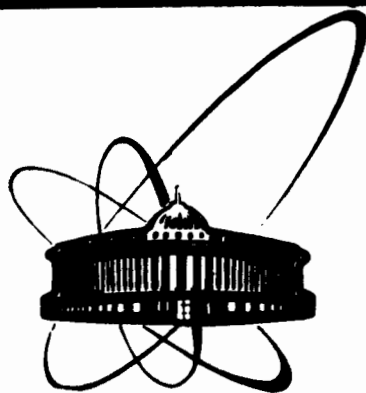


89-109



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

Т 651

P4-89-109

**М.Трайдос, К.Заионц \*\***

**ДВУХ-  
И ЧЕТЫРЕХНУКЛОННЫЕ  
КЛАСТЕРЫ В ЛЕГКИХ  
И ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ\***

Направлено в журнал "Известия АН СССР, серия физическая" и в Оргкомитет 39 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. /Ташкент, апрель 1989 года/

---

\* Работа выполнена при частичной поддержке Польского Министерства народного образования, Проект ЦБП 01.09

\*\* Университет им. М.Кюри-Складовски, Люблин, ПНР

**1989**

## I. Введение

Многонуклонные динамические кластеры на поверхности ядра хорошо известны из экспериментальных [1-8, 19-20] и теоретических работ [9-17, 21-22, 27]. Напомним здесь некоторые экспериментальные факты, указывающие на кластеризацию.

В энергии связи ядер имеется нечетно-четный эффект для нуклонов и нуклонных пар: энергия отделения нуклона от четного ядра и нуклонной пары от ядра  $A = 4k$  больше энергии отделения нуклона от нечетного ядра и нуклонной пары от ядра  $A = 4k + 2$ . Из энергий отделения  $S_{\delta A_1}(A, Z)$  кластеров  $\delta A_1$  от ядра  $(A, Z)$  можно построить энергию корреляции [1]:

$$E_{\delta A_1, \delta A_2}^{cor}(A, Z) = S_{\delta A_1}(A, Z) + S_{\delta A_2}(A, Z) - S_{\delta A_1, \delta A_2}(A, Z). \quad (I)$$

Формула (I) определяет, сколько энергии выделяется, когда независимые кластеры  $\delta A_1$  и  $\delta A_2$  связываются в кластер  $\delta A_1 + \delta A_2$ . Для большинства ядер энергия корреляции нуклонной пары положительна. В ядрах, в которых нейтроны и протоны заполняют те же самые одночастичные уровни, энергия корреляции нейтрон-протонной пары обычно больше энергии корреляции пары нуклонов одного сорта. Это случается также в некоторых тяжелых ядрах и особенно заметно в ядрах с двумя нуклонами вне замкнутых оболочек (см. таблицу). Этот эффект возникает из-за того, что нейтрон-протонная пара взаимодействует не только в состояниях  $J$  - четное,  $T = 1$ , но и в  $J$  - нечетное,  $T = 0$ . В среднем взаимодействии в канале с квантовым  $T = 0$  сильнее, чем в канале  $T = 1$ :

$\bar{\sigma}_{T=0} / \bar{\sigma}_{T=1} \approx 5/3$  [17] (см. также таблицу I работы [18]). Пара нейтронов или протонов на уровне  $J$  взаимодействует только в состояниях  $J$ -четное,  $T=1$ , а наличие энергетической щели в четно-четных ядрах подсказывает, что взаимодействие самое сильное в состояниях с  $J=0$ ,  $T=1$ .

На существование нуклонных пар указывают также двухпротонные распады и увеличение сечения передачи протонных [19] и нейтронных [20] пар. Для объяснения [14-15] реакции двойного зарядового обмена  $^{14}\text{C}(\pi^+, \pi^-)^{14}\text{O}$  необходимы нуклонные пары, не только как динамические кластеры с определенными квантовыми числами, но и как объекты с пространственными размерами меньше 1 фм.

Большие кластеры:  $\alpha$ ,  $^3\text{He}$ ,  $t$  и другие, возникают из-за одновременных взаимодействий нуклонов в каналах  $T=0$  и  $T=1$ .

