5157/2-79

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

17/12-79

Д-421

Р4 - 12603

Р.В.Джолос, Х.Л.Молина, В.Г.Соловьев

# ВЛИЯНИЕ ПРИНЦИПА ПАУЛИ НА ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1979

P4 - 12603

Р.В.Джолос, Х.Л.Молина, В.Г.Соловьев

# ВЛИЯНИЕ ПРИНЦИПА ПАУЛИ НА ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

*Направлено в "Zeitschrift für Physik, A"*

Джолос Р.В., Молина Х.Л., Соловьев В.Г. P4 - 12603

Влияние принципа Паули на возбужденные состояния четно-четных деформированных ядер

Показано, что в рамках квазичастично-фононной модели ядра можно корректно учесть перестановочные соотношения между квазичастицами, образующими фононы. Исследован случай четно-четных деформированных ядер с изоскалярными и изовекторными мультиполь-мультипольными силами. Получены точные и приближенные секулярные уравнения. Показано, что учет принципа Паули приводит к сдвигу двухфононных полюсов в секулярном уравнении. Эти сдвиги велики для двух одинаковых коллективных фононов. В отдельных случаях найдены заметные сдвиги для полюсов, составленных из одного низколежащего коллективного фонона и другого коллективного фонона, входящего в гигантский резонанс. В остальных случаях, как правило, сдвиги невелики.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Jolos R.V., Molina L., Soloviev V.G. P4 - 12603

Effect of the Pauli Principle on the Excited States of Doubly-Even Deformed Nuclei

It is shown that the commutation relations between the quasi-particle forming phonons can correctly be taken into account within the quasiparticle-phonon nuclear model. The doubly-even deformed nuclei with the isoscalar and isovector multipole-multipole forces are studied. The exact and approximate secular equations are derived. It is shown that the two-phonon poles in the secular equation are shifted due to the Pauli principle. These shifts are large for the two identical collective phonons. In some cases pronounced shifts are found for the poles composed of a low-lying collective phonon and a collective phonon forming the giant resonance. In other cases the shifts are not large, as a rule.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Созданная в последние годы квазичастично-фононная модель ядра [1] позволила корректно описать свойства одноквазичастичных и однофононных состояний ядер, распределение одноквазичастичных [2] и однофононных компонент [3] по состояниям более сложной природы при промежуточных и высоких энергиях возбуждения, вычислить силовые функции фотовозбуждения [4] и реакций однонуклонных передач. При этом хорошее описание свойств высоковозбужденных состояний было достигнуто без свободных параметров, поскольку константы взаимодействия фиксировались при анализе свойств низколежащих состояний.

Рассмотрение двухфононных состояний, волновые функции которых содержат компоненты с четырьмя и большим числом квазичастиц, требует тщательного учета эффектов антисимметризации волновой функции, относительно перестановок квазичастичных индексов, принадлежащих различным фононам. Учет эффектов антисимметризации может привести к изменению энергий низколежащих двухфононных состояний и к изменению зависимости от энергии возбуждения плотности относительно высоколежащих двухфононных состояний. Последнее обстоятельство может привести к изменению распределения одноквазичастичных и однофононных компонент по ядерным уровням.

Учету принципа Паули при рассмотрении многофононных состояний уделялось большое внимание. Обычно для этих целей использовался метод бозонного представления фермионных операторов [5] и рассматривались, в основном, чисто коллективные состояния.

В [6] с учетом принципа Паули были получены уравнения для волновых функций возбужденных состояний, содержащих одно- и двухфононные компоненты. Расчеты были выполнены только для низколежащих состояний четно-четных деформированных ядер и поэтому учитывались лишь изоскалярные мультипольные силы.

Целью этой работы является исследование влияния принципа Паули на свойства коллективных и неколлективных двухфононных состояний как при низких, так и при промежуточных и высоких энергиях возбуждения. Будут учтены как изоскалярные, так и изовекторные мультиполь-мультипольные силы. В рамках квазичастично-фононной модели ядра получим для рассматриваемого случая уравнения для волновых функций возбужденных состояний, содержащих одно- и двухфононные компоненты. Будут найдены и проанализированы изменения энергий двухфононных полюсов в секулярных уравнениях, вызванные влиянием принципа Паули.

