

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 6280



Л.Александров, Д.Караджов, И.Н.Михайлов,  
Е.Наджаков, Г.Ходжаев

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА СПАРИВАНИЯ  
ДЛЯ ЯДРА  $^{169}\text{Yb}$

1972

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТЕХНИКИ  
И АВТОМАТИЗАЦИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 6280

Л.Александров, Д.Караджов, И.Н.Михайлов,  
Е.Наджаков, Г.Ходжаев

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА СПАРИВАНИЯ  
ДЛЯ ЯДРА <sup>169</sup>УЬ

**Научно-техническая  
библиотека  
ОИЯИ**

Александров Л., Караджов Д., Михайлов И.Н.,  
Наджаков Е., Ходжаев Г.

P4-6280

Обратная задача спаривания для ядра  $^{169}\text{Yb}$

На основе полученной ранее в нашей работе (P4 - 6279, ОИЯИ, 1972 г.), системы уравнений решается обратная задача нахождения параметров роторного гамильтониана для ядра  $^{169}\text{Yb}$ . Численное решение проводилось стандартной программой *AUTORE*. Найден ход параметра щели в основной ротационной полосе  $^{169}\text{Yb}$ , как и его значение для экспериментально известных начал полос в этом ядре. Исследовано влияние эффектов поляризации остова на значение искомым величин.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1972

Alexandrov L., Karadjov D., Mikhailov I.N., P4-6280  
Nadjakov E., Khodjaev G.

Inverse Problem of Pairing for  $^{169}\text{Yb}$  Nucleus

Basing on the system of equations, obtained previously (P4-6279, JINR, 1972), the inverse problem is solved for finding the parameters of the rotor Hamiltonian for  $^{169}\text{Yb}$ . The numerical solution was carried out over the standard program *AUTORE*. The behaviour of the gap parameter in the ground rotational band of  $^{169}\text{Yb}$  is found as well as its value for the experimentally known band-heads in this nucleus. The influence of the core polarization on the value of the sought quantities is studied.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1972

В нашей предыдущей работе \*) была получена система нелинейных матричных уравнений (S), обобщающих уравнения роторной модели нечетного деформированного ядра /I,3/. Здесь мы ставим задачу описания ротационных энергий конкретного ядра  $^{169}\text{Yb}$  на основе этой системы. (Используются все значения и определения, принятые в работе /A/).

В работах /I,3/ удалось описать энергии состояний отдельных ротационных полос ряда нечетных ядер (включая основную ротационную полосу  $^{169}\text{Yb}$ ). Возможность совместного описания состояний ротационного и неротационного типа для  $^{169}\text{Yb}$ , по-видимому, не исследовалась. Кроме того, точность удовлетворения каждого из уравнений роторной модели не фиксировалась или устанавливалась произвольным образом. При этом оказывается трудным фиксировать с определенностью величину параметров в уравнениях роторной модели, соответствующую экспериментальным данным.

Для того, чтобы подойти к решению этих вопросов, мы ставим задачу восстановления элементов гамильтониана роторной модели по заданным из эксперимента значениям вращательных энергий  $E_{\nu I}^{(expt)}$ . В такой постановке задача является обратной по отношению к проблеме решения уравнений роторной модели при фиксированных зна-

\*) /A/ "Вывод уравнений роторной модели нечетного ядра из многочастичного уравнения Шредингера." Сообщение ОИЯИ, P4-6279, 1972г.

чений параметров. Поскольку спектр внутренних возбуждений существенно зависит от парных корреляций, одной из неизвестных в (S) взята величина параметра щели  $\Delta$ . Остальными неизвестными, по отношению к которым мы будем решать систему, являются компоненты волновых функций  $C_p^I$ , матричные элементы "ротационной" матрицы  $X^{(1)}$  и химпотенциалы  $\lambda_{pI}$ .

В качестве примера мы остановились на спектре ротационных уровней положительной четности в  $^{169}\text{Yb}$ . Экспериментально изученные уровни интересующего нас типа в  $^{169}\text{Yb}$  приведены на рис. 1 /2, 4/. Положение возбужденных состояний полосы  $K^\pi = \frac{5}{2}^+$  измерено с большой погрешностью, и мы не используем относящуюся к ним информацию для определения параметров модели.

