

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С 341 а

Д-421

Р4 - 7262

3715/2-73

Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко

ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $0^+$ -СОСТОЯНИЯ  
В ЯДРАХ С  $A \approx 56$

**1973**

ЛАБОРАТОРИЯ  
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7262

Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко

**ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $0^+$ -СОСТОЯНИЯ  
В ЯДРАХ С  $A=56$**

*Направлено в ЯФ*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

При изучении реакций двухнуклонной передачи на ядрах с  $A=56$  было обнаружено, что вероятности перехода на основные и ряд возбужденных  $0^+$ - состояний, получивших название "парных", значительно превышают одностатичные оценки <sup>1/</sup>, что говорит о сильной коллективизации таких состояний. Для их описания была сформулирована феноменологическая модель, учитывающая минимальное число степеней свободы ядра, непосредственно связанных с "парными"  $0^+$ -состояниями. Возникает вопрос: дает ли эта модель лишь схему, удобную для классификации экспериментальных данных, или же на ее основе можно получить и количественное согласие теоретических результатов с экспериментальными? Чтобы ответить на него, нужно построить гамильтониан, описывающий только коллективные парные возбуждения, основываясь на гамильтониане микроскопической модели ядра. Тогда форма коллективного гамильтониана будет фиксирована, а его параметры определятся параметрами микроскопического гамильтониана, которые в основном известны, в то время как в феноменологической модели они оставались произвольными.

Основной причиной появления коллективных  $0^+$ - состояний принято считать парные остаточные силы /в тяжелых ядрах ситуация более сложная<sup>2/</sup>/. Поэтому можно поставить такие вопросы:

1. Достаточно ли для описания "парных"  $0^+$ - состояний учета только парных остаточных сил или нужно вводить и другие взаимодействия, учет которых не

требует, однако, рассмотрения дополнительных степеней свободы ядра и поэтому не выводит за рамки модели коллективных "парных" возбуждений?

2. Влияют ли на свойства "парных"  $0^+$  состояний другие типы корреляций, например,  $\alpha$ -частичные корреляции?

Попытка построения коллективного гамильтониана предпринималась в <sup>13/</sup>, но она не была успешной, так как коллективный гамильтониан строился в виде ряда по степеням динамических переменных, который, как оказалось, очень медленно сходится. Отказавшись от этой попытки, авторы работы <sup>13/</sup> вынуждены были провести чисто оболочечный расчет <sup>14/</sup>. Но в таких расчетах можно использовать лишь весьма ограниченный одночастичный базис. Было учтено только три одночастичных состояния, что недостаточно даже для <sup>56</sup>Ni <sup>15/</sup>.

Ниже мы построим коллективный "парный" гамильтониан, используя метод точных бозонных представлений фермионных операторов и сделав единственное предположение о слабой связи коллективных "парных" степеней свободы с другими степенями свободы ядра. Полученный гамильтониан будет иметь замкнутый и удобный для практических расчетов вид. Никаких ограничений на размеры одночастичного базиса при этом не возникает.

## 2. ПОСТРОЕНИЕ

### КОЛЛЕКТИВНОГО ГАМИЛЬТОНИАНА

Начнем рассмотрение с гамильтониана, содержащего только изотопинвариантные парные остаточные силы:

$$H = \sum_{j_+} (\epsilon_{j_+} - \lambda) N_{j_+} + \sum_{j_-} (\lambda - \epsilon_{j_-}) N_{j_-} - G \sum_{\mu=0, \pm} A_{\mu}^+ A_{\mu}$$

$$A_{\mu}^+ \equiv \frac{1}{2} \sum_{j_+} \sqrt{2j_+ + 1} A_{j_+ \mu}^+ + \frac{(-1)^{l-\mu}}{2} \sum_{j_-} \sqrt{2j_- + 1} A_{j_- \mu}^+$$

$$A_{j\mu}^+ \equiv [a_j^+ a_j^+]_{I\mu}^{00} \equiv \sum_{m,m'} \sum_{\nu,\nu'} C_{jm m'}^{00} C_{\frac{1}{2}\nu \frac{1}{2}\nu'}^{I\mu} a_{j m \nu}^+ a_{j m' \nu'}^+,$$

$$A_{\mu} \equiv (A_{\mu}^+)^{\dagger}, \quad N_j \equiv \sum_m \sum_{\nu} a_{j m \nu}^+ a_{j m \nu}, \quad //1/$$

