

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



4/17/74

Б-21

P4 - 7482

827/2-74

Е.Б.Бальбуцев, З.Бохнацки

СОХРАНЯЮЩЕЕ ОБЪЕМ СПАРИВАНИЕ  
В ЯДРАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7482

Е.Б.Бальбуцев, З.Бохнацки

СОХРАНЯЮЩЕЕ ОБЪЕМ СПАРИВАНИЕ  
В ЯДРАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

*Направлено в Acta Physica Polonica*

## В В Е Д Е Н И Е

Как известно, спаривание — один из наиболее важных эффектов в структуре ядерных состояний при низких энергиях возбуждения. Множество исследований было посвящено проблеме поиска наилучших методов работы с ним. Однако в случае тяжелых ядер большая часть труда была сконцентрирована на поиске хороших методов диагонализации парного гамильтониана с феноменологической константой  $G$  в качестве силы парного взаимодействия. Далеко не очевидно, что даже точная диагонализация парных сил с постоянным матричным элементом приближает нас к физической ситуации. Даже при условии, что упомянутый матричный элемент истинного двухчастичного взаимодействия в ядре, именно:

$$\langle \nu, \bar{\nu} | V | \nu', \bar{\nu}' \rangle = G_{\nu\nu'},$$

где  $|\bar{\nu}\rangle$  — есть обращенное во времени состояние  $|\nu\rangle$ , изменяется медленно в районе поверхности Ферми, средняя сила спаривания

$$G = \frac{\sum_{\nu\nu'} G_{\nu\nu'} u_{\nu} v_{\nu} u_{\nu'} v_{\nu'}}{(\sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu})^2} \quad (1)$$

остается еще функцией многих ядерных параметров. В частности, она должна довольно сильно зависеть от энергетической щели  $\Delta$ , которая определяет парные амплитуды  $u$ ,  $v$ . Это происходит из-за того, что даже если взять все  $G_{\nu\nu'} = G^0$  и выполнить расчет в ограниченной, симметричной по отношению к поверхности Ферми  $\lambda$ , области одночастичных уровней, ренормализация  $G$ , связанная с использованием ограниченного одночастично-

го пространства, увеличит  $G$  на краях области, вдали от поверхности Ферми, больше, чем на поверхности Ферми. Усреднение (1) перенормированных  $G_{\nu\nu} = G^0 + \delta G_{\nu\nu}$ , даст малое  $G$  для малых  $\Delta$  (для которых весовая функция  $u_\nu v_\nu$  максимальна на поверхности Ферми) и большую величину  $G$  для больших значений  $\Delta$  (для которых весовая функция становится все более и более плоской).

Зависимость  $G$  от  $\Delta$  может оказаться важной, когда используется парный потенциал  $E(\Delta)$ , например, при расчете эффекта Кориолиса антисперивания в ротационных спектрах.

Конечно, все эффекты, связанные с непостоянностью парного матричного элемента, можно было бы объяснить в рамках теории, которая за исходную точку берет настоящие ядерные двухчастичные силы. Однако это явно очень сложная проблема, и кажется полезным поискать более простые, приближенные решения.

Метод, предложенный в [1-4], заключается в построении вариационной процедуры, в которой для данного ядерного состояния определяются равновесные значения энергетических щелей  $\Delta_{eq}$  и соответствующие средние матричные элементы  $G(\Delta_{eq})$ . Постулированные правила вариации энергии по отношению к щели  $\Delta$  учитывают изменение  $G$  с  $\Delta$ . Единственными входными параметрами процедуры являются параметры одночастичного потенциала. Таким образом, непосредственным тестом теории может послужить сравнение полученных таким путем равновесных щелей с экспериментальными нечетно-четными разностями масс (или с энергетическими щелями, полученными для феноменологической величины силы спаривания). Такая проверка была проведена для некоторых сферических ядер и дала удовлетворительные результаты [2, 3]. В настоящей работе представлены результаты, полученные

для деформированных ядер редкоземельной области. В качестве входных данных используются уровни энергии потенциала Нильссона. Производится сравнение с величинами параметров спаривания, полученными подгонкой к экспериментальным нечетно-четным разностям масс.