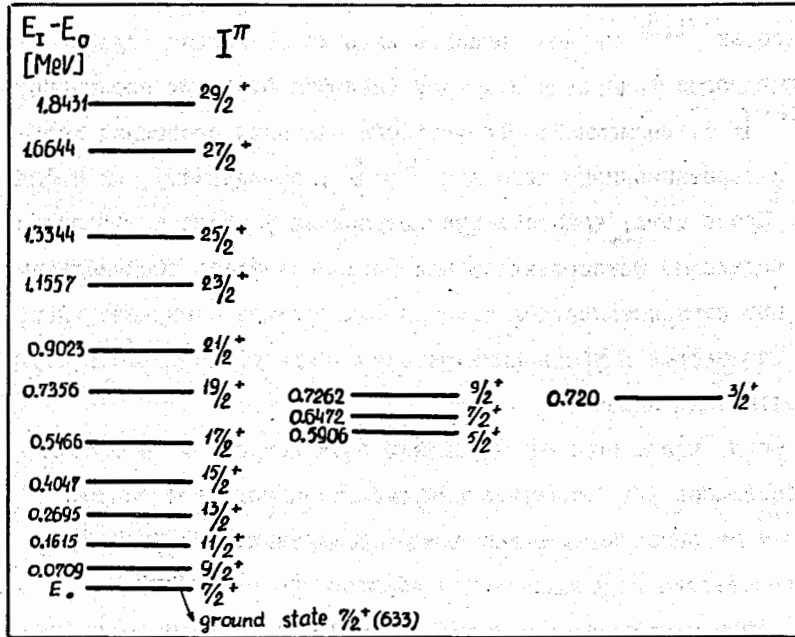


Рис. 1.

а) Описание начальных состояний полос  $K^\pi = \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \frac{7}{2}$

Для совместного описания начала ротационных полос в  $^{169}\text{Yb}$  мы рассматривали систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned}
 & B_1 B_2 X_{i_3}^{(I-1/2)} + D B_2 (X^{(I-1/2)})_{i_3}^2 - \frac{1}{2} \{ [I(I+1) - 2K^2] \delta_{i_3} - 2E(\vec{r}, \vec{r})_{i_3} + (\vec{r}^2)_{i_3} \} = 0 \\
 & B_1 B_2 X_{i_3}^{(I-3/2)} + D B_2 (X^{(I-3/2)})_{i_3}^2 - \frac{1}{2} \{ [I(I+1) - 2K^2] \delta_{i_3} - 2E(\vec{r}, \vec{r})_{i_3} + (\vec{r}^2)_{i_3} \} = 0 \\
 & B_1 B_2 X_{i_3}^{(I-5/2)} + D B_2 (X^{(I-5/2)})_{i_3}^2 - \frac{1}{2} \{ [I(I+1) - 2K^2] \delta_{i_3} - 2E(\vec{r}, \vec{r})_{i_3} + (\vec{r}^2)_{i_3} \} = 0 \\
 & (h_0 + X^{(I-1/2)} - E_0) \Psi_{1/2} = 0 \\
 & (h_0 + X^{(I-3/2)} - E_{5/2}^{(expt)}) \Psi_{5/2} = 0 \\
 & (h_0 + X^{(I-5/2)} - E_{3/2}^{(expt)}) \Psi_{3/2} = 0 \\
 & \sum_p |C_p^{I-1/2}|^2 - 1 = 0; \quad \sum_p |C_p^{I-3/2}|^2 - 1 = 0; \quad \sum_p |C_p^{I-5/2}|^2 - 1 = 0 \\
 & \sum_{\delta \in \nu} 2\nu^2 - \sum_p |C_p^{I-1/2}|^2 \nu_p^2 - N = 0; \quad \sum_{\delta \in \nu} 2\nu^2 - \sum_p |C_p^{I-3/2}|^2 \nu_p^2 - N = 0 \\
 & \sum_{\delta \in \nu} 2\nu^2 - \sum_p |C_p^{I-5/2}|^2 \nu_p^2 - N = 0
 \end{aligned} \right\} (I)$$

(Индекс  $p$  определяется условием  $K_p \leq I$ ).