## 2. *ГАМИЛЬТОНИАН МОДЕЛИ И ПЕРЕСТАНОВОЧНЫЕ СООТНОШЕНИЯ*

Рассмотрим четно-четные деформированные ядра. Используя секулярные уравнения для однофононных состояний и выполняя преобразования, аналогичные [7], получаем следующее выражение для гамильтониана в терминах фононных операторов $Q^{+}_{g}$, $Q_{g}$:

$$H_M = H_v + H_{vq}, \qquad /1/$$

$$H_v = \sum_q \epsilon(q)\, B(qq) - \frac{1}{8} \sum_{\substack{g=\lambda\mu i\\ g'=\lambda\mu i}} \frac{G(gg')}{\sqrt{Y_g Y_{g'}}} Q^{+}_{g} Q_{g'}, \qquad /2/$$

$$H_{vq} = -\frac{1}{4} \sum_g \frac{1}{\sqrt{Y_g}} \sum_{qq'} v_{qq'}\, f^{g}(qq')\{(Q_g + Q^{+}_{g}) B(qq') + B(qq')(Q_g + Q^{+}_{g})\}, \qquad /3/$$

$$G(gg') = X^{g}(n) + X^{g'}(n) + J^{g}_{p} J^{g'}_{p} (X^{g}(p) + X^{g'}(p)), \qquad /4/$$

где

$$Q^{+}_{g} = \frac{1}{2} \sum_{qq'} \{ \psi^{g}_{qq'} A^{+}(qq') - \phi^{g}_{qq'} A(qq') \},$$



$$A^{+}(qq') = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\sigma \sigma a^{+}_{q-\sigma} a^{+}_{q'\sigma} \text{ или } \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_\sigma a^{+}_{q\sigma} a^{+}_{q'\sigma}$$

$$/5/$$

$$B(qq') = \sum_\sigma a^{+}_{q\sigma} a_{q'\sigma} \quad \text{или} \quad \sum_\sigma \sigma a^{+}_{q-\sigma} a_{q'\sigma}.$$

Используем следующие обозначения: $f^{\lambda\mu}(qq')$ - матричные элементы от оператора мультипольного момента $\lambda$ с проекцией $\mu$, $a^{+}_{q\sigma}$ - оператор рождения квазичастиц, $\epsilon(q) = \sqrt{C^2 + (E(q)-\lambda)^2}$, $E(q)$ - одночастичная энергия, $C$ - корреляционная функция, $\lambda$ - химический потенциал; $u_{qq'} = u_q v_{q'} + u_{q'} v_q$, $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$, где $u_q$, $v_q$ - коэффициенты преобразования Боголюбова, $(q\sigma)$ - квантовые числа одночастичного состояния, $\sigma = \pm 1$. Индексы $n$, $p$ относятся к нейтронной и протонной системам.

$$X^{g}(n) = 2 \sum_{ss'} \frac{(f^{g}(ss') u_{ss'})^2 \epsilon(ss')}{\epsilon^2(ss') - \omega^2_g},$$

$$J^{g}_{p} = \frac{(\kappa^{(\lambda)}_0 - \kappa^{(\lambda)}_1) X^{g}(n)}{1 - (\kappa^{(\lambda)}_0 + \kappa^{(\lambda)}_1) X^{g}(p)}, \qquad J^{g}_{n} = 1,$$

$$Y_g = Y_g(n) + (J^{g}_{p})^2 Y_g(p),$$

$$Y_g(n) = \sum_{ss'} \frac{(f^{g}(ss') u_{ss'})^2 \epsilon(ss') \omega_g}{(\epsilon^2(ss') - \omega^2_g)^2},$$

где $\kappa^{(\lambda)}_0$, $\kappa^{(\lambda)}_1$ - изоскалярная и изовекторная константы мультиполь-мультипольных сил, $\epsilon(ss') = \epsilon(s) + \epsilon(s')$.