Вариационная процедура и ее связь с X-Ф изменениями энергии

Чтобы принять во внимание изменения эффективной силы спаривания  $\tilde{G}$  при изменении  $\Delta$  и использовать их в вариационной процедуре, рассмотрим предел, в котором  $\tilde{G}$  меняется так, что каждое значение  $\Delta$  есть самосогласованная величина в BCS приближении:

$$\Delta = \tilde{G}(\Delta) \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu} \quad \text{или} \quad \tilde{G}(\Delta) = \left( \frac{\Delta}{2} \sum_{\nu} 1/E_{\nu} \right)^{-1} \quad (2)$$

где  $E_{\nu}$  - энергия квазичастицы в состоянии  $\nu$ . Тогда вклад спаривания в энергию есть

$$E_p = -\Delta \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu} . \quad (3)$$

Для небольшого одночастичного пространства (3) может сильно отличаться от выражения с постоянным  $G$ ,

$$E_p(G = const) = -G \left( \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu} \right)^2, \quad (4)$$

во всех точках, кроме двух: кривые пересекаются при  $\Delta = 0$  и в точке, где  $\tilde{G}(\Delta) = G$ . В пределе очень большого одночастичного пространства  $\tilde{G}$  становится очень малым для любой ко-

нечной величины  $\Delta$  и, следовательно, функция  $\bar{G}(\Delta)$  становится очень плоской. Если вариационная процедура гарантирует стабильность равновесного значения  $\Delta$  в этом пределе, то мы возвращаемся к приближению постоянного  $G$ . Таким образом, расширяя одночастичное пространство, мы приближаемся к истинным изменениям эффективного  $G$  с  $\Delta$ , которые должны лежать где-то между "постоянным" и "самосогласованным" случаями.

В практических расчетах выражение (3) для вклада спаривания в энергию может быть использовано при одночастичном пространстве достаточно большом, чтобы гарантировать стабильность полученных равновесных значений  $\Delta$  по отношению к вариациям энергии обрезания. Действительно, постоянная величина  $\Delta$  на конечном интервале одночастичных энергий может рассматриваться как приближение функции-ступеньки к более реалистической зависимости  $\Delta$  от  $\epsilon$ , которая также должна была бы варьироваться в более полном вариационном подходе.

Следующая проблема заключается в том, чтобы построить такое выражение для одночастичных вкладов в изменение энергии с  $\Delta$ , которое учитывало бы изменение параметров одночастичного потенциала, соответствующее перестройке конфигурации из-за парных корреляций. В качестве простейшего кандидата на условие, определяющее эти изменения, в [1] было предложено сохранение объема. Мотивы такого выбора следующие. Парные корреляции в системе, описываемой одночастичным потенциалом с не зависящими от  $\Delta$  параметрами, меняют объем системы. Это означает, в частности, что средняя плотность частиц  $\rho = A/V$  меняется. Для системы с насыщением изменение энергии не должно содержать вкладов пропорциональных  $\delta\rho$ , тогда как с не зависящими от  $\Delta$  параметрами одночастичного потенциала оно их содержит. Трудность

может быть преодолена, если вычислять изменение энергии для данного ядерного состояния при постоянном  $\rho$  или  $V$ . Это, в свою очередь, может быть достигнуто подходящим изменением параметров одночастичного потенциала с  $\Delta$ . Изменения, квадратичные по  $\delta\rho$ , также при этом ликвидируются, но можно показать, что они малы.

Смысл изменения параметров одночастичного потенциала, обусловленного постоянством объема, ясно виден в случае потенциала гармонического осциллятора. Здесь единственным параметром является осцилляторная частота  $\omega$ , и объем системы может быть связан со среднеквадратичным радиусом. Следовательно, условие постоянства объема можно записать как

$$\langle r^2 \rangle_{BCS} = \sum_v r_{vv}^2 2v_v^2 = (E_0 + \delta E_\Delta) \frac{\hbar}{m\omega(\Delta)} = const., \quad (5)$$

где  $E_0$  и  $E_0 + \delta E_\Delta$  - суммы одночастичных энергий в единицах  $\hbar\omega$  при  $\Delta=0$  и при конечных значениях  $\Delta$  соответственно. Изменение  $\omega$  в связи с перестройкой дается тогда соотношением

$$\frac{\omega(\Delta)}{\omega_0} = \frac{(E_0 + \delta E_\Delta)}{E_0}, \quad \omega_0 = \omega(\Delta=0). \quad (6)$$