где  $a_{j_{\pm} m \nu}^+$  ( $a_{j_{\pm} m \nu}$ ) - операторы рождения частицы /дырки/ в состоянии выше /ниже/ поверхности Ферми с угловым моментом  $j_{\pm}$  ( $j_{\pm}$ ),  $z$  - проекцией момента  $m$  и проекцией изоспина  $\nu$ ;  $\epsilon_j$  - одночастичные энергии;  $\lambda$  - химический потенциал;  $G$  - константа парного взаимодействия.

Нетрудно проверить, что операторы

$$T_{I\mu} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_m [a_{jm}^+ a_{jm}]_{I\mu} \equiv -\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_m \sum_{\nu,\nu'} C_{\frac{1}{2}\nu \frac{1}{2}\nu'}^{I\mu} \times \\ \times (-1)^{\frac{1}{2}-\nu'} a_{j m \nu}^+ a_{j m -\nu'}.$$

$N_j$ ,  $A_{j\mu}^+$ ,  $A_{j\nu}$  образуют замкнутую алгебру и для них справедливо следующее точное бозонное представление:

$$A_{j_{+}\mu}^+ \rightarrow \sqrt{2} b_{j_{+}\mu}^+ - \frac{18}{(j_{+}+1/2)} \sum_T \left\{ \begin{matrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ 1 & 1 & T \end{matrix} \right\} \sqrt{\frac{2T+1}{6}} \times$$

$$\times [[b_{j_{+}}^+ b_{j_{+}}^+]_T b_{j_{+}}]_{I\mu},$$

$$A_{j_{+}\mu} \rightarrow \sqrt{2} b_{j_{+}\mu}, \quad A_{j_{-}\mu}^+ \rightarrow \sqrt{2} b_{j_{-}\mu}^+,$$

$$A_{j_{-}\mu} \rightarrow \sqrt{2} b_{j_{-}\mu} - \frac{18}{(j_{-}+1/2) T} \Sigma \left\{ \begin{array}{ccc} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ 1 & 1 & T \end{array} \right\} \sqrt{\frac{2T+1}{6}} \times$$

$$\times [b_{j_{-}}^{+} [b_{j_{-}} b_{j_{-}}]_{T}]_{1\mu},$$

$$N_{j_{\pm}} \rightarrow 2 \Sigma_{\mu} b_{j_{\pm}\mu}^{+} b_{j_{\pm}\mu}, \quad T_{j_{\pm}\mu} \rightarrow \sqrt{2} [b_{j_{\pm}}^{+} b_{j_{\pm}}]_{1\mu},$$

где  $\left\{ \begin{array}{ccc} j_1 & j_2 & j_{12} \\ j_3 & j_4 & j_{34} \\ j_{13} & j_{24} & j \end{array} \right\} - 9j$  - символ; квадратные скобки  $[ \quad ]_{TM}$  обозначают векторную связь изотопических спинов.

Это представление является обобщением представления Дайсона [17] на случай более сложной, чем в теории спиновых волн, алгебры операторов. При его подстановке в [1] мы получаем гамильтониан, содержащий только двух- и четырехбозонные члены, что очень удобно для вычислений. Тот факт, что гамильтониан перестает быть эрмитовым, не создает дополнительных трудностей.