Отметим, что вышеприведенные формулы получены в предположении о малости числа квазичастиц в основном состоянии ядра

$$\langle \Psi_0 | B(qq') | \Psi_0 \rangle > 0. \qquad /6/$$

Операторы фононов удовлетворяют следующим перестановочным соотношениям[8]:

$$[Q_{g'}, Q^{+}_{g}] = \delta_{gg'} - \frac{1}{2} \sum_{qq_1q_2} (\psi^{g}_{qq_2} \psi^{g'}_{qq_1} - \phi^{g}_{qq_1} \phi^{g'}_{qq_2}) B(q_1 q_2). \qquad /7/$$

Вычислим двойной коммутатор:

$$[[Q_{g_1}, Q^{+}_{g_2}], Q^{+}_{g_3}] = \sum_{g_4} (K(g_4 g_1 g_2 g_3) Q^{+}_{g_4} + \tilde{K}(g_4 g_1 g_2 g_3) Q_{g_4}), \qquad /8/$$

где

$$K(g_4 g_1 g_2 g_3) = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}} (\psi^{g_1}_{q_1q_2} \psi^{g_2}_{q_1q_3} - \phi^{g_1}_{q_1q_3} \phi^{g_2}_{q_1q_2}) \times$$

$$\times (\psi^{g_3}_{q_4q_2} \psi^{g_4}_{q_4q_3} + \phi^{g_3}_{q_4q_3} \phi^{g_4}_{q_4q_2}) \qquad /9/$$

$$\tilde{K}(g_4 g_1 g_2 g_3) = -\frac{1}{2} \sum_{\substack{q_1q_2\\ q_3q_4}} (\psi^{g_1}_{q_1q_2} \psi^{g_2}_{q_1q_3} - \phi^{g_1}_{q_1q_3} \phi^{g_2}_{q_1q_2}) \times$$

$$\times (\psi^{g_3}_{q_4q_2} \phi^{g_4}_{q_4q_3} + \phi^{g_3}_{q_4q_3} \psi^{g_4}_{q_4q_2}) \quad . \qquad /9'/$$

Тогда

$$\langle \Psi_0 | Q_{g_2'} Q_{g_1'} Q^{+}_{g_1} Q^{+}_{g_2} | \Psi_0 \rangle = \delta_{g_1 g_1'} \delta_{g_2 g_2'} + \delta_{g_1 g_2'} \delta_{g_2 g_1'} + K(g_2' g_1' g_1 g_2). \qquad /10/$$

Величины коэффициентов $K(g_2' g_1' g_1 g_2)$ характеризуют степень влияния принципа Паули на свойства двухфононных состояний.

### *3. ТОЧНЫЕ УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ*

Волновую функцию возбужденного состояния четно-четного деформированного ядра запишем в виде суперпозиции одно- и двухфононных компонент



$$\Psi_n = \{ \sum_i R^n_i(\lambda\mu) Q^{+}_{g} + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1g_2} P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) Q^{+}_{g_1} Q^{+}_{g_2} \} \Psi_0 . \qquad /11/$$

Условие ее нормировки имеет вид

$$\langle \Psi^{*}_n | \Psi_n \rangle = \sum_i (R^n_i(\lambda\mu))^2 + \sum_{g_1g_2} (P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu))^2 +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\substack{g_1g_2\\ g_1'g_2'}} P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) P^n_{g_1'g_2'}(\lambda\mu) K(g_1' g_2' g_1 g_2) = 1 . \qquad /12/$$

Вычислим среднее значение $H_M$ по состоянию /11/. Энергии возбужденных состояний $\eta_n$ и функции $R^n_i(\lambda\mu)$, $P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)$ найдем с помощью вариационного принципа

$$\delta \{ \langle \Psi_n | H_M | \Psi_n \rangle - \eta_n \langle \Psi_n | \Psi_n \rangle \} = 0.$$

В результате вычислений получим следующую систему уравнений:

$$(\omega_i - \eta_n) R^n_i(\lambda\mu) - \sum_{g_1g_2} \{ U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) + V_{g_1g_2}(\lambda\mu i) \} P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) = 0, \qquad /13/$$

$$(\omega_{g_1g_2} - \eta_n) P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu) + \frac{1}{4} \sum_{g_1'g_2'} (\omega_{g_1g_2} + \omega_{g_1'g_2'} - 2\eta_n) \times$$

$$\times K(g_1 g_2 g_1' g_2') P^n_{g_1'g_2'}(\lambda\mu) - \sum_i \{ U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) + V_{g_1g_2}(\lambda\mu i) \} R^n_i(\lambda\mu) -$$

$$- \frac{1}{32} \sum_{gg_1'g_2'} \frac{1}{\sqrt{Y_g}} \{ \frac{G(gg_1')}{\sqrt{Y_{g_1'}}} K(g_2' g g_1 g_2) + \frac{G(gg_2')}{\sqrt{Y_{g_2'}}} K(g_1' g g_1 g_2) +$$

$$+ \frac{G(gg_1)}{\sqrt{Y_{g_1}}} K(g_2 g g_1' g_2') + \frac{G(gg_2)}{\sqrt{Y_{g_2}}} K(g_1 g g_1' g_2') \} P^n_{g_1'g_2'}(\lambda\mu) = 0, \qquad /14/$$

