nu_2 \nu_c}^{g_c^{(1)}}, \qquad \beta^{\nu_c}\binom{g_c^{(2)}\; g_c^{(1)}}{\nu_1\; \nu_2} = -\delta_1 \Gamma_{\nu_1 \nu_c}^{g_c^{(1)}} \Gamma_{\nu_2 \nu_c}^{g_c^{(2)}}. \qquad (I9)$$

Для $P_{\bar{\nu}_c}^{g_c^{(3)} g_c^{(4)}}$ введём аналогичные величины $\beta^{\bar{\nu}_c}\binom{g_c^i\; g_o^j}{\nu_1\; \nu_2}$, $i,j = 3,4$.

Выделим в матричном элементе полюсную величину и запишем ;

$$a\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2} = \frac{\beta^{\nu_c}\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2}}{P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}} - \eta} + \alpha\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2}, \quad i,j = 1,2; \qquad (20)$$

$$a\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2} = \frac{\beta^{\bar{\nu}_c}\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2}}{P_{\bar{\nu}_c}^{g_c^{(3)} g_c^{(4)}} - \eta} + \alpha\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2}, \quad i,j = 3,4, \qquad (2I)$$

В первом приближении нет связи между полюсами $P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}}$ и $P_{\bar{\nu}_c}^{g_c^{(3)} g_c^{(4)}}$.

Во втором приближении получаем уравнение для энергии:

$$\Bigg(P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}} - \eta + \sum_{\substack{i=1,2\\ \nu}} \frac{\beta^{\nu_c}\binom{g_c^i\; g_o^i}{\nu\; \nu}}{\alpha\binom{g_o^i\; g_c^i}{\nu\; \nu}} + \sum_{\substack{g \neq g_c^i\\ \nu_1 \nu_2\\ i=1,2}} \frac{\beta^{\nu_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}}{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}^2} \frac{a\binom{g_c^i\; g}{\nu_1\; \nu_2}^2}{a\binom{g\; g}{\nu_2\; \nu_2}} +$$

$$+ \sum_{\substack{\nu_1 \nu_2\\ (g_c^i \nu_1) \neq (g_c^j \nu_2)\\ i,j=1,2}} \frac{\beta^{\nu_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}}{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}^2} \frac{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2}^2}{\alpha\binom{g_c^j\; g_c^j}{\nu_2\; \nu_2}} \Bigg) \cdot \Bigg(P_{\bar{\nu}_c}^{g_c^{(3)} g_c^{(4)}} - \eta + \sum_{\substack{i=3,4\\ \nu}} \frac{\beta^{\bar{\nu}_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu\; \nu}}{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu\; \nu}} +$$

$$+ \sum_{\substack{g \neq g_c^i\\ \nu_1 \nu_2\\ i=3,4}} \frac{\beta^{\bar{\nu}_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_2}}{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_1}^2} \frac{a\binom{g_c^i\; g}{\nu_1\; \nu_2}^2}{a\binom{g\; g}{\nu_1\; \nu_2}} + \sum_{\substack{\nu_1 \nu_2\\ (g_c^i \nu_1) \neq (g_c^j \nu_2)\\ i,j=3,4}} \frac{\beta^{\bar{\nu}_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}}{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}^2} \frac{\alpha\binom{g_c^i\; g_c^j}{\nu_1\; \nu_2}^2}{\alpha\binom{g_c^j\; g_c^j}{\nu_2\; \nu_2}} \Bigg) =$$

$$= \sum_{\substack{\nu_1 \nu_2\\ i=1,2\\ j=3,4}} \frac{\beta^{\nu_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}}{\alpha\binom{g_o^i\; g_c^i}{\nu_1\; \nu_1}^2} \frac{\beta^{\bar{\nu}_c}\binom{g_c^j\; g_c^j}{\nu_2\; \nu_2}}{\alpha\binom{g_c^j\; g_c^j}{\nu_2\; \nu_2}^2} \cdot \alpha\binom{g_c^i\; g_o^j}{\nu_1\; \nu_2}^2. \qquad (22)$$

г) Случай $P_{\nu_c}^{g_c}$ и $\varepsilon(P_c)$. Здесь имеется одно существенное отличие от рассмотренных выше случаев. Оно заключается в том, что в каждом матричном элементе выделяются полюсные члены, в то время как на диагонали один матричный элемент, а именно, $\alpha\binom{g_o\; g_c}{\nu_c\; \nu_c}$, мал. Делим $\binom{g_c}{\nu_c}$ -ое уравнение из (9) на эту величину, тогда в матрице $\binom{g_c}{\nu_c}$ -ая строка содержит полюсную величину, деленную на малую величину. С учётом этого обстоятельства, разлагая матрицу, получаем

$$\Bigg(\alpha\binom{g_c\; g_c}{\nu_c\; \nu_c} - \sum_{\substack{(g\nu) \neq\\ (g_c \nu_c)}} \frac{\alpha\binom{g_c\; g}{\nu_c\; \nu}^2}{\alpha\binom{g\; g}{\nu\; \nu}} \Bigg) \Bigg(\varepsilon(P_c) - \eta + \sum_{\substack{(g\nu) \neq\\ (g_c \nu_c)}} \frac{\gamma^{P_c}\binom{g\; g}{\nu\; \nu}}{\alpha\binom{g\; g}{\nu\; \nu}} \Bigg) +$$

$$+ \gamma^{P_c}\binom{g_c\; g_c}{\nu_c\; \nu_c} + \sum_{\substack{(g\nu) \neq\\ (g_c \nu_c)}} \frac{\alpha\binom{g_c\; g}{\nu_c\; \nu}^2 \cdot \gamma^{P_c}\binom{g\; g}{\nu\; \nu}}{\alpha\binom{g\; g}{\nu\; \nu}^2} = 0 \,. \qquad (23)$$

Здесь мы не выписали те члены, которые содержат недиагональные элементы из $(g\nu)\ (\neq g_c \nu_c)$ - $\check{u}$ строки. Их нетрудно учесть, если это необходимо.