Для выделения коллективной ветви парных возбуждений выполним линейное каноническое сохраняющее коммутационные соотношения преобразование операторов  $b_{j_{\pm}\mu}^{+}$ ,  $b_{j_{\pm}\mu}$ :

$$\beta_{K_{\pm}\mu}^{+} = \Sigma_j (u_{j_{\pm}}^{K_{\pm}} b_{j_{\pm}\mu}^{+} - (-1)^{I-\mu} u_{j_{\mp}}^{K_{\pm}} b_{j_{\mp}-\mu}^{+}),$$

$$\beta_{K_{\pm}\mu} = \Sigma_j (u_{j_{\pm}}^{-K_{\pm}} b_{j_{\pm}\mu} - (-1)^{I-\mu} u_{j_{\mp}}^{-K_{\pm}} b_{j_{\mp}-\mu}), \quad /2/$$

Операторы  $\beta_{K\pm\mu}^+$  ( $\beta_{K\pm\mu}^-$ ) рождает коррелированные пары частиц /дырок/. В отличие от RPA коэффициенты преобразования /2/ определяются из требования диагонализации двухбозонной части полного гамильтониана, записанного в операторах  $\beta_{K\mu}^+$ ,  $\beta_{K\mu}^-$ . Поэтому уравнения для  $u_j^K$ ,  $\tilde{u}_j^K$  получаются нелинейными. Их, однако, можно решить численно. Подробно вопрос о вычислении  $u_j^K$ ,  $\tilde{u}_j^K$  рассмотрен в /6а/. Поскольку исходный гамильтониан не эрмитов, преобразование /2/ не унитарно, и коэффициенты  $u_j^K$ ,  $\tilde{u}_j^K$  различны.

Из всех бозонных операторов  $\beta_{K\pm\mu}^+$ ,  $\beta_{K\pm\mu}^-$  мы сохраним в дальнейшем только коллективные операторы  $\beta_{(\pm)\mu}^+$ ,  $\beta_{(\pm)\mu}^-$ , отличающиеся от остальных тем, что соответствующие им бозонные состояния имеют наименьшие энергии возбуждения и наибольшие спектроскопические факторы для реакций двухнуклонной передачи.

Окончательно, гамильтониан, с которым будут проводить вычисления, принимает вид:

$$\begin{aligned}
 H_{\text{колл}} &= \sum_{\mu} (\omega_{(+)} \beta_{(+)\mu}^+ \beta_{(+)\mu}^- + \omega_{(-)} \beta_{(-)\mu}^+ \beta_{(-)\mu}^-) + H_{\text{анг}}, \\
 H_{\text{анг}} &= \sum_T \left\{ \begin{array}{ccc} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 1 \\ 1 & 1 & T \end{array} \right\} \sqrt{\frac{2T+1}{3}} \sum_{\mu} G(3) [ [\beta_{(+)}^+ \beta_{(+)}^+]_T \beta_{(+)\mu}^+ ]_{I\mu}^+ \\
 &+ G(4) [ [\beta_{(-)}^+ [\beta_{(-)} \beta_{(-)}]_T ]_{I\mu}^+ + G(1) [ [\beta_{(+)}^+ \beta_{(+)}^+]_T \beta_{(-)\mu}^+ ]_{I\mu}^+ \\
 &+ G(2) [ [\beta_{(+)} [\beta_{(-)} \beta_{(-)}]_T ]_{I\mu}^+ + 2G(1) [ [\beta_{(+)}^+ \beta_{(-)}]_T \beta_{(-)\mu}^+ ]_{I\mu}^+ \\
 &+ 2G(2) [ [ [\beta_{(+)}^+ \beta_{(-)}]_T \beta_{(+)} ]_{I\mu}^+ (\beta_{(+)\mu}^+ + (-1)^{1-\mu} \beta_{(-)\mu}^+ ) ]_{I\mu}^+ \quad /3/
 \end{aligned}$$

Здесь  $\omega_{(\pm)}$  — энергии свободных бозонов, а  $G(n)$  — константы ангармоничности. Химический потенциал выбирается так, что  $\omega_{(+)} = \omega_{(-)} \equiv \omega$ .