где $\omega_{g_1g_2} = \omega_{g_1} + \omega_{g_2}$,

$$U_{g_1g_2}(\lambda\mu i) = \sum_{q_1qq'} \frac{f^{g_1}(qq') v_{qq'}}{2\sqrt{Y_{g_1}}} J^{g_1}_{np} (\psi^{g_2}_{q_1q'} \psi^{\lambda\mu i}_{q_1q} + \phi^{g_2}_{q_1q'} \phi^{\lambda\mu i}_{q_1q}) +$$

$$+\sum_{q_1qq'}\frac{f^{g_2}(qq')v_{qq'}}{2\sqrt{Y_{g_2}}}J^{g_2}_{np}(\psi^{g_1}_{q_1q'}\psi^{\lambda\mu i}_{q_1q}+\phi^{g_1}_{q_1q'}\phi^{\lambda\mu i}_{q_1q})+$$

$$+\sum_{q_1qq'}\frac{f^{\lambda\mu i}(qq')v_{qq'}}{2\sqrt{Y_{\lambda\mu i}}}J^{\lambda\mu i}_{np}(\psi^{g_1}_{q_1q'}\psi^{g_2}_{q_1q}+\phi^{g_1}_{q_1q'}\phi^{g_2}_{q_1q}), \qquad /15/$$

$$V_{g_1g_2}(\lambda\mu i)=\frac{1}{4}\sum_{g_3g_3'}\sum_{qq'q_3}\frac{f^{g_3}(qq')v_{qq'}}{\sqrt{Y_{g_3}}}J^{g_3}_{np}\{[\psi^{\lambda\mu i}_{q_3q'}\psi^{g_3'}_{q_3q}+$$

$$+\phi^{\lambda\mu i}_{q_3q'}\phi^{g_3'}_{q_3q}]K(g_3'g_3g_1g_2)+[\psi^{g_1}_{q_3q'}\psi^{g_3'}_{q_3q}+\phi^{g_1}_{q_3q}\phi^{g_3'}_{q_3q}]K(\lambda\mu i g_3g_2'g_1)+$$

$$+[\psi^{g_2}_{q_3q'}\psi^{g_3}_{q_3q}+\phi^{g_2}_{q_3q'}\phi^{g_3}_{q_3q}]K(\lambda\mu i g_3g_1g_3')\}. \qquad /16/$$

**Если положить $K(g_1g_2g_3g_4)$ равными нулю, то придем к системе уравнений, полученной в [7] в квазибозонном приближении. Если из уравнения /13/ найти $R^n_i(\lambda\mu)$ и представить в /14/, то получим однородную систему уравнений относительно $P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)$. Для определения энергий $\eta_n$ нужно диагонализовать матрицу в пространстве двухфононных состояний $g_1g_2$. В случае деформированных ядер эта матрица очень высокого порядка, и возникает необходимость в переходе к приближенным уравнениям.**

## *4. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ*

**Среди матричных элементов гамильтониана, связывающих двухфононные состояния, сохраним только диагональные матричные элементы, т.е. матричные элементы с $g_1'g_2'=g_1g_2$. Тогда уравнение /14/ можно записать в виде:**

$$\{(\omega_{g_1g_2}-\eta_n)(1+\frac{K(g_2g_1g_1g_2)}{1+\delta_{g_1g_2}})-$$



$$-\frac{1}{8(1+\delta_{g_1g_2})}\sum_{i_3}\{\frac{G(\lambda_1\mu_1 i_3g_1)}{\sqrt{Y_{\lambda_1\mu_1 i_3}Y_{g_1}}}K(g_2\lambda_1\mu_1 i_3g_1g_2)+$$

$$+\frac{G(\lambda_2\mu_2 i_3g_2)}{\sqrt{Y_{\lambda_2\mu_2 i_3}Y_{g_2}}}K(g_1\lambda_2\mu_2 i_3g_1g_2)\}P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)-$$

$$-\sum_i\{U_{g_1g_2}(\lambda\mu i)+V_{g_1g_2}(\lambda\mu i)\}R^n_i(\lambda\mu)=0. \qquad /17/$$