$\alpha$ -кластеры, например, можно "увидеть" в упругом рассеянии  $\alpha$ -частиц на  $^{40}\text{Ca}$  или  $^{36}\text{Ar}$ . Наблюдается ([2] и ссылки в ней, [3]) аномально большое дифференциальное сечение для углов  $120^\circ \div 180^\circ$  (ALAS). Этот эффект нерегулярно зависит от энергии  $\alpha$ -частицы, наблюдается на соседних нечетных ядрах и уменьшается быстро с ростом массы  $\text{Ca}$  и  $\text{Ar}$ . ALAS можно объяснить [4], предполагая  $\alpha$ -кластеризацию поверхности ядра и сильное отталкивание между остовом налетающей  $\alpha$ -частицы и  $\alpha$ -кластера в ядре мишени. Уменьшение эффекта с ростом массы происходит из-за блокировки  $\alpha$ -кластеризации избыточными нейтронами; добавление или удаление одного нуклона мало меняет  $\alpha$ -кластеризацию, и поэтому ALAS наблюдается также на  $^{38}\text{K}$  и  $^{41}\text{Ca}$  [2,5]. В неупругом рассеянии  $\alpha$ -частиц на  $^{40}\text{Ca}$  возбуждается

только несколько уровней, и некоторые из них имеют угловую зависимость сечения, похожую на  $(d\sigma/d\Omega)_{\text{упр}}$ . Например, в  $^{40}\text{Ca}$  состояние  $\Gamma^+$  с энергией 6,94 Мэв вблизи угла  $180^\circ$  возбуждается в 200 раз сильнее, чем  $2_1^+$  [3].  $\alpha$ -кластерные свойства ядра особенно заметны в ядрах  $N = Z$  - четное [1-6], а также в некоторых средних и тяжелых ядрах [7-8, 21-22, 9, 16]. Они проявляются во всех реакциях передачи  $\alpha$ -частицы  $A(a, \alpha)B$  и реакциях, содержащих  $\alpha$ -частицы в начальном  $(\alpha, a)$  или конечном  $(a, \alpha)$  канале. Упомянутые реакции проходят путем прямых взаимодействий с характерным временем  $10^{-22}$  с и поэтому требуют "готовых" кластеров.

В расчетах в рамках оболочечной модели ядра гамильтониан содержит обычно одночастичный член и остаточное спаривательное или дельта-взаимодействие между валентными нуклонами. Собственные функции этого гамильтониана не содержат достаточного количества  $\alpha$ -кластеров, необходимого для объяснения экспериментальных данных [9-12, 16]. Можно увеличить число

$\alpha$ -кластеров путем включения в гамильтониан эффективных четырехнуклонных взаимодействий [14]:

$$H_4 = -\chi Q_0^*(j) Q_0(j), \quad (2)$$

где

$$Q_0^*(j) = \{ [a_j^* a_j^*]^{J=0, T=1} [a_j^* a_j^*]^{J=0, T=1} \}^{J=0, T=0}$$

суть оператор рождения 4 нуклонов на уровне  $j$  с полным моментом количества движения  $J = 0$  и изоспином  $T = 0$ . После замены (2) на

$$H_4 = - \sum_{T=0,2} \chi_T a_T^*(j, j') a_T(j, j') \quad (3)$$

$$j, j' = 5d, f, 7/2$$

получается неплохое описание  $0^+$ -состояний четно-четных ядер  $40-46Ca$  и  $42-48Ti$  без спаривательного взаимодействия ( $G=0$ ), но с  $\chi_0 = \chi_2 = 43$  кэВ [II].

Перечисленные экспериментальные факты, упомянутые расчеты для системы взаимодействующих нуклонов вне остова [IO-III], а также многочисленные успехи различных моделей взаимодействующих бозонов ([2I-26] и ряд других работ) указывают, что при низких энергиях возбуждения ядер нуклонные пары можно считать элементарными фрагментами ядра. При этом предположении нуклонной паре с квантовыми числами  $J^\pi, \Gamma$  соответствует бозон с теми же квантовыми числами. Для исследования  $\alpha$ -кластерной структуры ядер взяты только самые сильные взаимодействия, и поэтому основными бозонами модели [27] являются бозоны  $S_\mu$  с  $J^\pi = 0^+, \Gamma = I, \mu = 0, \pm I$  и  $\gamma_\nu$  с  $J^\pi = I^+, \nu = 0, \pm I, \Gamma = 0$ . Бозон  $S$  соответствует нуклонной паре, взаимодействующей с силами спаривания, а  $\gamma$  описывает дейтроноподобные корреляции

$$a \sum_i [a_i^* a_i^*]^{L=0, S=1, T=0} + b \sum_i [a_i^* a_i^*]^{L=2, S=1, T=0}$$

с условием  $a^2 + b^2 = 1$ .

В § 2 представлена схема модели, а в § 3 - расчеты и их обсуждения.