д) Случай близко расположенных двух фундаментальных полюсов типа $P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}}$ и $\varepsilon(P_c)$.

Введя обозначения

$$a\binom{g_c^i\; g_o^i}{\nu\; \nu} = \alpha\binom{g_c^i\; g_o^i}{\nu\; \nu} + \frac{1}{P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}} - \eta} \beta^{\nu_c}\binom{g_c^i\; g_o^i}{\nu\; \nu} + \frac{1}{\varepsilon(P_c) - \eta} \gamma^{P_c}\binom{g_c^i\; g_c^i}{\nu\; \nu}, \qquad (24)$$

$$a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix} = \alpha\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix} + \frac{1}{\varepsilon(\rho_0)-\eta}\,\gamma^{\rho_0}\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}, \tag{25}$$

в первом приближении получим, что

$$\left(P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}} - \eta + \sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu}} \frac{\beta^{\nu_c}\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} \right) \cdot \left(\varepsilon(\rho_c) - \eta + \sum_{(g\nu)} \frac{\gamma^{\rho_c}\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} \right) =$$

$$= \sum_{\substack{i,j=1,2 \\ \nu_1 \nu_2}} \frac{\beta^{\nu_c}\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^j \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix} \gamma^{\rho_0}\begin{pmatrix} g_c^j & g_c^i \\ \nu_2 & \nu_1 \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix} \alpha\begin{pmatrix} g_c^j & g_c^j \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}} . \tag{26}$$

е) Случай близко расположенных двух фундаментальных полюсов типа $P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}}$ и $P_{\bar{\nu}_c}^{g_c^{(3)}}$. Рассмотрим полюсы без общего фонона. Изучение варианта с общим фононом проводится так же,как и в пункте г).

Для энергии состояний получаем следующее уравнение, учитывающее связь между данными полюсами ;

$$\left(a\begin{pmatrix} g_c^{(3)} & g_c^{(3)} \\ \bar{\nu}_c & \bar{\nu}_c \end{pmatrix} - \sum_{\substack{(g\nu) \neq \\ (g_c^{(3)} \bar{\nu}_c)}} \frac{a\begin{pmatrix} g_c^{(3)} & g \\ \bar{\nu}_c & \nu \end{pmatrix}^2}{\alpha\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} \right) \cdot \left(P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}} - \eta + \sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu}} \frac{\beta^{\nu_c}\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}} + \right.$$

$$\left. + \sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu_1 \nu_2 \\ g \neq g_c^{(1)} g_c^{(2)} \\ (g\nu_2) \neq (g_c^{(3)} \bar{\nu}_c)}} \frac{\beta^{\nu_c}\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}^2} \frac{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix}^2}{a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}} + \sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu_1 \nu_2 \\ (g_c^i \nu_1) \neq (g_c^j \nu_2)}} \frac{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^j \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix}^2}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^j & g_c^j \\ \nu_2 & \nu_2 \end{pmatrix}} \frac{\beta^{\nu_c}\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix}^2} \right) + \tag{27}$$

$$+ \sum_{\substack{i=1,2 \\ \nu}} \frac{a\begin{pmatrix} g_c^{(3)} & g_c^i \\ \bar{\nu}_c & \nu \end{pmatrix} \beta^{\nu_c}\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}}{\alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu & \nu \end{pmatrix}^2} = 0 ,$$

где

$$a\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix} = \alpha\begin{pmatrix} g & g \\ \nu & \nu \end{pmatrix}, \text{ если } g \neq g_c^i , \quad i = 1,2,3 .$$

$$a\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^j \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix} = \alpha\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^i \\ \nu_1 & \nu_1 \end{pmatrix} \cdot \delta_{g_c^i g_c^j} \delta_{\nu_1 \nu_2} + \frac{1}{P_{\nu_c}^{g_c^{(1)} g_c^{(2)}} - \eta} \beta\begin{pmatrix} g_c^i & g_c^j \\ \nu_1 & \nu_2 \end{pmatrix} . \quad i,j = 1,2 \tag{28}$$

Полученные в настоящей работе результаты легко обобщаются на случай нескольких полюсов. Однако формулы получаются слишком громоздкими. Развитый в работе метод расчёта является универсальным для фундаментальных полюсов произвольного типа,и его можно использовать для реальных расчётов структуры высоковозбуждённых состояний ядер.

Авторы благодарны В.Г. Соловьёву за внимание к данной работе.

Литература

1. V.G. Soloviev,L.A.Malov. Nucl. Phys., A196, 433 (1972).
2. Л.А. Малов, В.Г. Соловьёв. Препринт ОИЯИ, Р4-7639 (1973).
3. В.Г. Соловьёв. ЯФ, 13 ,48 (1971); 15, 733 (1972).
4. Л.А. Малов, Г. Очирбат. Сообщение ОИЯИ, Р4-8447, Дубна,1974.
5. В.Г. Соловьёв. Теория сложных ядер. Наука, Москва, 1971 .
6. С.В. Акулиничев, Л.А. Малов. Сообщение ОИЯИ, Р4-8433,Дубна,1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 декабря 1974 года.