**Подставим $P^n_{g_1g_2}(\lambda\mu)$ из /15/ в уравнение /13/ и получим**

$$(\omega_i-\eta_n)R^n_i(\lambda\mu)-\sum_{i'}W_{ii'}R^n_{i'}(\lambda\mu)=0, \qquad /18/$$

**где**

$$W_{ii'}=\sum_{g_1g_2}\frac{(1+\frac{K(g_1g_2g_1g_2)}{1+\delta_{g_1g_2}})^{-1}(U_{g_1g_2}(\lambda\mu i)+V_{g_1g_2}(\lambda\mu i))(U_{g_1g_2}(\lambda\mu i')+V_{g_1g_2}(\lambda\mu i'))}{\omega_{g_1g_2}-\frac{1}{8(1+\delta_{g_1g_2}+K(g_1g_2g_1g_2)}\sum_{i_3}\Omega_{i_3}(g_1g_2)}, \qquad /19/$$

$$\Omega_{i_3}(g_1g_2)=\frac{G(\lambda_1\mu_1 i_3g_1)}{\sqrt{Y_{\lambda_1\mu_1 i_3}Y_{g_1}}}K(g_2\lambda_1\mu_1 i_3g_1g_2)+$$

$$+\frac{G(\lambda_2\mu_2 i_3g_2)}{\sqrt{Y_{\lambda_2\mu_2 i_3}Y_{g_2}}}K(g_1\lambda_2\mu_2 i_3g_1g_2). \qquad /19'/$$

**Таким образом, точный учет перестановочных соотношений приводит к сдвигу двухфононных полюсов в секулярном уравнении**

$$\theta(\eta_n)=\det\|(\omega_i-\eta_n)\delta_{ii'}-W_{ii'}\|=0 \qquad /20/$$

**и к появлению взаимодействия $V_{g_1g_2}(\lambda\mu i)$.**

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Из /17/ следует, что сдвиги двухфононных полюсов в секулярных уравнениях, связанные с учетом принципа Паули, характеризуются значениями коэффициентов $K(g_1 g_2 g_3 g_4)$. Как видно из /12/, эти коэффициенты входят и в нормировку волновой функции. Часть коэффициентов, а именно $K(g_1 g_2 g_1 g_2)$, характеризует нормировку двухфононных состояний $Q^+_{g_1} Q^+_{g_2}|0\rangle$. Они отрицательны и ограничены по величине.

В *табл. 1* приведены значения $K(gggg)$ для низколежащих и высоколежащих квадрупольных и октупольных состояний $^{154}Sm$, $^{166}Er$ и $^{176}Hf$. Из *таблицы* видно, что значения $|K(gggg)|$ - наименьшие для коллективных состояний и увеличиваются с уменьшением коллективности. Так, например, в $^{166}Er$ значение $|K(gggg)|$ для низколежащего коллективного состояния с $g=221$ равно 0,62. Но для состояния, близкого к двухквазичастичному с $g = 223$, этот коэффициент равен 0,996.

Таблица 1

Значения коэффициентов $K(gggg)$

| Ядро | $g=\lambda\mu, i$ | $K(gggg)$ |
|---|---|---|
| $^{154}Sm$ | 20,1 | -0,53 |
| | 20,20 | -0,91 |
| | 22,35 | -0,75 |
| | 22,1 | -0,34 |
| $^{166}Er$ | 22,1 | -0,62 |
| | 22,2 | -0,85 |
| | 22,3 | -0,996 |
| | 30,1 | -0,36 |
| | 30,3 | -0,39 |
| | 30,48 | -0,78 |
| | 31,19 | -0,93 |
| $^{176}Hf$ | 30,1 | -0,30 |
| | 30,2 | -0,32 |
| | 30,3 | -0,77 |



Увеличение $|K(gggg)|$ при переходе от коллективных к двухквазичастичным состояниям отражает тот факт, что норма состояния $Q^+_g Q^+_g|0\rangle$ отклоняется от значения, найденного в гармоническом приближении, тем сильнее, чем менее коллективен фонон $Q^+_g$.