## 2. Модель

Рассмотрим систему взаимодействующих бозонов двух сортов:  $s$  и  $r$ . Самый общий гамильтониан этой системы имеет вид

$$\begin{aligned}
 H = & \varepsilon_1 \hat{n}_r + \varepsilon_2 \hat{n}_s + \varepsilon_3 [r^* r^*]^{J=0, T=0} [\bar{r} \bar{r}]^{00} + \varepsilon_4 [s^* s^*]^{00} [\bar{s} \bar{s}]^{00} + \\
 & + \varepsilon_5 [r^* r^*]^{20} [\bar{r} \bar{r}]^{20} + \varepsilon_6 [s^* s^*]^{02} [\bar{s} \bar{s}]^{02} + \\
 & + \varepsilon_7 [r^* s^*]^{11} [\bar{s} \bar{r}]^{11} + \varepsilon_8 ([r^* r^*]^{00} [\bar{s} \bar{s}]^{00} + [s^* s^*]^{00} [\bar{r} \bar{r}]^{00}).
 \end{aligned} \quad (4)$$

Квадратные скобки означают спиновое или/и изоспиновое сопряжение и

$$\begin{aligned}
 T^k \cdot T^k &= (-1)^k (2k+1)^{1/2} [T^k T^k]^* ; \\
 \bar{b}_\mu &= (-1)^{l-\mu} b_{-\mu} .
 \end{aligned}$$

Гамильтониан (4) не меняет полного числа бозонов  $N = n_r + n_s$  и является скаляром относительно вращений в пространствах изоспина и полного момента количества движения. Его можно выразить через 36 операторов:

$$[r^* \bar{r}]^{J=0,1,2; T=0}_\mu, [s^* \bar{s}]^{J=0, T=0,1,2}_\nu, [r^* \bar{s}]^{11}_{\mu\nu}, [s^* \bar{r}]^{11}_{\mu\nu}, \quad (5)$$

которые являются генераторами унитарной группы  $U(6)$ . Коммутационные правила позволяют выделить подгруппы и построить групповые цепи

$$U(6) \supset U_{n_r}(3) \otimes U_{n_s}(3) \supset SO_7(3) \otimes SO_7(3) \supset SO_7(2) \times SO_7(2) (6)$$

и

$$U(6) \supset SO(6) \supset SO_7(3) \otimes SO_7(3) \supset SO_7(2) \otimes SO_7(2). \quad (7)$$

Квантовые числа, определяющие неприводимые представления групп в (6) и (7), задают базисы

$$| N n_r \int M_J T M_T \rangle \quad (8)$$

и

$$| N \omega \int M_J T M_T \rangle, \quad (9)$$

в которых можно диагонализировать гамильтониан (4). Для этой цели удобнее выразить  $H$  через операторы Казимира групп, фигурирующих в (6) и (7):

$$H = H_0(a, \hat{N}, \hat{N}^2) + k_1 \hat{n}_r + k_2 8C_{SO(6)} + k_3 9C_{SO_7(3)} + k_4 9C_{SU_7(3)} + k_5 \hat{j}^2 + k_6 \hat{T}^2, \quad (10)$$

где

$$k_i = f_i(\epsilon_1, \dots, \epsilon_8),$$

$$8C_{SO(6)} = 3\hat{N} \cdot \hat{j}^2 + \hat{T}^2 + 2\hat{n}_r \hat{n}_s + 3([r+r^*]^{00} [\bar{s}\bar{s}]^{00} + h.c.),$$

$$9C_{SU_7(3)} = \hat{n}_r (\hat{n}_r + 3), \quad 9C_{SU_7(3)} = \hat{n}_s (\hat{n}_s + 3).$$

### 3. Результаты и их обсуждение

Модель применялась к четно-четным и нечетно-нечетным ядрам с  $8 \leq Z \leq 16$ , и некоторые предварительные результаты были уже опубликованы [27-28]. В этой работе на примере ядер  $^{26-28}\text{Al}$  показаны возможности модели [27] и некоторые общие выводы.

Гамильтониан (10) был диагонализирован в базисе (8) для чисел бозонов  $N = I/2A$  (вариант "а") и/или  $N = I/2(A-I_6)$  (вариант "б") и изоспиновых чисел  $T = I/2(N-Z)$  и  $T = I/2(N-Z) + I$ . Расчеты очень просты, потому что

квазидиагональная матрица  $N$  для  $N$  бозонов имеет самые большие субматрицы размеров  $1/2(N+1)$  для  $N$  нечетных и  $1/2 N+1$  для  $N$  четных. Рисунки 1 и 2 показывают часть спектра для  $^{26}\text{Al}$  и  $^{28}\text{Al}$ . Экспериментальные и рассчитанные спектры очень похожи, особенно при  $N = I/2A$ . Эта ситуация повторяется в  $^{22-24}\text{Na}$ ,  $^{30-34}\text{P}$  и других ядрах с большим числом нуклонов вне остова. В четно-четных ядрах с  $N \neq Z$  оба варианта дают похожие спектры, а в ядрах  $^{30-36}\text{S}$  лучшие результаты получаются [28] с  $N = I/2(A-I6)$ . Эти ядра оказываются хорошим примером проявления динамической симметрии  $SU_7(3) \otimes SU_7(3)$  (т.е. в гамильтониане (10) параметр  $k_2 = 0$ ). В других ядрах тоже получаются малые  $k_2$ , что эквивалентно малым  $\epsilon_g$  в гамильтониане (4). Взаимодействие между  $r$ - и  $s$ -бозонами тоже слабое,  $\epsilon_7 \leq 130$  кэВ. Эта конфигурация имитирует кластер  $^4\text{H}$ .

