СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 8778

Д.Дамбасурен, А.И.Вдовин, Ч.Стоянов

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ 0^+-СОСТОЯНИЙ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

1975

P4 - 8778

Д.Дамбасурен, А.И.Вдовин, Ч.Стоянов

К ВОПРОСУ О СТРУКТУРЕ 0^+-СОСТОЯНИЙ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Дамбасурен Д., Вдовин А.И., Стоянов Ч. P4 - 8778

К вопросу о структуре 0^+ -состояний в чётно-чётных сферических ядрах

В рамках сверхтекучей модели ядра изучено влияние взаимодействия парных вибраций с двухфононными мультипольными состояниями на свойства 0^+-уровней сферических ядер. Получены уравнения для энергий уровней, структура волновых функций. Изучены реакции двухнуклонной передачи на возбужденные 0^+-состояния.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Dambasuren D., Vdovin A.I., Stoyanov Ch. P4 - 8778

On the Problem of 0^+ State Structure in Even-Even Spherical Nuclei

The effect of interaction of pair vibrations with two-phonon multipole states on the spherical nucleus 0^+ level properties has been studied in the framework of a superfluid nucleus model. The expressions are obtained for the level energies as well as the wave function structure. The two-nucleon transfer reactions to excited 0^+ states have been stadied.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

Структура 0^+ -состояний сферических и деформированных ядер постоянно привлекает внимание теоретиков. Причина тому - их сложная природа, многообразие эффективных ядерных взаимодействий, участвующих в формировании их структуры [1]. Среди сравнительно низколежащих 0^+ -возбуждений различают уровни, связанные с колебаниями ядерной поверхности, и уровни, генерируемые спаривательным остаточным взаимодействием. Неоднократно, чтобы объяснить существование некоторых новых 0^+ -уровней или их новые свойства, использовались и новые компоненты остаточных ядерных сил, например: спин-квадрупольные силы [2], спин-орбитальные [3], гексадекапольные [4] и т.д.

Однако, как стало особенно ясно в последние годы, лишь в относительно редких случаях та или иная ветвь ядерных возбуждений обнаруживается экспериментально в чистом своем виде. Как правило, взаимодействие с прочими возбуждениями заметно искажает ее свойства. Это смешивание различных мод возбуждений резко усиливается с ростом энергии возбуждения [5].

Одной из причин усложнения структуры состояний с ростом энергии возбуждения, как отмечалось в [6], является взаимодействие квазичастиц с фононами. Это взаимодействие, с одной стороны, разрушает картину гармонических ядерных колебаний, смешивая состояния с разным числом фононов внутри одной вибрационной полосы, а с другой - приводит к смешиванию вибрационных и двухквазичастичных, т.е. неколлективных, возбуждений. В деформированных ядрах для 0^+ -состояний этот вопрос изучался в работе [7]. В сферических ядрах подробно исследовался случай состояний с $J^\pi \neq 0^+$ [8,9], а для 0^+ -уровней некоторые аспекты этого вопроса изучались Б.Соренсеном на примере ядра ^{90}Zr [10].

В настоящей заметке мы ставим своей целью показать, как можно описать влияние взаимодействия квазичастиц с фононами на структуру нижайших 0^+-возбуждений в рамках сверхтекучей модели атомного ядра [1].

Будем исходить из обычного гамильтониана сверхтекучей модели, включающего спаривательное и мультиполь-мультипольное остаточное взаимодействие:

$$H = H_{sp} + H_{pair} + \sum_\lambda H_{\lambda\lambda} = \sum_{jm} E_j a^+_{jm} a_{jm} -$$

$$- \sum_\tau \frac{G_\tau}{4} \sum_{\substack{jm \\ j'm'}} (-)^{j'-m'} (-)^{j-m} a^+_{j'm'} a^+_{j'-m'} a_{j-m} a_{jm} - \tag{1}$$

$$- \sum_\lambda \frac{\kappa_\lambda}{2} \sum_\mu (-)^{\lambda-\mu} T^+_{\lambda\mu} T_{\lambda-\mu} .$$