В *табл. 2* приведены значения коэффициентов $K(gg'gg')$ и $K(g_1 g_2 g_3 g_4)$. Коэффициенты $|K(gg'gg')|$, как правило, меньше коэффициентов $|K(gggg)|$. При этом значения $|K(gg'gg')|$ тем меньше, чем более различаются по структуре фононы $Q^+_g$ и $Q^+_{g'}$. В этом последнем случае квазичастицы, формирующие фононы $Q^+_g$ и $Q^+_{g'}$, находятся в различных состояниях, и эффект антисимметризации волновой функции $Q^+_g Q^+_{g'}|0\rangle$ относительно обмена квазичастицами между фононами незначителен.

Как видно из *табл. 2*, значения коэффициентов $K(gg'gg')$ в тех случаях, когда индекс $g$ относится к низколежащему состоянию, а индекс $g'$ - к высоколежащему, или же оба относятся к высоколежащим состояниям, сильно флуктуируют, изменяясь от -0,003 до -0,6. Но в среднем они не очень малы.

Коэффициенты $K(gg'gg'')$ $(g' \neq g'')$, как правило, малы по величине, и могут быть как положительными, так и отрицательными.

Результаты расчета поправок к низколежащим двухфононным полюсам, связанным с учетом принципа Паули, и имеющим вид

$$E(g_1 g_2) - \omega_{g_1} - \omega_{g_2} = -\frac{1}{8(1+\delta_{g_1 g_2} + K(g_1 g_2 g_1 g_2))} \sum_{i_3} \Omega_{i_3}(g_1 g_2), \qquad /21/$$

приведены в *табл. 3*.

Эти поправки - наибольшие для двухфононных состояний, построенных из коллективных фононов, и убывают с уменьшением коллективности. Так, например, в $^{166}Er$ сдвиг энергии состояния $Q^+_{301} Q^+_{301}|0\rangle$ равен 1,131 *МэВ*, а для состояния $Q^+_{303} Q^+_{303}|0\rangle$ поправка к энергии составляет всего 83 *кэВ*.

Было исследовано также влияние на величины поправок к энергиям двухфононных полюсов числа слагаемых, учитываемых при суммировании по $i_3$ в знаменателе уравнения /19/. Как правило, суммирование приводит к уменьшению сдвигов энергий по сравнению с вкладом первого ведущего члена. Быстрота

Таблица 2

Значения недиагональных коэффициентов $K(g_1 g_2 g_3 g_4)$

| Ядро | $g_1 \equiv \lambda_1 \mu_1, i_1$ | $g_2 \equiv \lambda_2 \mu_2, i_2$ | $g_3 \equiv \lambda_3 \mu_3, i_3$ | $g_4 \equiv \lambda_4 \mu_4, i_4$ | $K(g_1 g_2 g_3 g_4)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $^{154}$Sm | 20,I | 20,40 | 20,I | 20,40 | -0,09 |
| | 20,I | 20,8I | 20,I | 20,8I | -0,20 |
| | 22,I | 22,78 | 22,I | 22,78 | -0,20 |
| | 22,I | 22,77 | 22,I | 22,77 | -0,06 |
| $^{166}$Er | 30,I | 3I,I | 30,I | 3I,I | -0,25 |
| | 3I,I | 3I,9I | 3I,I | 3I,9I | -0,13 |
| | 32,I | 32,25 | 32,I | 32,25 | -0,30 |
| | 20,4I | 20,42 | 20,4I | 20,42 | -0,30 |
| | 20,I | 20,55 | 20,I | 20,55 | -0,05 |
| | 20,I | 20,52 | 20,I | 20,52 | -0,26 |
| | 30,I | 30,5I | 30,I | 30,5I | -0,03 |
| | 30,I | 3I,82 | 30,I | 3I,82 | -0,13 |
| | 30,I | 3I,79 | 30,I | 3I,79 | -0,02 |
| | 20,I | II,5I | 20,I | II,5I | -0,003 |
| | 20,I | II,53 | 20,I | II,53 | -0,018 |
| | 20,I | II,62 | 20,I | II,62 | -0,007 |
| | 20,4 | II,56 | 20,4 | II,56 | -0,39 |
| | 20,5 | II,56 | 20,5 | II,56 | -0,59 |
| | 22,I | II,54 | 22,I | II,54 | -0,01 |
| | 22,I | II,58 | 22,I | II,58 | -0,13 |
| | 22,2 | II,58 | 22,2 | II,58 | -0,14 |
| | 30,I | 22,I | 30,I | 22,3 | 0,03 |
| | 22,I | 22,I | 22,I | 22,2 | 0,09 |
| | 22,I | 22,I | 22,I | 22,3 | 0,001 |
| $^{176}$Hf | 22,I | 30,I | 22,I | 30,1 | -0,09 |
| $^{228}$Th | 22,I | 22,I | 22,I | 22,I | -0,02 |
| | 22,I | 22,I | 22,I | 22,3 | -0,003 |
| | 22,I | 3I,I | 22,3 | 3I,I | 0,005 |