Система (I) содержит три связанные между собой системы типа (S). Мы решаем ее относительно следующих параметров: 1) параметра щели  $\Delta$  (одинаково для всех трех уровней), 2) химических потенциалов  $\lambda_{pI}$ , 3) коэффициентов  $C_p^I$  и 4) матрицы  $X^{(1)}$ . Кроме того, неизвестными величинами считается энергия основного состояния  $^{169}\text{Yb}$  ( $E_0 = E_{I=\frac{7}{2}}$ ,  $K = \frac{3}{2}$ ) и параметр  $\delta$ , регулирующий положение некоторых одночастичных уровней. В расчетах использованы одночастичные состояния потенциала Вудса-Саксона (В.С.) /5/ при значении параметров /8/ и деформации:  $\beta_{20} = 0,320$  и  $\beta_{40} = 0$ . Гамильтоновская матрица определена в базисе семи

нейтронных уровней подболочки  $i_{1/2} : \left\{ \frac{1}{2}^+(660), \dots, \frac{13}{2}^+(606) \right\}$ , между которыми матричные элементы оператора  $J_{\pm}$  значительны по величине. Экспериментальный материал позволяет уточнить положение только двух одночастичных уровней  $3/2^+(651)$  и  $5/2^+(642)$ , что сделано следующим образом:

$$e_{5/2^+} = e_{5/2^+}^{(в.с.)} + \frac{1}{3} \delta$$

$$e_{3/2^+} = e_{3/2^+}^{(в.с.)} - \frac{2}{3} \delta.$$

Наконец, мы пользуемся числовыми факторами (в общем случае это матрицы) В, D и E, при помощи которых могут быть исследованы эффекты изменения значений ротационных параметров остова и величины члена взаимодействия Кориолиса.

Система (I) содержит 34 уравнения с 34 неизвестными. Существование и единственность решения этой нелинейной системы изучались предварительно вычислительным методом, основанным на авторегуляризованном итерационном процессе типа Ньютона (AR P)/6/. Этот метод решения нелинейных задач обладает необходимыми качествами для анализа новых (неизученных) задач. Для него характерна уменьшенная зависимость от начального приближения и устойчивость вычислительного процесса от колебаний нелинейного оператора. Решение системы уравнений (I) проводилось на основе стандартной программы AUTORE /6/. В этой программе в качестве нормы вектора (пространства неизвестных) употребляется модуль максимальной компоненты. Нами были получены следующие два решения системы уравнений (I) - табл. I - в области физически допустимых значений неизвестных.

Таблица I.