Если вся перестройка дается формулой (6), то в выражении для энергии надо суммировать только половину потенциальной энергии, и мы получаем:

$$E_{s,p}(\Delta) = \omega(\Delta) \cdot (E_0 + \delta E_\Delta) \cdot \frac{3}{4} = \omega_0 \cdot \left( const + \frac{3}{2} \delta E_\Delta + 0(\delta E_\Delta)^2 \right), \quad (7)$$

где было использовано (6), чтобы записать энергию в не зависящих

от  $\Delta$  единиц. Легко понять источник фактора  $3/2$ , появляющегося в (7), с точки зрения приближения Хартри-Фока.  $2/2$  есть как раз X-ф перестройка в потенциальном члене, дающая снова фактор  $1$  в изменении энергии. Оставшаяся  $1/2$  идет от изменения кинетической энергии, соответствующего X-ф изменению потенциала гармонического осциллятора, причем его величина определяется равенством потенциальной и кинетической энергии, характерным для этого потенциала. Такое большое изменение кинетической энергии есть, следовательно, специфика гармонического осциллятора. В случае потенциала Саксона-Вудса соответствующее изменение вклада кинетической энергии было бы связано с изменением рывкости края потенциала, вызванным изменением конфигурации из-за спаривания.

Суммируя вклады (3) и (7), получаем выражение.

$$E(\Delta) = \frac{\omega(\Delta)}{\omega_0} \left[ \frac{3}{4} (E_0 + \delta E_\Delta) - \Delta \sum_V u_V v_V \right], \quad (8)$$

которое можно теперь варьировать, чтобы получить равновесное значение  $\Delta$ .

#### Случай деформированного ядра

Из-за эффекта кориолисова антиспаривания парные корреляции очень сильно меняются в ротационной полосе деформированного ядра. Чтобы получить равновесное спаривание для данного ротационного состояния, основного состояния в частности, при расчете энергии и среднеквадратичного радиуса нужно пользоваться волновыми функциями, спроектированными на правильную величину углового момента. Проекционная поправка I-го порядка к энергии будет рас-

смотрена в следующей главе. Средняя величина скалярного оператора квадрата радиуса может быть вычислена по деформированному состоянию, потому что проектируемые на основное состояние с  $I=0$  равносильно приданию одинаковых весов всем ориентациям деформированного объекта относительно лабораторной системы координат. Главный эффект работы с проектируемым состоянием скрыт здесь в определении объема: для проектированного состояния мы вынуждены определять его в лабораторной системе отсчета и связывать со среднеквадратичным радиусом в противоположность, например, расчетам равновесной деформации, в которых должен сохраняться объем эллипсоидального распределения плотности, тогда как среднеквадратичный радиус меняется с деформацией. Это означает также, что различные выражения для изменения энергии должны использоваться в обоих случаях. Чтобы быть как можно ближе к стандартным расчетам равновесной деформации методом Бесса-Шиманского [5], мы используем здесь их выражение для изменения энергии с деформацией при наших значениях равновесных энергетических щелей, определенных варьированием (8) при фиксированной деформации. Такая процедура приближенно соответствует подгонке радиуса ядра к зависимости  $A^{1/3}$  при равновесных значениях щелей.

#### Поправочные члены

Очевидные поправки к одночастичному потенциалу гармонического осциллятора есть нильссоновские  $\hat{\ell}^2$  и  $\hat{\ell}^2$  члены. Мы берем их с не зависящими от координат параметрами Нильссона:

$$u^{\ell s} = -\alpha [2\hat{\ell}^2 + \mu(\ell(\ell+1) - \langle \hat{\ell}^2 \rangle_N)], \quad (9)$$

где  $\langle \hat{\ell}^2 \rangle_N$  есть среднее квадрате одночастичного углового мо-