Приведем ряд результатов, иллюстрирующих особенности используемого метода, и некоторые характерные черты ядер с  $A \sim 56$ , которые мы будем в дальнейшем рассматривать.

А. На рис. 1 показано, как зависят от  $G$   $\omega, \omega_{RPA}$  /энергия свободных бозонов, рассчитанная в приближении хаотических фаз/ и точная энергия нижайшего возбужденного состояния. Из рисунка видно, что в отличие от  $RPA$  наш метод дает решение для  $\omega$  при любых значениях  $G$ .

В. Рис. 2 демонстрирует поведение энергий нижайших состояний в ядрах с  $A=56$  в зависимости от  $G$ . Энергия возбужденного состояния с  $T=0$  совпадает с экспериментальной энергией "парного" возбужденного состояния в  $^{56}\text{Ni}^{11/}$  при  $G = 0,5$  Мэв. Так как в этой точке  $E_{T=0}$  имеет минимум, то в районе  $G \sim 0,5$  Мэв происходит фазовый переход от несверхтекучего к сверхтекучему состоянию. Таким образом, ядра с  $A \sim 56$  попадают в область фазового перехода, где неприменимо описание ни в рамках вибрационной, ни в рамках ротационной моделей <sup>19/</sup>, а нужно точно учитывать ангармонические эффекты.

С. На рис. 3 показаны вклады компонент с различными числами бозонов в волновые функции основного и парного возбужденного состояний  $^{56}\text{Ni}(T=0)$  при  $G=0,5$  Мэв. Из рисунка видно, что заметные вклады в волновые функции дают компоненты с различными числами бозонов. Нет ни одной компоненты, вклад которой превышал бы 50%.

Д. На рис. 4 для основного состояния  $^{56}\text{Ni}$  приведены вероятности заполнения частицами /дырками/ одночастичных состояний, расположенных выше /ниже/ поверхности Ферми. Из рисунка видно, что уровни  $1d5/2$ ,  $2s1/2$ ,  $1d3/2$ ,  $2p1/2$ ,  $1g9/2$ , не учтенные в <sup>14/</sup>, дают существенный вклад в размытие поверхности Ферми.

### 3. МЕТОД РАСЧЕТА И ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ

Спектр собственных значений коллективного гамильтониана /3/ был найден в результате его численной



диагонализации. Максимальное число бозонов, учитываемых в расчетах, было принято равным 20. Проверка показала, что расширение базиса до 40 бозонов практически не влияет на результаты. Было показано также <sup>/6b/</sup>, что при  $G \rightarrow \infty$  спектр собственных значений гамильтониана /3/ совпадает с точным решением задачи для этого предельного случая <sup>/10/</sup>. Для проверки метода была решена модельная задача с двумя многократно вырожденными одночастичными уровнями. Результаты совпали с точным решением <sup>/11/</sup>.

Энергии одночастичных состояний были взяты из <sup>/12/</sup> и не варьировались от ядра к ядру. Константа  $G$  была выбрана равной 0,5 Мэв.

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИЙ

##### ПАРНЫХ $0^+$ -СОСТОЯНИЙ ОТ ИЗОСПИНА

На рис. 5,6,7 сравниваются результаты расчетов для ядер с  $A=56$  с экспериментальными значениями энергий основных и возбужденных  $0^+$ -состояний. Экспериментальные значения получены из данных по изучению реакций двухнуклонной передачи и систематики по энергиям связи ядер за вычетом кулоновской энергии. Приведенные на этих рисунках энергии отсчитаны от энергии нижайшего для каждого  $A$  состояния.

В первой колонке приведены результаты расчета с чисто парными остаточными силами. Во второй колонке — экспериментальные энергии.