Здесь: a^+_{jm}, a_{jm} - операторы рождения и уничтожения частицы на уровне среднего поля с квантовыми числами jm (j - совокупность трех квантовых чисел $n\ell j$ и изотопического индекса, m - проекция момента j); E_j - энергия одночастичного уровня; G_τ - константа спаривательного взаимодействия нейтронов $(\tau = n)$ и протонов $(\tau = p)$; κ_λ - константа мультиполь-мультипольного взаимодействия мультипольности λ (как обычно считаем, что $\kappa^{nn}_\lambda = \kappa^{pp}_\lambda = \kappa^{np}_\lambda \equiv \kappa_\lambda$); $T_{\lambda\mu}$ - одночастичный оператор мультипольного момента.

После u, v - преобразования Боголюбова от операторов частиц к операторам квазичастиц α^+_{jm}, α_{jm} гамильтониан (1) приобретает следующий вид:

$$H = H_{sqp} + H_1 + H_2 + H_3 + H_4 = \sum_{jm} \epsilon_j \alpha^+_{jm} \alpha_{jm} -$$

$$- \sum_\tau \frac{G_\tau}{4} \sum_{j_1 j_2} [(2j_1+1)(2j_2+1)]^{1/2} \{u^2_{j_1} A^+(j_1) - v^2_{j_1} A(j_1)\} \times$$

$$\times \{u^2_{j_2} A(j_2) - v^2_{j_2} A^+(j_2)\} +$$

$$+ \sum \frac{G_\tau}{2} \sum_{j_1 j_2} (2j_1+1)^{1/2} u_{j_2} v_{j_2} \{[u^2_{j_1} A^+(j_1) - v^2_{j_1} A(j_1)] B(j_2) + h.c.\} -$$

$$- \frac{1}{8} \sum_{\lambda\mu} \frac{\kappa_\lambda}{2\lambda+1} \sum_{(j)} F^\lambda_{j_2' j_2} F^\lambda_{j_1' j_1} u_{j_2' j_2} u_{j_1' j_1} [(-)^{\lambda-\mu} A^+(j_2' j_2 \lambda -\mu) + \tag{2}$$

$$+ A(j_2' j_2 \lambda\mu)] \times [A^+(j_1' j_1 \lambda\mu) + (-)^{\lambda-\mu} A(j_1' j_1 \lambda -\mu)] -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} \frac{\kappa_\lambda}{2\lambda+1} \sum_{(j)} F^\lambda_{j_2' j_2} F^\lambda_{j_1' j_1} v_{j_2' j_2} u_{j_1' j_1} \times$$

$$\times \{[A^+(j_1' j_1 \lambda\mu) + A(j_1' j_1 \lambda -\mu)(-)^{\lambda-\mu}] B(j_2' j_2 \lambda -\mu) + h.c.\}.$$

Здесь введены следующие новые обозначения:

$$A^+(j_1 j_2 \lambda\mu) = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda\mu \rangle \alpha^+_{j_1 m_1} \alpha^+_{j_2 m_2};$$

$$B(j_1 j_2 \lambda\mu) = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_1+m_1} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda\mu \rangle \alpha^+_{j_1 m_1} \alpha_{j_2 -m_2};$$

$$A(j) = A(j\,j\,0\,0); \quad B(j) = B(j\,j\,0\,0);$$

$$u_{j_1 j_2} = u_{j_1} v_{j_2} + u_{j_2} v_{j_1}; \quad v_{j_1 j_2} = u_{j_1} u_{j_2} - v_{j_1} v_{j_2}.$$

$F^{\lambda}_{j_1 j_2}$ – приведенный одночастичный матричный элемент мультипольного оператора (мультипольности λ). Необходимо указать на следующие упрощающие предположения, которые были сделаны при получении формы (2) гамильтониана (1). Во-первых, мы предполагаем, что коэффициенты u, v и одноквазичастичная энергия ϵ_j вычисляются по формулам обычной теории БКШ, т.е. не учитываем влияния дальнодействующих компонент остаточных ядерных сил на сверхтекучие характеристики системы. Кроме того, мы отбросили члены $\sim B^+B$, т.к. в дальнейшем, учитывая влияние квазичастиц с фононами, мы ограничимся членами не выше кубических по числу фононных операторов. Член H_1 необходим нам, чтобы исключить духовое 0^+-состояние, член H_2, как это будет видно чуть позже, описывает взаимодействие парновибрационных фононов с квазичастицами. В предыдущих работах (например, /8/) эти члены не рассматривались, т.к. они существенны при рассмотрении именно 0^+-состояний.