менте в  $N$ -й осцилляторной оболочке и  $\mathcal{U}^{es}$  измеряется в единицах  $\hbar\omega$ . Трудно что-либо сказать об изменении с  $\Delta$  чисто феноменологических параметров  $\alpha$  и  $\mu$ . Поскольку их величины определены по отношению к изменению суммы одночастичных энергий гармонического осциллятора, мы включаем (9) в выражение (8) с тем же фактором  $3/2$ , что и для изменения суммы одночастичных энергий  $\delta E_{\Delta}$ . (Заметим, что в [2, 3, 4] использовался множитель 1,25. Разница в получаемых величинах мала. Фактор  $3/2$  ведет к несколько лучшему соотношению протонной и нейтронной щелей). Величины  $\alpha$  и  $\mu$  для редкоземельной области были взяты из [6]. Работая с большим одночастичным просторством, надо, однако, гарантировать разумное поведение одночастичных энергий для очень больших  $N$ , высоко над поверхностью Ферми. Для этих состояний произведение  $\alpha\mu$  должно стремиться к нулю. В противном случае состояния с очень большими  $N$  будут появляться все же, даже значительно ниже поверхности Ферми. Мы держим  $\alpha$  постоянным для всех состояний и уменьшаем  $\mu$  таким образом, чтобы произведение  $\alpha\mu$  уменьшалось согласно экстраполяционным формулам [6] для  $A$ , достаточно больших, чтобы сдвинуть поверхность Ферми в рассматриваемую оболочку. Уменьшение  $\mu$  начинается при  $N=6$  для протонов и  $N=7$  для нейтронов (около  $2\hbar\omega$  над поверхностью Ферми). Скорость уменьшения практически не влияет на равновесные значения  $\Delta$  при условии, что она держится в разумных пределах.

Следующая поправка идет от приближенного проектирования на выбранную величину полного углового момента  $I$ . Она берется в форме, предложенной в [7]:

$$\delta E_{rot}^I = -\langle I^2 \rangle / 2\mathcal{J} + I(I+1) / 2\mathcal{J}, \quad (10)$$

где  $\mathcal{I}$  - момент инерции и среднее берется по деформированному BCS - состоянию. Выражение (10) имеет следующий простой физический смысл. Если энергию (8) с поправкой (9) считать средней величиной истинного ядерного гамильтониана по деформированному состоянию, а зависимость этого гамильтониана от углового момента имеет вид оператора вращательной энергии  $I^2/2\mathcal{I}$ , то среднюю величину этого оператора надо заменить его значением для определенного углового момента  $I$ .

Поправка (10) увеличивает значения равновесных энергетических щелей для основного состояния  $I=0$  и приближенно учитывает эффект кориолисова анτισпаривания для больших  $I$ . В расчетах используется формула крэнкинг-модели для момента инерции  $\mathcal{I}$ .

Другая поправка, используемая в расчетах, есть RPA - поправка к энергии основного состояния. По существу, это RPA-BCS разница в энергии нулевых колебаний в этом состоянии [8]. Ее вид приведен в [2]. Эта поправка увеличивает щели на несколько процентов. Расчеты показали, что она может быть заменена здесь знакомым членом:

$$-\tilde{G} \sum_{\nu} v_{\nu}^4. \quad (II)$$

Это связано с тем фактом, что для случаев очень малых равновесных значений  $\Delta$ , когда приближение BCS + RPA [8] должно улучшить результаты, для энергии как функции  $\Delta$  получаются очень плоские либо с двумя минимумами кривые, и, следовательно, нужно производить расчеты динамического спаривания, аналогичные [9]. С другой стороны, для больших значений  $\Delta$  eq BCS - приближение при учете (II) работает вполне хорошо.

Наконец, включено изменение кулоновской энергии:

$$E_c = E_c^0 \cdot (\langle r_p^2 \rangle_{\Delta=0} / \langle r_p^2 \rangle_{\Delta})^{1/2}, \quad (12)$$

где  $E_c^0$  - кулоновская энергия для деформированного распределения заряда с резким краем (см., например, [6]), а множитель под квадратным корнем учитывает изменение радиуса протонного распределения с  $\Delta$ . Протонный среднеквадратичный радиус может меняться с  $\Delta$ , поскольку в расчетах сохраняется лишь среднеквадратичный радиус распределения полной (протоны+нейтроны) плотности.

Действие кулоновской поправки на равновесные значения щелей невелико. Она слегка увеличивает протонные щели и оставляет неизменными нейтронные.