Неизвестные	Решение I	Решение II
$\Delta$ [MeV]	1,411	2,589
$E_0$ [MeV]	1,874	3,048
$\delta$ [MeV]	0,056	0,155
$\lambda_{1/2}$ [MeV]	-6,293	-6,070
$\lambda_{3/2}$ [MeV]	-6,156	-5,958
$\lambda_{5/2}$ [MeV]	-6,120	-5,944
$C_{1/2}^{1-1/2}$	0,004	0,007
$C_{3/2}^{3-1/2}$	0,0288	0,0418
$C_{5/2}^{5-1/2}$	0,3165	0,3702
$C_{7/2}^{7-1/2}$	0,2482	0,2280
$C_{1/2}^{3/2}$	0,0060	0,0690
$C_{3/2}^{5/2}$	0,2423	0,9225
$C_{5/2}^{7/2}$	0,2702	-0,3797
$C_{7/2}^{9/2}$	0,0208	0,9996
$C_{9/2}^{11/2}$	0,2928	-0,0297
$[X^{(1-1/2)}]$	$3,55 \cdot 10^{-1}$ $-1,36 \cdot 10^{-2}$ $-6,09 \cdot 10^{-5}$ $-1,70 \cdot 10^{-6}$ $2,65 \cdot 10^{-1}$ $-6,53 \cdot 10^{-2}$ $-9,13 \cdot 10^{-4}$ $6,67 \cdot 10^{-1}$ $-2,00 \cdot 10^{-1}$ $5,28 \cdot 10^{-1}$	$3,55 \cdot 10^{-1}$ $-1,35 \cdot 10^{-2}$ $-5,98 \cdot 10^{-5}$ $-1,70 \cdot 10^{-6}$ $2,64 \cdot 10^{-1}$ $-6,54 \cdot 10^{-2}$ $-9,30 \cdot 10^{-4}$ $6,67 \cdot 10^{-1}$ $-2,07 \cdot 10^{-1}$ $5,27 \cdot 10^{-1}$
$[X^{(1-3/2)}]$	$1,78 \cdot 10^{-1}$ $-9,98 \cdot 10^{-3}$ $-2,42 \cdot 10^{-5}$ $1,65 \cdot 10^{-1}$ $-4,25 \cdot 10^{-2}$ $5,73 \cdot 10^{-1}$	$1,78 \cdot 10^{-1}$ $-9,99 \cdot 10^{-3}$ $-2,46 \cdot 10^{-5}$ $1,65 \cdot 10^{-1}$ $-4,26 \cdot 10^{-2}$ $5,74 \cdot 10^{-1}$
$[X^{(1-5/2)}]$	$1,64 \cdot 10^{-1}$ $-6,13 \cdot 10^{-3}$ $9,50 \cdot 10^{-2}$	$1,64 \cdot 10^{-1}$ $-6,14 \cdot 10^{-3}$ $9,53 \cdot 10^{-2}$

(2)

ЗАМЕЧАНИЕ: Матрицы  $X^{(I)}$  - симметричны. В табл. I приведены только те недиагональные элементы, которые расположены выше главной диагонали.

Случай (2,2) отвечает "средним" значениям  $b_1$  и  $b_2$  в интервале статистических ошибок  $b_1^{(A)} \approx 34,639 \text{ MeV}^{-1}$ ,  $b_2^{(A)} \approx 2,645 \text{ MeV}^{-2}$ ; в случаях (1,1) и (3,3) использованы значения этих параметров в концах интервала.

$(b_1^{(A)}, b_2^{(A)})$	$\Delta$ [MeV]	$\lambda_{\frac{1}{2}}$ [MeV]	$E_0$ [MeV]
(2,2)	1,411	-6,293	1,874
(1,1)	1,414	-6,292	1,876
(3,3)	1,410	-6,293	1,874
(1,3)	1,416	-6,292	1,878
(3,1)	1,409	-6,293	1,872

Кроме случая, отвечающего роторной модели в формулировке, данной в /А/ (система уравнений (S)), мы рассмотрели также и решения системы (I) в тех случаях, когда менялись значения ротационных параметров остова и матрица взаимодействия Кориолиса. Ниже мы приводим некоторые решения, найденные для определенного набора факторов В, D и E - табл. 3, а также зависимость  $\Delta$  от фактора E при фиксированных значениях В и D - рис. 2.

б) Зависимость параметра щели от спина в основной ротационной полосе

Выяснение хода параметра щели с изменением значения спина-I в основной ротационной полосе достигается многократным решением

Норма дефектов уравнений, т.е. норма вектора-разностей левых и правых частей системы (I), соответствующая решениям (2-I) и (2-II), не превышает  $10^{-8}$ . Решения хорошо изолированы друг от друга. На основе полученных числовых результатов не представляет трудности проведение доказательства о существовании и определении радиуса сферы единственности этих решений. Обсуждение этих вопросов будет приведено в другой публикации.