Таблица 3

Энергии низколежащих двухфононных полюсов $\omega_{g_1}+\omega_{g_2}$ и их сдвиги $E(g_1 g_2)-\omega_{g_1}-\omega_{g_2}$, рассчитанные с учетом принципа Паули

| Ядро | $g_1 \equiv \lambda_1 \mu_1, i_1$ | $g_2 \equiv \lambda_2 \mu_2, i_2$ | $E(g_1 g_2) - (\omega_{g_1}+\omega_{g_2})$ (МэВ) | $\omega_{g_1}+\omega_{g_2}$ (МэВ) |
|---|---|---|---|---|
| $^{154}$Sm | 22,I | 22,I | 0,943 | 3,62 |
| | 20,I | 20,I | I,43 | 3,0 |
| | 20,3 | 20,3 | 0,007 | 4,48 |
| $^{166}$Er | 3I,I | 3I,I | 0,273 | 3,66 |
| | 3I,2 | 3I,2 | 0,I98 | 4,I4 |
| | 32,I | 32,I | 0,045 | 4,0 |
| | 32,2 | 32,2 | 0,II0 | 4,2 |
| | 20,I | 20,I | 0,696 | 2,92 |
| | 30,I | 30,I | I,I3I | 3,32 |
| | 30,3 | 30,3 | -0,083 | 4,4 |
| | 30,I | 3I,I | 0,66I | 3,49 |
| | 30,2 | 3I,2 | 0,I96 | 4,27 |
| | 22,I | 30,I | I,I59 | 2,54 |
| | 22,2 | 30,2 | -0,I05 | 4,6 |

сходимости сумм зависит от рассматриваемых состояний. В ряде случаев она медленная. Так, например, сдвиг энергии состояния $Q^{+}_{311}Q^{+}_{311}|0\rangle$ при учете одного главного члена в сумме по $i_3$ составляет 671 *кэВ*. Учет трех первых слагаемых в сумме уменьшает величину сдвига до 469 *кэВ*. Учет в сумме 190 слагаемых приводит к сдвигу энергии, равному 273 *кэВ*. В случаях, когда два фонона различны, суммирование $i_3$ по трем корням оказывается достаточным, т.к. остальные корни слабо изменяют сдвиги.

В *табл. 4* приведены связанные с учетом принципа Паули сдвиги двухфононных полюсов, построенных из одного низколежащего фонона и фонона, формирующего гигантский дипольный резонанс. Эти сдвиги малы по сравнению с ширинами гигантских резонансов и флуктуируют от состояния к состоянию, изменяясь в соответствии с изменением степени коллективности фононов.

Таблица 4

Энергии двухфононных полюсов, построенных из низколежащего коллективного фонона и фонона, входящего в гигантский дипольный резонанс, и их сдвиги $E(g_1g_2)-\omega_{g_1}-\omega_{g_2}$, рассчитанные с учетом принципа Паули

| Ядро | $g_1\equiv\lambda_1\mu_1,i_1$ | $g_2\equiv\lambda_2\mu_2,i_2$ | $E(g_1g_2)-$ $-\omega_{g_1}-\omega_{g_2}$ (МэВ) | $\omega_{g_1}+\omega_{g_2}$ (МэВ) |
|---|---|---|---|---|
| $^{166}$Er | 20,I | II,5I | 0,0I4 | 7,24 |
| | 20,I | II,53 | 0,085 | 7,44 |
| | 20,4 | II,56 | 0,425 | 8,37 |
| | 20,I | II,57 | 0,I02 | 7,65 |
| | 20,I | II,62 | 0,343 | 7,88 |
| | 20,I | II,I03 | 0,209 | 9,62 |
| | 20,I | II,I05 | 0,076 | 9,7I |
| | 22,I | II,54 | 0,I25 | 6,98 |
| | 22,I | II,59 | 0,2I7 | 7,2I |
| | 22,2 | II,58 | 0,099 | 8,28I |