Окончательный вид гамильтониан (1) приобретает после еще одного преобразования – после перехода к

операторам фононов. Существенно различны два типа фононов: парновибрационные (операторы рождения и уничтожения – Ω^+_i, Ω_i) и мультипольные (операторы рождения и уничтожения – $Q^+_{\lambda\mu i}$, $Q_{\lambda\mu i}$).

$$\Omega^+_i = \frac{1}{2} \sum_j \psi_j A^+(j) - \phi^i_j A(j),$$

$$Q^+_{\lambda\mu i} = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \psi^{\lambda i}_{j_1 j_2} A^+(j_1 j_2 \lambda\mu) - (-)^{\lambda-\mu} \phi^{\lambda i}_{j_1 j_2} A(j_1 j_2 \lambda -\mu). \tag{3}$$

Основное состояние четно-четного ядра определяется теперь как вакуум относительно фононных возбуждений. Коэффициенты ψ и ϕ в формулах (3) определяются в квазибозонном приближении. Естественно, в этом же приближении находятся энергии фононов и другие величины, характеризующие коллективное движение. Соответствующие формулы выглядят следующим образом.

1. Секулярное уравнение для определения энергий парновибрационных фононов ω_i:

$$\left\{ \sum_j \frac{\epsilon_j (2j+1)(u_j^2 - v_j^2)^2}{4\epsilon_j^2 - \omega_i^2} - \frac{1}{G_\tau} \right\} \left\{ \sum_j \frac{\epsilon_j (2j+1)}{4\epsilon_j^2 - \omega_i^2} - \frac{1}{G_\tau} \right\} -$$

$$- \frac{\omega_i^2}{4} \left\{ \sum_j \frac{(2j+1)(u_j^2 - v_j^2)}{4\epsilon_j^2 - \omega_i^2} \right\}^2 \equiv P(\omega_i) T(\omega_i) - W^2(\omega_i) \equiv \Phi(\omega_i) = 0. \tag{4}$$

2. Секулярное уравнение для определения энергий мультипольных фононов $\omega_{\lambda i}$:

$$\frac{2\lambda+1}{\kappa_\lambda}=\sum_{j_1 j_2}\frac{(F^{\lambda}_{j_1 j_2}u_{j_1 j_2})^2(\epsilon_{j_1}+\epsilon_{j_2})}{(\epsilon_{j_1}+\epsilon_{j_2})^2-\omega^2_{\lambda i}}\equiv X(\omega_{\lambda i}).$$

Будем также в дальнейшем использовать следующее обозначение:

$$Y(\lambda i)=\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial\omega}X(\omega)\Big|_{\omega=\omega_{\lambda i}},\quad \Phi'(\omega_i)=\frac{\partial\Phi(\omega)}{\partial\omega}\Big|_{\omega=\omega_i}.$$

Итак, совершив преобразование (3) и используя формулы (4), (5), мы получим гамильтониан (2) в виде:

$$H=H_{sqp}+H_{\Omega\Omega}+H_{QQ}+H_{\alpha\Omega}+H_{\alpha Q}=$$

$$=\sum_{jm}\epsilon_j\alpha^+_{jm}\alpha_{jm}-\sum_{\tau}\frac{1}{G_\tau}\sum_{ii'}\frac{1}{\sqrt{\Phi'(\omega_i)\Phi'(\omega_{i'})}}\times$$

$$\times[(T^{1/2}(\omega_i)+P^{1/2}(\omega_i))\Omega^+_i+(T^{1/2}(\omega_i)-P^{1/2}(\omega_i))\Omega_i]\times$$

$$\times[(T^{1/2}(\omega_{i'})+P^{1/2}(\omega_{i'}))\Omega_{i'}+(T^{1/2}(\omega_{i'})-P^{1/2}(\omega_{i'}))\Omega^+_{i'}]-$$