Видно, что изотопинвариантных парных остаточных сил недостаточно для объяснения наблюдаемого расщепления в изомультиплетах. Например, нижайшие состояния с  $T=3,4$  находятся существенно ниже экспериментальных. Для нижайших состояний с  $T=0,1,2$  при  $A=56$  даже получается неправильный порядок уровней. Все это указывает на важность учета дополнительных взаимодействий для описания коллективных "парных" состояний <sup>/11/</sup>.

Среди сил, приводящих к сильному расщеплению по изоспину и не включенных в гамильтониан /1/, в первую

очередь следует отметить силы, ответственные за появление потенциала симметрии в полном одночастичном потенциале  $^{113}/^*$ . Учет их вклад простейшим путем, добавив в гамильтониан член  $2b_{sym} T(T+1)/A$ . Из данных по массам ядер известно, что  $b_{sym} = 25 \text{ Мэв}^{113}/$ . Результаты, полученные с учетом этого члена, приведены на рис. 5,6,7 в третьей колонке. Согласие с экспериментом существенно улучшилось.

Таким образом, учет парных остаточных сил и сил, ответственных за появление потенциала симметрии в полном одночастичном потенциале, позволяет удовлетворительно описать расщепление уровней в изотопических мультиплетах при фиксированном  $A$ , оставаясь в рамках модели коллективных "парных" возбуждений. Это ответ на первый вопрос, поставленный во введении.

## 5. ВЛИЯНИЕ

### ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

На рис. 8 теоретические значения энергий нижайших для каждого  $A$  состояний сравниваются с экспериментальными данными. Все энергии отсчитаны от основного состояния  $^{56}Ni$ . Поскольку любой специальный выбор нулевой энергии для одночастичных уровней вносит линейную зависимость от числа частиц в результирующие энергии основных состояний ядер, мы добавим соответствующий линейный член  $\gamma(A-56)$  к экспериментальным энергиям. Параметр  $\gamma$  определим так, чтобы  $E_{A=58, T=1} = E_{A=58, T=1}$  в соответствии со сделанным выше выбором  $\lambda$ . Из рис. 8 видно, что различие теоретических и экспериментальных энергий весьма существенно и при добавлении к ядру  $\alpha$ -частицы или удалении ее от ядра экспериментальные энергии практически не меняются.

\* Вклад в полную энергию симметрии дает не только одночастичный потенциал симметрии. Существенную роль играют при этом оболочечная структура и корреляционные эффекты, которые в основном учтены в  $1/$ .

Например,  $E_{A=48} - E_{A=52} \ll E_{A=54}$  и т.д. Это наводит на мысль, что причиной отклонения теоретических значений от экспериментальных является отсутствие в гамильтониане /1/ членов, приводящих к  $\alpha$ -частичным корреляциям.

К  $\alpha$ -частичным корреляциям могут привести силы, действующие в состояниях с нечетным моментом и изоспином  $T=0$  /14/. Если пренебречь для простоты расщеплением одночастичных уровней, лежащих выше /ниже/ поверхности Ферми, то такое взаимодействие даст следующий вклад в энергии ядер с " $n$ "  $\alpha$ -частицами на уровнях выше /или " $n$ " дырками от  $\alpha$ -частиц на уровнях ниже/ поверхности Ферми /14/

$$\delta E = -V_{\pm} n(2n+1), \quad /4/$$

где  $V_{+}$  ( $V_{-}$ ) - эффективная константа взаимодействия на уровнях выше /ниже/ поверхности Ферми. Эти константы положительны /14/, потому поправка /4/ имеет правильный знак, но численные значения  $V_{\pm}$  неизвестны. Можно только предположить, что  $V_{-} > V_{+}$ , так как в ядрах с  $A=60,64$   $\alpha$ -частицы формируются из нуклонов, находящихся на уровнях  $1f5/2$ ,  $3p1/2$ ,  $2p3/2$ . Перекрытие волновых функций, а значит, и константа взаимодействия в этом случае будут меньше, чем в ядрах с  $A=48,52$ , где заполняется только уровень  $1f7/2$ . Это утверждение согласуется с экспериментальными данными.