Результаты расчета сдвигов других полюсов, отвечающих высоколежащим состояниям, приведены в *табл.5.* Как и в предыдущем случае, значения сдвигов полюсов заметно изменяются при переходе от состояния к состоянию и достигают в ряде случаев нескольких сот *кэВ.*

Таким образом, в рамках квазичастично-фононной модели ядра можно корректно учесть антисимметрию двухфононных состояний относительно перестановок квазичастиц, из которых построены фононы. Расчеты поправок к энергиям двухфононных полюсов в секулярных уравнениях, связанных с влиянием принципа Паули, показали, что величины этих поправок не малы для низколежащих коллективных состояний, где они обязательно должны учитываться. Сдвиги энергий относительно низколежащих неколлективных двухфононных полюсов незначительны. В случае состояний с промежуточной и высокой энергиями возбуждения величины поправок зависят от структуры состояний. В среднем они меньше, чем для низколежащих коллективных двухфононных состояний, но могут достигать нескольких сот *кэВ.* Эта величина мала по сравнению с характерной шириной гигантских резонансов, поэтому можно ожидать, что учет принципа Паули



Таблица 5

Энергии высоколежащих двухфононных полюсов и их сдвиги $E(g_1g_2)-\omega_{g_1}-\omega_{g_2}$, рассчитанные с учетом принципа Паули

| Ядро | $g_1\equiv\lambda_1\mu_1,i_1$ | $g_2\equiv\lambda_2\mu_2,i_2$ | $E(g_1g_2)-$ $-\omega_{g_1}-\omega_{g_2}$ (МэВ) | $\omega_{g_1}+\omega_{g_2}$ (МэВ) |
|---|---|---|---|---|
| $^{154}$Sm | 22,35 | 22,35 | 0,III | I3,7 |
| | 22,I | 22,80 | 0,420 | I3,3I |
| | 20,20 | 20,20 | 0,I08 | II,I4 |
| | 20,I | 20,64 | 0,5I2 | II,28 |
| $^{166}$Er | 3I,I9 | 3I,I9 | 0,025 | 20,I4 |
| | 3I,I | 3I,9I | 0,I29 | I2,23 |
| | 32,I | 32,25 | 0,029 | 9,7 |
| | 32,22 | 32,22 | 0,030 | I5,6 |
| | 20,4I | 20,42 | 0,042 | I4,42 |
| | 20,I | 20,52 | 0,62I | 9,64 |
| | 30,48 | 30,48 | 0,079 | 20,4 |
| | 30,I | 30,5I | 0,360 | I2,46 |
| | 30,I | 3I,79 | 0,I87 | I0,73 |

окажется несущественным при описании фрагментации однофононных состояний. Однако вопрос о влиянии принципа Паули на радиационные силовые функции требует специального исследования.

### *ЛИТЕРАТУРА*


1. *Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.58О.*
2. *Malov L.A., Soloviev V.G., Nucl.Phys., 1976, A270, p.87. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1977, 26, с.719.*
3. *Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376.*
4. *Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503.*
5. *Belyaev S.T., Zelevinsky V.G. Nucl.Phys., 1962, 39, p.582; Marumori T., Yamamura M., Tokunaga. Progr. Theor. Phys., 1964, 31, p.1009; Dönau F. et al. Nucl.Phys., 1971, A172, p.145.*

6. *Djolos R.V., Molina J.L., Soloviev V.G. JINR, E4-12250, Dubna, 1979.*
7. *Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971, с.478. /Перевод Pergamon Press, 1976/.*
8. *Soloviev V.G. Atomic Emergy Review, 1965, 3, No.2, p.117.*

*Рукопись поступила в издательский отдел*
*28 июня 1979 года.*