Собственные функции гамильтониана (10):

$$|N JM_7 TM_T, E\rangle = \sum_{n_r=J \text{ шаг } 2}^{N \text{ или } N-1} a_{n_r}(JT, E) |n_r JM_7\rangle |N-n_r TM_T\rangle, \quad (II)$$

дают возможность рассчитывать  $r$ -бозонную структуру состояний, интенсивности  $(p, t)$  реакций и упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц и другие характеристики. На рис. 3 показано среднее число  $\bar{n}_r$  бозонов  $r$ :

$$\bar{n} = \sum_i \frac{|a_{n_i}(JT, E)|^2}{n_i} n_i, \quad (I2)$$

в разных состояниях  $^{26}\text{Al}$ . До энергии корреляции нейтрон-протонной пары (3,13 МэВ)  $\bar{n}_r$  почти постоянно и немного превышает число пар нуклонов одного сорта. Этот эффект связан с тем, что энергия корреляции нейтрон-протон больше энергии корреляций



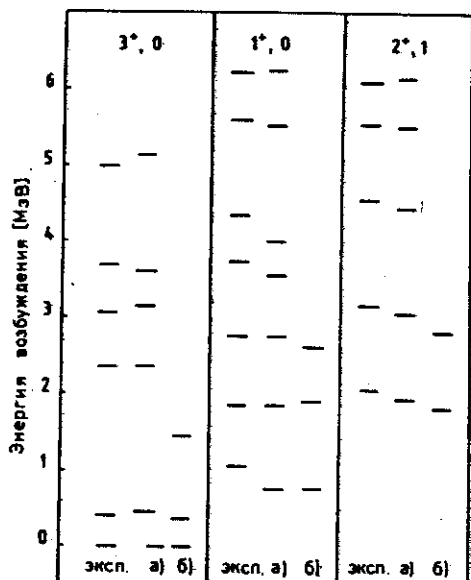


Рис. 1. Экспериментальный [31] и рассчитанные спектры  $^{26}\text{Al}$  в варианте "а" ("б") с наборами параметров в МэВ:  $H_0 = 0$  (0),  $k_1 = 4,0634$  (-1,9393),  $k_2 = 0,0126$  (0,0381);  $k_3 = -0,0629$  (0,2454),  $k_4 = 0,2020$  (0,0499),  $k_5 = -0,0486$  (-0,1000),  $k_6 = 0,6263$  (0,5206).

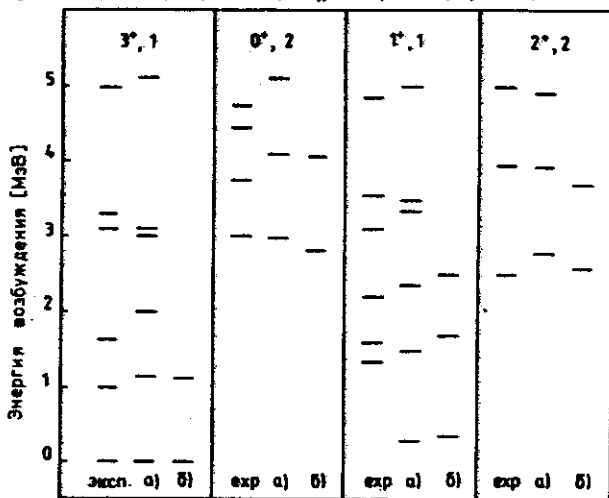


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для  $^{28}\text{Al}$ .

Таблица. Энергии корреляции пар нейтрон-нейтрон,  
нейтрон-протон и протон-протон,  $S_{BA}$  из [33]

Ядро	$E_{nn}^{cor}$ МэВ	Ядро	$E_{np}^{cor}$ МэВ	Ядро	$E_{pp}^{cor}$ МэВ
${}^6_2\text{He}$	2,76	${}^6_3\text{Li}$	8,76	${}^6_4\text{Be}$	2,56
${}^{18}_8\text{O}$	3,97	${}^{18}_9\text{F}$	7,24	${}^{18}_{10}\text{Ne}$	3,32
${}^{42}_{20}\text{Ca}$	3,12	${}^{42}_{21}\text{Sc}$	5,42	${}^{42}_{22}\text{Ti}$	2,68
${}^{50}_{20}\text{Ca}$	1,24	${}^{50}_{21}\text{Sc}$	3,14	${}^{50}_{22}\text{Ti}$	3,55
${}^{58}_{28}\text{Ni}$	1,98	${}^{58}_{29}\text{Cu}$	4,34	${}^{58}_{30}\text{Zn}$	1,36
${}^{134}_{50}\text{Sn}$	-	${}^{134}_{51}\text{Sb}$	3,82	${}^{134}_{52}\text{Te}$	0,96
${}^{210}_{82}\text{Pb}$	1,24	${}^{210}_{83}\text{Bi}$	2,90	${}^{210}_{84}\text{Po}$	1,18