#### Детали расчета и результаты

Как упоминалось выше, в качестве одночастичной компоненты гамильтониана использовался потенциал Нильссона. Были включены квадрупольная и гексадекапольная деформации. Параметры  $\alpha$ ,  $\mu$  были взяты из [6], где можно также найти детали формы потенциала. Потенциал диагонализировался в пределах одной осцилляторной оболочки в вытянутой системе координат  $\xi, \eta, \zeta$  (чтобы учесть квадрупольные связывающие осцилляторных оболочек  $N$  и  $N+2$ ). Потом BCS - уравнение,

$$\sum_{\nu} 2 \nu v_{\nu}^2 = \text{число частиц}, \quad (13)$$

решалось, чтобы найти энергию Ферми  $\lambda$ , при нескольких значениях  $\Delta$  для протонов и нейтронов. С точки зрения наших расчетов главное достоинство простого потенциала Нильссона за-

ключается в том, что перестройка осцилляторной частоты  $\omega$  изменяет здесь лишь энергетическую шкалу для одночастичных энергий, поэтому уравнение (13) в нашей вариационной процедуре можно решать только один раз для каждого значения  $\Delta$ .

С одночастичными состояниями, одночастичными энергиями и первыми амплитудами, полученными таким путем, выражение, дающее изменение энергии с  $\Delta$ , было построено суммированием вкладов (8), (9), (10) и (12) для протонов и нейтронов:

$$\frac{\omega(\Delta)}{\omega_0} \left[ \frac{3}{4} \sum_{\nu} \epsilon_{\nu}^{Melsson} 2\nu_{\nu}^2 + \frac{3}{4} \sum_{\nu} \kappa_{\nu}^{ls} 2\nu_{\nu}^2 - \Delta \sum_{\nu} \mu_{\nu} \nu_{\nu} - \tilde{G} \sum_{\nu} \nu_{\nu}^4 + \int E_{rot} \right] + E_c. \quad (14)$$

Вычислялось также отношение

$$\frac{\omega(\Delta)}{\omega_0} = \sum_{\nu} \chi_{\nu\nu}^2 2\nu_{\nu}^2 / \sum_{\nu} \chi_{\nu\nu}^2 n_{\nu}, \quad (15)$$

где  $\chi_{\nu\nu}^2$  есть матричный элемент  $\chi^2$  по волновым функциям Нильссона, измеряемый в единицах  $\hbar/m\omega$ , а  $n_{\nu}$  — число заполнения при  $\Delta = 0$ . Все суммирования в (14) и (15) выполняются по протонным и нейтронным состояниям.

Равновесные значения  $\Delta_p$  и  $\Delta_n$  найдены по минимуму (14) относительно обеих переменных. Стабильность решений по отношению к вариациям энергии обрезания не исследовалась. Энергия обрезания держалась постоянной и равной  $12 \hbar\omega$  как для протонного, так и для нейтронного одночастичных спектров. Такое большее одночастичное пространство дает гарантию, что для наибольших величин  $\Delta_{eq}$ , которые у нас получаются (около  $0,17 \hbar\omega$ ), изменения  $\Delta_{eq}$  при сдвиге обрезания на  $1 \hbar\omega$  будут меньше чем  $0,01 \hbar\omega$  и еще меньше для  $\Delta_{eq} \approx 0,9-0,12$ , являющихся типичными величинами при равновесных деформациях.

Типичные результаты для  $\Delta_{eq}$  при различных деформациях и значения  $\Delta_{eq}$  при равновесных деформациях для ядер редкоземельной области показаны на рис. 1 и 2. Величины  $\Delta$  из [6], соответствующие постоянной  $G$ , подогнанной к экспериментальным нечетко-четным разностям масс в редкоземельной области, также показаны для сравнения.

Из рис. 1 видно, что, благодаря сильной зависимости равновесного спаривания от деформации, расчеты равновесной деформации должны выполняться с вычисленными значениями  $\Delta_{eq}$ , чтобы определить, каково спаривание в основном состоянии реального ядра. Так как гексадекапольная деформация  $\mathcal{E}_4$  не определялась в расчетах, квадрупольная деформация  $\mathcal{E}$  менялась вдоль линии  $\mathcal{E}_4 = \mathcal{L} \mathcal{E}$  с  $\mathcal{L}$ , подобранным для каждого ядра так, чтобы дать результат работы [6] для  $\mathcal{E}_4$  при равновесном значении  $\mathcal{E}$ . Равновесные величины  $\mathcal{E}$ , полученные с  $\Delta_{eq}$ , в среднем на 10% меньше таковых из [6].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты для энергетических щелей в основном состоянии выглядят вполне удовлетворительно. Это видно из рис. 2, если помнить, что обычная описка при определении  $\Delta$  из нечетно-четных разностей масс порядка  $0,01 \hbar \omega$ , и она, вероятно, намного больше на краях области деформации, где изменения в энергиях деформации ведут к дополнительным неопределенностям. Однако систематический характер отклонений вместе с полученными слишком малыми значениями деформации основного состояния наводит на мысль о том, что они могут быть физически значимыми. С другой стороны, они, по-видимому, находятся в пределах достижимости малых