$$-\frac{1}{4}\sum_{\substack{\lambda\mu\\ ii'}}\frac{2\lambda+1}{\kappa_\lambda}\frac{1}{\sqrt{Y(\lambda i)Y(\lambda i')}}[Q^+_{\lambda-\mu i}+(-)^{\lambda-\mu}Q_{\lambda\mu i}]\times$$

$$\times[Q^+_{\lambda\mu i'}(-)^{\lambda-\mu}+Q_{\lambda-\mu i'}]+\frac{1}{2}\sum_{ij}\frac{u_{jj}}{\sqrt{\Phi'(\omega_i)}}\{[(T^{1/2}(\omega_i)-P^{1/2}(\omega_i))\Omega^+_i+$$

$$+(T^{1/2}(\omega_i)+P^{1/2}(\omega_i))\Omega_i]B(j)+h.c.\}-\frac{1}{2\sqrt{2}}\sum_{\lambda\mu i}\sum_{j_2' j_2}\frac{F^{\lambda}_{j_2' j_2}\times v_{j_2' j_2}}{\sqrt{Y(\lambda i)}}\times$$

$$\times[(Q^+_{\lambda\mu i}(-)^{\lambda-\mu}+Q_{\lambda-\mu i})B(j_1 j_2\lambda-\mu)+h.c.].\qquad(6)$$

Взаимодействие квазичастиц с фононами описывают члены $H_{\alpha\Omega}$ и $H_{\alpha Q}$, происходящие от членов H_2 и H_4 гамильтониана (2) соответственно. Оба эти члена будут смешивать парновибрационные состояния типа $\Omega^+_i|0\rangle$ и двухфононные состояния типа $[Q^+_{\lambda\mu i_1},Q^+_{\lambda-\mu i_2}]_{00}|0\rangle$. Сила взаимодействия квазичастиц с фононами известна, если заданы параметры среднего поля и остаточных сил. При этом предполагаем, что члены $H_{\alpha\Omega}$ и $H_{\alpha Q}$ не изменяют структуру самих фононов, а только смешивают разные типы движений. Поэтому волновую функцию 0^+-состояния будем искать в виде

$$\Psi_\nu(0^+)=\{\sum_i C^\nu_i\Omega^+_i+\sum_{\substack{\lambda\mu\\ i_1 i_2}}D^{\lambda}_{i_1 i_2}\frac{(-)^{\lambda-\mu}}{(2\lambda+1)^{1/2}}Q^+_{\lambda\mu i_1}Q^+_{\lambda-\mu i_2}\}|0\rangle.\qquad(7)$$

$|0\rangle$ – вакуум относительно операторов Ω_i и $Q_{\lambda\mu i}$. Таким образом, дополнительные корреляции, возникающие в основном состоянии ядра из-за членов $H_{\alpha\Omega}$ и $H_{\alpha Q}$, также не учитываются. Волновая функция (7) предполагается нормированной:

$$\sum_i(C^\nu_i)^2+2\sum_{\lambda,i_1,i_2}(D^{\lambda}_{i_1 i_2})^2=1.\qquad(8)$$

Энергию η_ν состояния (7) и коэффициенты C_i^ν, $D_{i_1 i_2}^\lambda$ можно найти, используя вариационный принцип Хартри-Фока-Боголюбова [1]. Варьируя среднее значение гамильтониана (6) по состоянию (7) (при выполняющемся условии (8)), мы получим систему уравнений на C_i^ν, $D_{i_1 i_2}^\lambda$ и η_ν. Условие разрешимости системы уравнений для C_i^ν и $D_{i_1 i_2}^\lambda$ приводит нас к следующему секулярному уравнению для η_ν :

$$\det \| (\omega_i - \eta_\nu)\delta_{ii'} - K(ii') \| = 0. \tag{9}$$

Величина $K(ii')$ равна:

$$K(ii') = \frac{1}{2} \sum_{\lambda i_1 i_2} \frac{U_{\lambda i_2}^{\lambda i_1}(i) U_{\lambda i_2}^{\lambda i_1}(i')}{\omega_{\lambda i_1} + \omega_{\lambda i_2} - \eta_\nu}.$$