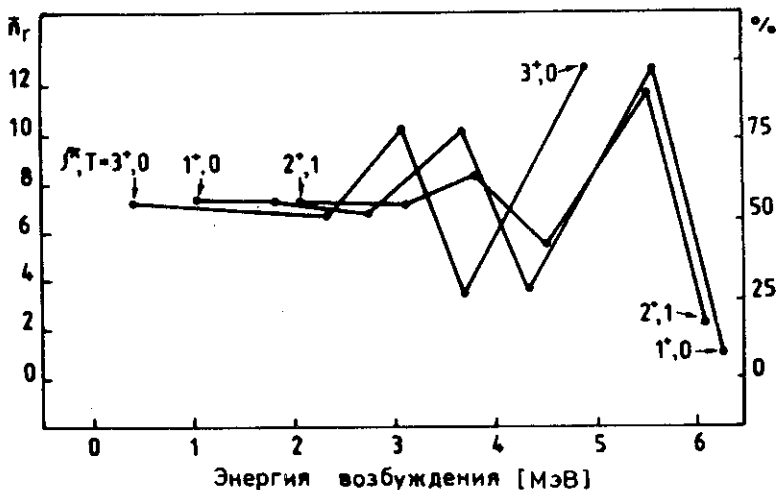


Рис. 3.  $g$ -бозонная структура состояний, представленных  
на рис. 1.

нейтрон-нейтрон (2,78 МэВ) и протон-протон (2,88 МэВ). Выше 3 МэВ состояния имеют разную  $\gamma$ -бозонную структуру (рис. 3 и 4). Рис. 5 показывает интенсивности реакции  $(p, t)$  из различных  $J^{\pi}$ ,  $T = 3^+$ ,  $I$  состояний  $^{28}\text{Al}$ : а) 0,00 МэВ, б) 1,01 МэВ и в) 1,62 МэВ в разнице  $3^+, 0$  состояния  $^{26}\text{Al}$ . Видно, что главным является переход из основного в основное состояние  $^{26}\text{Al}$ , переходы из основного в возбужденные  $3^+, 0$  состояния на два порядка меньше. Кривые  $\delta$  и  $\delta'$  показывают, что возможны еще и другие сильные переходы, если в начале ядро находилось в возбужденном состоянии.

Пусть

$$\alpha \equiv a [s^+ s^+]^{00} + b [r^+ r^+]^{00} \quad (13)$$

представляет собой кластер, имитирующий ядро  $^4\text{He}$ . Возможно,  $a \neq b$ , но, хотя во всех просчитанных ядрах  $|\epsilon_4| > |\epsilon_3|$ , невозможно однозначно сказать, что  $a > b$ , потому что изменение любого  $\epsilon_i$  в гамильтониане можно частично компенсировать другими параметрами. Из-за похожих  $\epsilon_{nn}^{\text{cor}}$ ,  $\epsilon_{pp}^{\text{cor}}$  и  $\epsilon_{np}^{\text{cor}}$  в  $^{26}\text{Al}$  выбрано  $a = b$ . Квадрат матричного элемента в состоянии  $|A\rangle$

$$|\langle A || \alpha \alpha^+ || A \rangle|^2 \quad (14)$$

пропорционален полному сечению упругого рассеяния  $\alpha$ -частицы на  $|A\rangle$ . Рисунок 6 демонстрирует интенсивности рассеяния  $\alpha$ -частиц на основном  $5^+, 0$  и различных  $3^+, 0$  и  $1^+, 0$  состояниях  $^{26}\text{Al}$ . В области (3-6) МэВ кривые на рисунках 3 и 6 очень похожи друг на друга, что, по-видимому, указывает на значительную роль  $\gamma$ -бозонов в  $\alpha$ -кластере. Среднее число

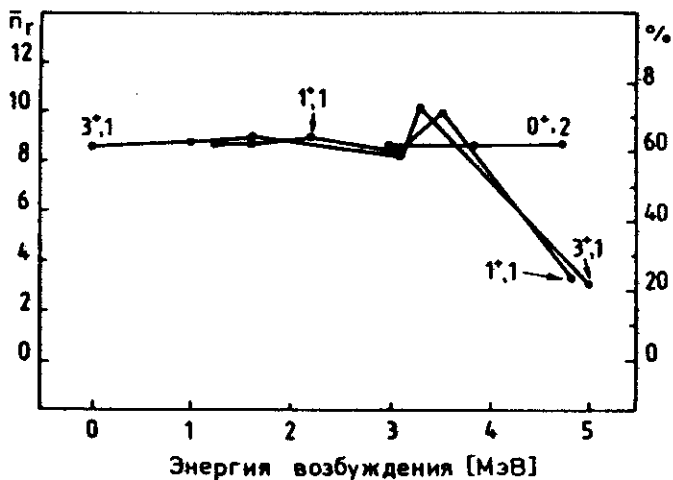


Рис. 4.  $g$ -бозонная структура состояний, представленных на рис. 2.