Можно, однако, проверить правильность функциональной зависимости от " $n$ " в /4/, подбирая оптимальные значения  $V_{\pm}$ . Результаты такого подбора для ядер с  $A=48, 52, 60, 64$  показаны на рис. 8. Согласие с экспериментом значительно улучшалось.

Таким образом, есть основания утверждать, что для полного описания  $0^{\pm}$  состояний в ядрах с  $A=56$  необходимо учесть не только парных, но и  $\alpha$ -частичных корреляций.

## Литература

1. A.Bohr. Nucl. Structure. Dubna Symposium, 1968. IAEA, Vienna, 1968; O.Nathan. Ibid.
2. С.Т.Беляев. ЯФ, 4, 936 /1966/;  
С.П.Камерджиев. ЯФ, 11, 537 /1970/.
3. G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo, D.R.Bes and R.A.Brogia. Nucl.Phys., A175, 513 (1971);  
G.G.Dussel, R.P.J.Perazzo and D.R.Bes. Nucl.Phys., A183, 298 (1972).
4. D.R.Bes, E.E.Maqueda and R.P.J.Perazzo. Nucl.Phys., A199, 193 (1973).
5. J.Parikh and J.Svenne. Phys.Rev., 174, 1343 (1968);  
S.Wong and W.Davies. Phys.Lett., 28B, 77 (1968).
6. а/ V.G.Kartavenko, R.V.Jolos, F.Döhau, D.Janssen. Preprint JINR, E4-6127, Dubna, 1971.  
б/ Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщение ОИЯИ, P4-6781, Дубна, 1972.  
в/ Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко. Сообщение ОИЯИ, P4-6782, Дубна, 1972.
7. F.Dyson. Phys.Rev., 102, 1217 (1956).
8. D.Janssen, F.Döhau, S.Frauendorf and R.V.Jolos. Nucl.Phys., A172, 145 (1971).
9. С.Т.Беляев. Структура ядра. Лекции. Алушта, 1972. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
10. V.H.Flowers, S.Szpikowski. Proc.Phys.Soc., 84, 193 (1964).
11. G.G.Dussel, E.E.Maqueda and R.P.J.Perazzo. Nucl.Phys., A153, 469 (1970).
12. B.Sörensen. Nucl.Phys., A134, 1 (1969).
13. А.Бор, Б.Мотпельсон. Структура атомного ядра. Мир, Москва, 1971.
14. J.Eichter. Preprint HMI-B125 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 июня 1973 года.

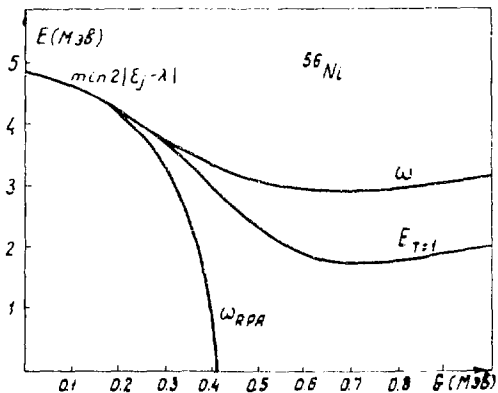


Рис. 1. Зависимость энергий невзаимодействующих "парных" бозонов, рассчитанная в данной работе ( $\omega$ ) в приближении хаотических фаз ( $\omega_{RPA}$ ) и точной энергии ближайшего возбужденного состояния ( $E_{T=1}$ ), от величины константы парного взаимодействия ( $G$ ).