Величина $U_{\lambda i_2}^{\lambda i_1}(i)$ представляет собой матричный элемент от членов $H_{\alpha\Omega}$ и $H_{\alpha Q}$ между парновибрационным и двухфононным состояниями:

$$U_{\lambda i_2}^{\lambda i_1}(i) = \langle 0 | \Omega_i (H_{\alpha\Omega} + H_{\alpha Q}) [Q^+_{\lambda\mu i_1} Q^+_{\lambda -\mu i_2}]_{00} | 0 \rangle =$$

$$= -\sqrt{\frac{2\lambda+1}{2}} \sum_\tau \Big\{ \sum_{jj'} u_{jj'} \sqrt{\frac{P(\omega_i)}{\Phi'(\omega_i)}} (\psi_{jj'}^{\lambda i_1} \phi_{jj'}^{\lambda i_2} + \psi_{jj'}^{\lambda i_2} \phi_{jj'}^{\lambda i_1}) -$$

$$- \sqrt{2\lambda+1} \sum_{j'j} \frac{F_{j'j}^\lambda v_{j'j}}{\sqrt{Y(\lambda i_1)}} (\psi_{j'j}^{\lambda i_2} \psi_{j'}^{i} + \phi_{j'j}^{\lambda i_2} \phi_j^i) + \tag{10}$$

$$+ \frac{F_{j'j}^\lambda v_{j'j}}{\sqrt{Y(\lambda i_2)}} (\psi_{j'j}^{\lambda i_1} \psi_{j'}^{i} + \phi_{j'j}^{\lambda i_1} \phi_{j'}^{i}).$$

Коэффициенты C_i^ν и $D_{i_1 i_2}^\lambda$ получаются следующими:

$$D_{i_1 i_2}^\lambda = -\frac{1}{4} \frac{1}{\omega_{\lambda i_1} + \omega_{\lambda i_2} - \eta_\nu} \sum_i C_i^\nu U_{\lambda i_2}^{\lambda i_1}(i),$$

$$\tag{11}$$

$$C_i^\nu = M^{ii} \Big\{ \sum_i (M^{ii})^2 + \sum_{ii'} \frac{\partial K(ii')}{\partial \eta_\nu} M^{ii} M^{i'i'} \Big\}^{-1/2}.$$

M^{ii} – соответствующий минор матрицы из уравнения (9).

Уравнение типа (9) впервые было получено в работе [11] при изучении структуры нечетных деформированных ядер. Затем аналогичные уравнения были получены и исследовались в ряде работ [8,12]. Отметим здесь, что все полюса уравнения (9) – первого порядка, что обеспечивается взаимной компенсацией произведений диагональных матричных элементов и недиагональных.

Смешивание различных мод возбуждений в структуре состояний 0^+ будет приводить к изменению их свойств, проявляющихся в различных реакциях и распадах. Вычислим, например, относительную вероятность передачи двух нейтронов в 0^+ -состояние, описываемое волновой функцией (7). Оператор передачи двух нейтронов (рассмотрим случай (p,t) реакции) выглядит следующим образом [13]:

$$\Gamma(p,t) = \sum_{jm} (-)^{j-m} a_{jm} a_{j-m},$$

или, переходя к квазичастицам и затем к фононам:

$$\Gamma(p,t) = -\{ \sum \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\Phi'(\omega_i)}} \frac{1}{G_N} [(T^{1/2}(\omega_i) - P^{1/2}(\omega_i))\Omega_i +$$

$$+ (T^{1/2}(\omega_i) + P^{1/2}(\omega_i))\Omega_i^+] - \sum_j u_{jj} B(j) + 2\frac{\Delta_n}{G_n},$$