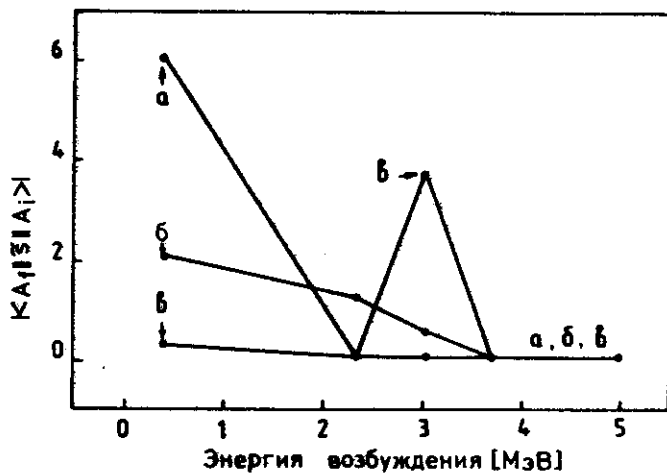


Рис. 5. Интенсивности реакции  $^{28}\text{Al}(p,t)$  из различных  $3^+$ ,  $1$  состояний  $^{28}\text{Al}$ .

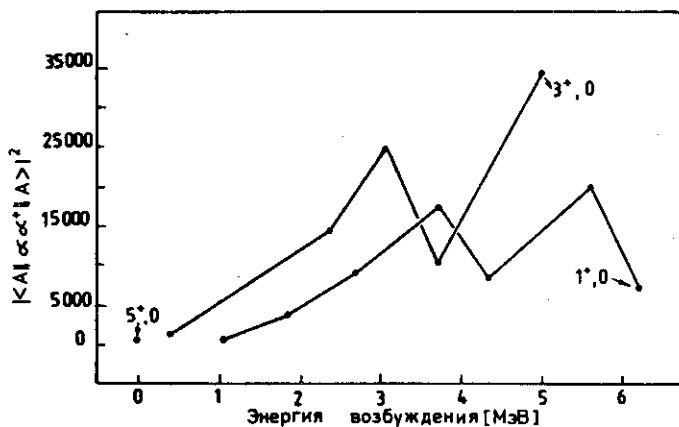


Рис. 6. Интенсивности упругого рассеяния частиц на различных состояниях  $^{26}\text{Al}$ .

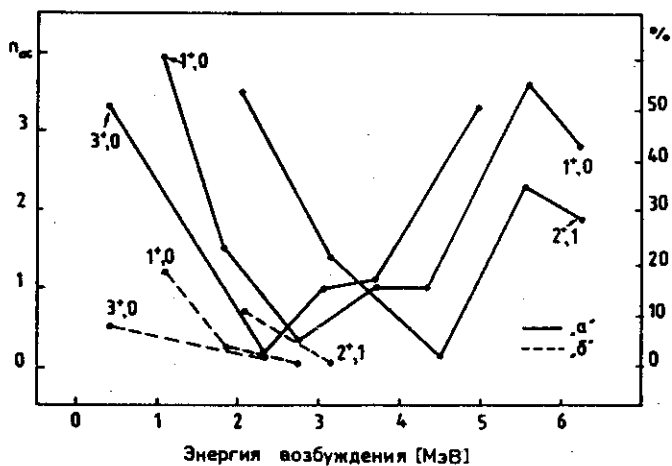


Рис. 7. Среднее число  $\alpha$ -кластеров и процент нуклонов, находящихся в  $\alpha$ -кластерах в различных состояниях, представленных на рис. 1.