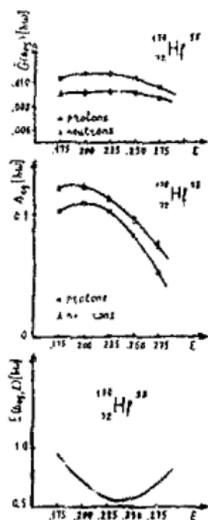


Рис. 1. Зависимость от деформации вычисленных значений равновесных энергетических целей и соответствующих  $\tilde{G}(\Delta_{eq})$  для  $^{170}\text{Hf}$ . Энергия, вычисленная по рецепту [6] с  $\Delta = \Delta_{eq}$ , показывает положение равновесной деформации.

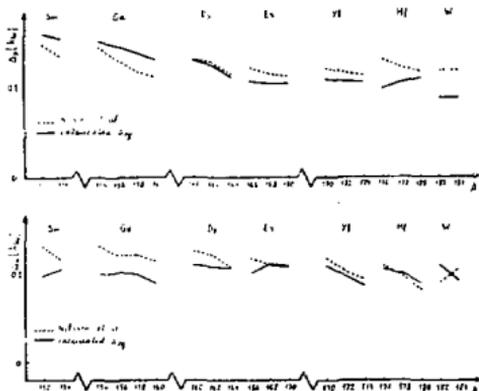


Рис.2. Вчисленные энергетические щели основных состояний для протонов и нейтронов ( $\Delta_p$  и  $\Delta_n$  соответственно) в редкоземельной области. для сравнения показаны и феноменологические щели с постоянным  $G$  из работы [6].

изменений параметров одночастичного потенциала, которые должны, очевидно, подбираться значительно тщательнее в наших расчетах, поскольку они здесь являются единственными входными параметрами и нет возможности подправлять результаты выбором каких-то других феноменологических величин. Противоположный знак расхождений для протонов и нейтронов дает основание полагать, что разница между протонным и нейтронным потенциалами слишком велика и должна быть уменьшена.

Удовлетворительные результаты при деформациях основных состояний вдохновляют сделать некоторые заключения, касающиеся спаривания вне равновесной деформации. Рис. 1 показывает, что оно меняется с  $\epsilon$  быстрее, чем спаривание, отвечающее постоянному  $G$ . Средний матричный элемент спаривания  $\tilde{G}(\Delta_{\text{деф}})$  при некоторых деформациях подходит близко к критическим значениям и не есть монотонная функция  $\epsilon$ , как предполагается в некоторых расчетах. Возможно, однако, что включение квадрупольного спаривания, предложенного в [10], как в феноменологические, так и в наши расчеты, существенно приблизит обе картины друг к другу, так как такой член будет, очевидно, влиять на зависимость щелей от деформации.

Авторы считают своим приятным долгом выразить свою признательность профессору В.Г.Соловьеву за его интерес к работе. Они также благодарны д-ру И.Н.Михайлову за множество полезных дискуссий по затронутым здесь проблемам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Z. Bochnacki. Phys. Lett., 31B, 187 (1970).
2. E. B. Balbutsev, Z. Bochnacki. Acta Phys. Polonica, 83, 287 (1972).
3. E. B. Balbutsev, Z. Bochnacki. Acta Phys. Polonica, 83, 283 (1972).
4. E. B. Balbutsev, Z. Bochnacki. In Lectures of the Int. School on Nuclear Structure, Alushta, 1972, p. 65.
5. D. R. Bès, Z. Szymański. Nucl. Phys., 25, 42 (1961).
6. S. G. Nilsson et al. Nucl. Phys., A131, 1 (1969).
7. Е. Б. Бальбуцев, И. Н. Михайлок. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 111 (1966).
8. J. Bang, J. Krumlinde. Nucl. Phys., A141, 18 (1970).
9. D. R. Bès, R. A. Broglia, R. P. J. Perazzo, K. Kumar. Nucl. Phys., A143, 1 (1970).
10. D. R. Bès, R. A. Broglia, B. Nilsson. Phys. Lett., 40B, 338 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 октября 1973 года.