где Δ_n - нейтронная корреляционная функция. Вероятность передачи в основное состояние конечного ядра равна:

$$S_0 = 4\left|\frac{\Delta_n}{G_n}\right|^2. \quad (12)$$

В том же приближении вероятность возбуждения 0^+-состояния, описываемого волновой функцией (7):

$$S = |\langle \Psi_\nu (0^+) | \Gamma (p,t) | 0 \rangle|^2 =$$

$$= \left| \frac{\sqrt{2}}{G_n} \sum_i \frac{\sqrt{P(\omega_i)} + \sqrt{T(\omega_i)}}{\sqrt{\Phi'(\omega_i)}} C_i^\nu + \right. \quad (13)$$

$$\left. + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i_1 i_2 \\ \lambda}} (2\lambda+1)^{1/2} D^\lambda_{i_1 i_2} N^\lambda_{i_1 i_2} \right|^2,$$

где

$$N^\lambda_{i_1 i_2} = \sum_{j_1 j_2 j} u_{jj} (\psi^{\lambda i_1}_{j_1 j_2} \phi^{\lambda i_2}_{j_1 j_2} + \psi^{\lambda i_2}_{j_1 j_2} \phi^{\lambda i_1}_{j_1 j_2}).$$

Вычисляя (12) и (13), мы предполагали, что вакуумы начального и конечного ядер совпадают. Если предположить далее, что кинематические факторы при передаче в основное и возбужденное 0^+-состояние совпадают, то отношение сечений σ/σ_0 будет равно S/S_0, т.е.

$$\sigma/\sigma_0 \sim \frac{1}{4} \left|\frac{G_n}{\Delta_n}\right|^2 \left| \frac{\sqrt{2}}{G_n} \sum_i \frac{\sqrt{P(\omega_i)} + \sqrt{T(\omega_i)}}{\sqrt{\Phi'(\omega_i)}} C_i^\nu + \right. \quad (14)$$

$$\left. + \frac{1}{2} \sum_{\substack{i_1 i_2 \\ \lambda}} (2\lambda+1)^{1/2} D^\lambda_{i_1 i_2} N^\lambda_{i_1 i_2} \right|^2.$$

Если бы состояние описывалось как чисто парновибрационное, то в формуле (14) исчезла бы вторая сумма ($\sim D^\lambda_{i_1 i_2}$), а в первой сумме по i все C_i^ν обратились бы в 0, кроме одного, равного 1. По-видимому, основное различие "чистого" и "смешанного" случаев будет возникать из-за отличия от 0 и 1 коэффициентов C_i^ν, т.к. вторая сумма в (14) невелика.

Заканчивая, мы приносим глубокую благодарность В.Г.Соловьеву за постоянное внимание, полезные обсуждения и советы. Мы признательны также Р.В.Джолосу и Г.Кырчеву за плодотворные дискуссии.

Литература

1. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
2. S.K.Abdulvagabova, S.P.Ivanova, N.I.Pyatov. Phys.Lett., 38B, 215 (1972).
3. S.T.Belyaev, B.A.Rumiantsev. Phys.Lett., 30B, 444 (1969);
   В.Б.Телицын, Ч.Стоянов, А.И.Вдовин. Программа и тезисы XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1974, стр. 214;
   С.К.Абдулвагабова, В.Б.Телицын, Г.Шульц. Программа и тезисы XXIV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1974, стр. 230.

4. B.Silvestre-Brac, R.Piepenbring. Zeit. Phys., A272, 89 (1975).
5. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, 770 (1972).
6. V.G.Soloviev, L.A.Malov. Nucl.Phys., A196, 433 (1972).
7. Г.Кырчев, В.Г.Соловьев, Ч.Стоянов. ОИЯИ, Р4-8611, Дубна, 1975.
8. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов, Г.Кырчев. ТМФ, 21, 137 (1974).
9. А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер.физ., 38, 2604 (1974); А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Изв. АН СССР, сер.физ., 38, 2598 (1974); А.И.Вдовин, Ч.Стоянов. Программа и тезисы XXV совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л., Наука, 1975, стр. 196.
10. B.Sorensen. Nucl.Phys., A177, 465 (1971).
11. V.G.Soloviev. Phys.Lett., 16, 308 (1965).
12. Л.А.Малов, Г.Очирбат. ОИЯИ, Р4-8447, Дубна,1974.
13. S.Yoshida. Nucl.Phys., 33, 685 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1975 года.