$\alpha$ -кластеров в ядре  $n_\alpha$  можно оценить [27]. На рис. 7 представлены  $n_\alpha$  и процент нуклонов, находящихся в  $\alpha$ -кластерах для двух случаев: (а) отвечает числу бозонов  $N = I/2A$  и (б) отвечает  $N = I/2 (A - I6)$ . В варианте (б) получается меньше  $n_\alpha$ . Это подсказывает, что в остане  $^{16}O$  может быть значительное число  $\alpha$ -кластеров. Действительно, если подобрать параметры так, чтобы получить спектр  $^{16}O$  (рис. 8), в основном состоянии найдем 66 % нуклонов в  $\alpha$ -кластерах (или  $n_\alpha^0 = 2,64$ ). После добавления  $n_\alpha^0$  к  $n_\alpha$  валентных нуклонов (кривые  $\delta$ ) получаются для основного состояния  $^{26}Al$  и состояний  $3^+, 0$  (0,42 МэВ) и  $1^+, 0$  (1,06 МэВ) величины, примерно равные данным с кривой (а). С ростом энергии возбуждения и/или момента количества движения  $n_\alpha$  уменьшается, но в каждом ядре можно найти группы состояний с большими  $n_\alpha$ . Полученные здесь  $n_\alpha$  не отличаются резко от величин из ранних работ [7,8], в которых вероятности нахождения  $\alpha$ -частицы и нуклона на поверхности ядра приблизительно равны.

$\alpha$ -кластеры имеются и в тяжелых ядрах. Используя модель (с той же самой групповой структурой, но с заменой бозона  $\gamma$  на бозон  $\rho$  с  $J^\pi$ ,  $T = 1^-$ ,  $0$ ) можно применить, например, к четно-четным изотонам  $N = 92$ ,  $56 \leq Z \leq 68$  и изотопам  $^{154-166}Dy$  [29]. Получается неожиданно хорошее описание свойств этих ядер. В основных состояниях изотопов получается  $1,5 \leq n_\alpha \leq 2$ , а в ядрах  $^{154-166}Dy$   $n_\alpha$  растет с ростом массы, и в  $^{164-166}Dy$   $n_\alpha \approx 5$ .

Можно построить модель, в которой употребляются бозоны  $s$ ,  $\gamma$  и  $\rho$ . В ней получаются, кроме характеристик вышепредставленных, нечетные состояния и электромагнитные пере-

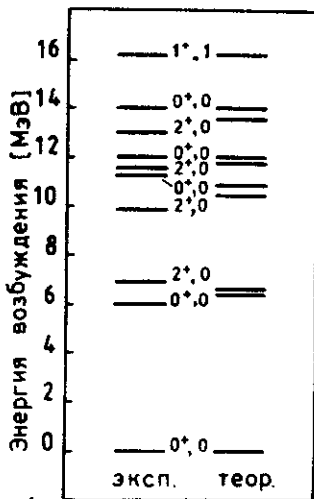


Рис. 8. Экспериментальный [32] и рассчитанный спектры  $I^{60}$ .

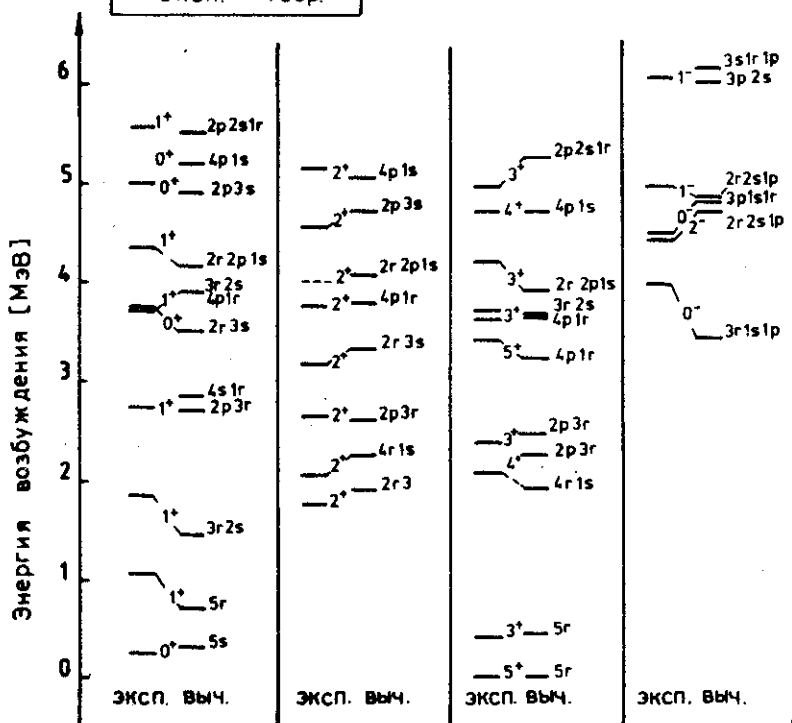


Рис. 9. Экспериментальный [31] и рассчитанный спектры  $^{26}Al$ . Параметры в МэВ:  $\epsilon_p - \epsilon_r = 0,700$ ,  $\epsilon_s - \epsilon_r = 1,300$ ,  $\epsilon_j = -0,025$ ,  $\epsilon_T = -0,240$ .

ходы E1 и M2. Рис. 9 демонстрирует пример диагонализации гамильтониана (5) из работы [30]. Готовится программа диагонализации самого общего гамильтониана взаимодействующих s-, r- и p-бозонов.