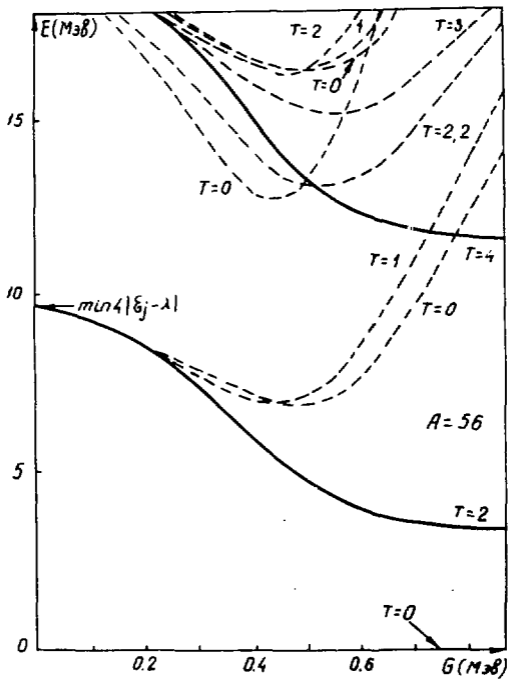


Рис. 2. Зависимость от  $G$  энергий нижайших  $0^+$ -состояний в ядрах с  $A=56$ .

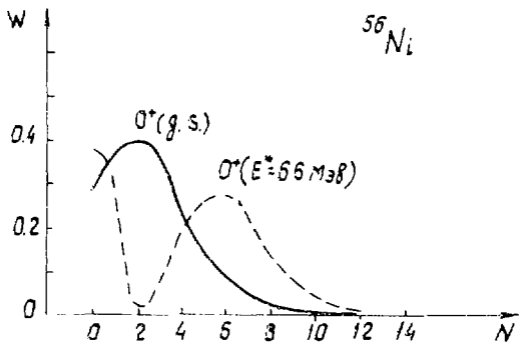


Рис. 3. Вклады ( $W$ ) компонент с различными числами бозонов ( $N$ ) в волновые функции основного и возбужденного ( $E^* = 6,60 \text{ МэВ}$ )  $0^+$ -состояний  $^{56}\text{Ni}$ .

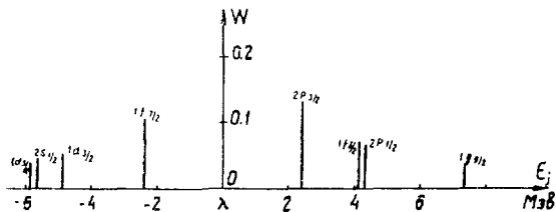


Рис. 4. Вероятности заполнения одночастичных состояний частицами ( $\epsilon_j > \lambda$ ) или дырками ( $\epsilon_j < \lambda$ ). Результаты приведены для основного состояния  $^{56}\text{Ni}$ .

Рис. 5. Спектр "парных"  $0^+$  состояний в ядрах с  $A=48,50,52$ . П - расчет с учетом парных сил, Э - экспериментальные данные, П+С - расчет с учетом парных сил и потенциала симметрии, T - изоспин, — основное состояние, - - - - - возбужденное состояние.

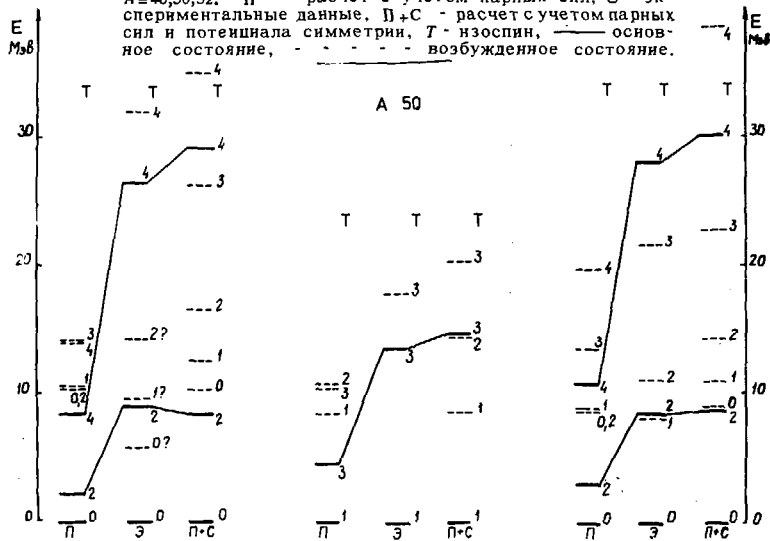




Рис. 6. Спектр "парных"  $0^+$  - состояний в ядрах с  $A = 54, 56, 58$ . Обозначения те же, что и на рис. 5.

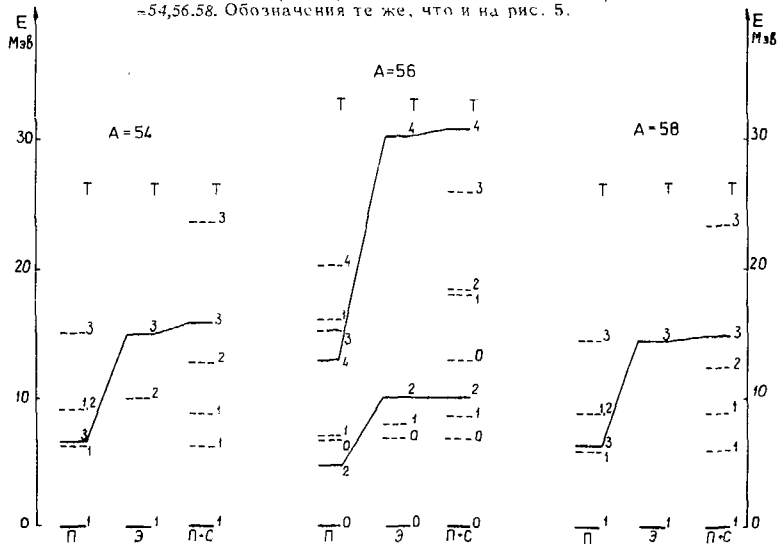


Рис. 7. Спектр "парных"  $0^{+-}$ -состояний в ядрах с  $A = 60, 62, 64$ . Обозначения те же, что и на рис. 5.

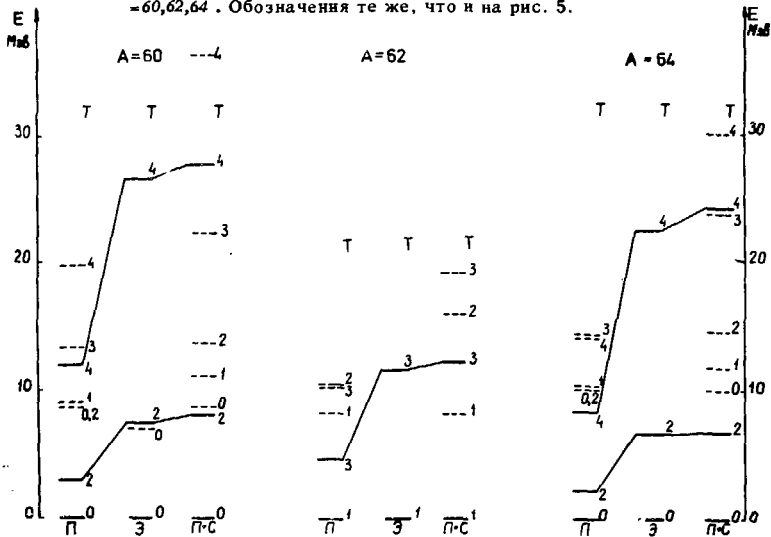


Рис. 8. Спектр нижайших для каждого  $A$   $0^+$  состояний, построенный на основе ядра  $^{56}\text{Ni}$ .  $T$  - расчет с учетом парных сил,  $\varepsilon$  - экспериментальные энергии,  $T^*$  - расчет с учетом парных сил и  $\alpha$ -частичных корреляций.