#### 4. Заключение

Проведенные здесь расчеты четно-четных и нечетно-нечетных ядер с  $8 \leq Z \leq 16$ , а также работы [II, 27-29] подтверждают основное предположение: при низких энергиях возбуждения ядер нуклонные пары ведут себя, как фрагменты ядра без внутренней структуры.

В большинстве состояний число нейтрон-протонных пар не меньше числа пар нуклонов одного сорта.

Значительная часть нуклонных пар образует  $\alpha$ -кластеры. Число  $n_\alpha$  зависит от энергии возбуждения ядра. Самые большие  $n_\alpha$  получаются [10, II] для основных состояний  $^{16}\text{O}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ , их нечетных соседей и для других ядер, где  $N=Z$  четное. Неожиданно большие  $n_\alpha$  ( $\approx 5$ ) получаются для  $^{164}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Dy}$ .

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить за критические замечания и полезные обсуждения проф.

В.Г.Соловьева, проф. И.Н.Михайлова, Е.Б.Бальбуцева и Р.Г.Назмитдинова.



## Литература

- I. Dussel G.G., Liotta R.I. and Perazzo R.P.I. Nucl.Phys., A388, 606 (1982).
2. Gaul G., Lüdecke H., Santo R., Schmeing H and Stock R. Nucl. Phys., A137, 177 (1969).
3. Schmeing H. and Santo R. Phys. Lett., B33, 219 (1970).
4. Schmeing N.C. Nucl. Phys., A142, 449 (1970).
5. Bobrowska A., Budzanowski A., Grotowski K., Jarczyk L., Micek S., Niewodniczanski H., Strzalkowski A. and Wrobel Z. Nucl. Phys., A176, 361 (1969).
6. Artemov K.P., Goldberg V.Z., Petrov I.P., Serikov V.P. and Timofeev V.A. Nucl. Phys., A320, 479 (1979).
7. Hodgson P.E. Nucl. Phys., 8, 1 (1958).
8. Clarke R.L., Almqvist E. and Paul E.B. Nucl. Phys., 14, 472, (1960).
9. Sasaki K., Suekane S. and Tonozuca I. Nucl. Phys., A147, 45 (1970).
10. Szpikowski S. and Trajdos M. Nucl. Phys., A272, 155 (1976).
11. Szpikowski S. and Trajdos M. Acta Phys. Polon., B15, 673 (1984).
12. Eichler J. and Yamamura M. Nucl. Phys., A182, 33 (1972).
13. Oziewicz Z. and Gorczyca W. Phys. Scr., 22, 545 (1981).
14. Miller G.A. Phys. Rev. Lett., 53, 2008 (1984).
15. Bleszynski E., Bleszynski M. and Glauber R.J. Phys. Rev. Lett., 60, 1483 (1988).
16. Motoba T. and Itonaga K. Suppl. Progr. Theor. Phys., 65, 136 (1979).
17. Mühlhans K., Müller E.M. Neergard K. and Mosel U. Phys. Lett., B105, 329 (1981).

18. Thompson M.J., Elliott J.P. and Evans J.A. Phys. Lett.,  
BI95, 511 (1987).
19. Künkel R., Von Oertzen Gebauer B., Bohlen H.G.,  
Bösser H.A., Kohlmeyer B., Pühlhofer R. and Schüll D.  
Phys. Lett., B208 (1988).
20. Dünneberger W., Morinaga H. and Alburger D. Phys. Lett.,  
B106, 47 (1981).
21. Daley H.J., Iachello F. Phys. Lett., B131, 281 (1983).
22. Daley H.J. and Nagarajan M.A. Phys. Lett., B166, 379 (1986).
23. Arima A. and Iachello F. Ann. Phys., 99, 253 (1976);  
III, 201 (1978); I23, 468 (1978).
24. Qi-Zhi Han, Hong-Zhou Sun, Guang-Hua Li. Phys. Rev.,  
C35, 786 (1987).
25. Engel J. and Iachello F. Phys. Rev. Lett., 54, 1126 (1985).
26. Nadjakov E.C. and Mikhailov I.N. J. Phys., G13, 1221 (1987).
27. Trajdos M. and Zajac K. J. Phys., G14, 869 (1988).
28. Трайдос М., Зайоц К. Тезисы 39 Совещания по ядерной спектр.  
и структуре атомного ядра. Ташкент, 1989.
29. Trajdos M. and Zajac K. (Will be published).
30. Trajdos M. J. Phys. G (in press).
31. Endt P.M. and Van der Leun C. Nucl. Phys., A130, 1 (1978).
32. Ajsenberg - Selove F. Nucl. Phys., A375, 1 (1982).
33. Wapstra A.H. and Audi G. Nucl. Phys., A432, 55 (1985).

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 февраля 1989 года.