Решение (2-II) обладает рядом особенностей. Распределение лидирующих компонент и соотношение их фаз делает векторы  $\Psi_{I=3/2}$  и  $\Psi_{I=5/2}$  почти ортогональными соответствующим векторам (2-I). Подобную структуру можно ожидать у векторов состояний, возникающих из состояний с квантовым числом K, равным соответственно 3/2 и 1/2. Таким образом, мы имеем здесь формальное решение уравнений роторной модели, в которой возбужденные состояния  $I=5/2$  (590  $\mu\text{eV}$ ) и  $I=3/2$ , (720  $\mu\text{eV}$ ) рассматриваются вопреки естественной классификации, как состояния с квантовым числом  $K=3/2$  и  $K=1/2$  соответственно. Чрезвычайно большое значение параметра щели, полученной в решении (2-II), заставляет считать его нефизическим и подтверждает принятую классификацию обсуждаемых возбужденных состояний ( $K=5/2$  и  $K=3/2$ ). Поэтому дальнейшее рассмотрение мы ограничиваем решением (2-I).

Исследовалась устойчивость этого решения при возмущении коэффициентов  $b_1$  и  $b_2$ . При этом оказалось, что существенные параметры задачи ( $\Delta, \lambda_{\text{r1}}, C_{\text{p}}^1, E_0$ ) мало зависят от таких возмущений. Это видно из табл. 2, где даны решения ( $\Delta, \lambda, E_0$ ) системы (I) для разных значений  $b_1$  и  $b_2$ , находящихся в интервале их статистической неопределенности.

Таблица 3.

B/D		0,9/1	0,9/0	1/1	1/0	1,1/1	1,1/0	1,2/1	1,2/0
E=1	$\Delta^{*/}$	1,422	1,427	1,411	1,411	1,407	1,404	1,405	1,401
	$E_0$	1,926	1,948	1,874	1,887	1,833	1,841	1,802	1,806
	$\lambda_{7/2}$	-6,288	-6,285	-6,293	-6,291	-6,296	-6,295	-6,298	-6,298
E=0,75	$\Delta$	1,252	1,232	1,268	1,251	1,284	1,269	1,299	1,286
	$E_0$	1,793	1,795	1,762	1,762	1,738	1,737	1,719	1,717
	$\lambda_{7/2}$	-6,341	-6,345	-6,338	-6,341	-6,335	-6,338	-6,332	-6,334
E=0,50	$\Delta$	1,155	1,118	1,185	1,157	1,212	1,190	1,236	1,219
	$E_0$	1,720	1,710	1,699	1,691	1,683	1,676	1,671	1,665
	$\lambda_{7/2}$	-6,376	-6,386	-6,367	-6,375	-6,360	-6,366	-6,354	-6,358
E=0,25	$\Delta$	1,091	1,043	1,130	1,095	1,165	1,138	1,195	1,174
	$E_0$	1,672	1,655	1,658	1,645	1,648	1,637	1,640	1,632
	$\lambda_{7/2}$	-6,401	-6,416	-6,388	-6,399	-6,378	-6,386	-6,369	-6,375
E=0	$\Delta$	1,070	1,018	1,112	1,074	1,149	1,120	1,182	1,159
	$E_0$	1,657	1,637	1,645	1,630	1,636	1,624	1,630	1,621
	$\lambda_{7/2}$	-6,409	-6,426	-6,396	-6,408	-6,384	-6,393	-6,374	-6,381

\*Значения  $\Delta$ ,  $E_0$  и  $\lambda_{7/2}$  даны в MeV.

систем нелинейных уравнений типа (3) для каждого значения I (соответственно -  $E_{\nu I}^{(exp)}$ ):

$$\left. \begin{aligned} & B \cdot b_1 X_{ij}^{(1)} + D \cdot b_2 (X_{ij}^{(1)})^2 - \frac{1}{2} \{ [I(I+1) - 2K^2] \delta_{ij} - 2 \cdot E \cdot (\vec{i} \cdot \vec{j})_{ij} + (\vec{j}^2)_{ij} \} = 0 \\ & (h_0 + X^{(1)} - ER) \psi_I = 0 \\ & \sum_p |C_p^I|^2 - 1 = 0 \\ & \sum_{k,\nu} 2 \psi_k^2 - \sum_p |C_p^I|^2 \cdot 2 \cdot \psi_p^2 - N = 0 \end{aligned} \right\} (3)$$

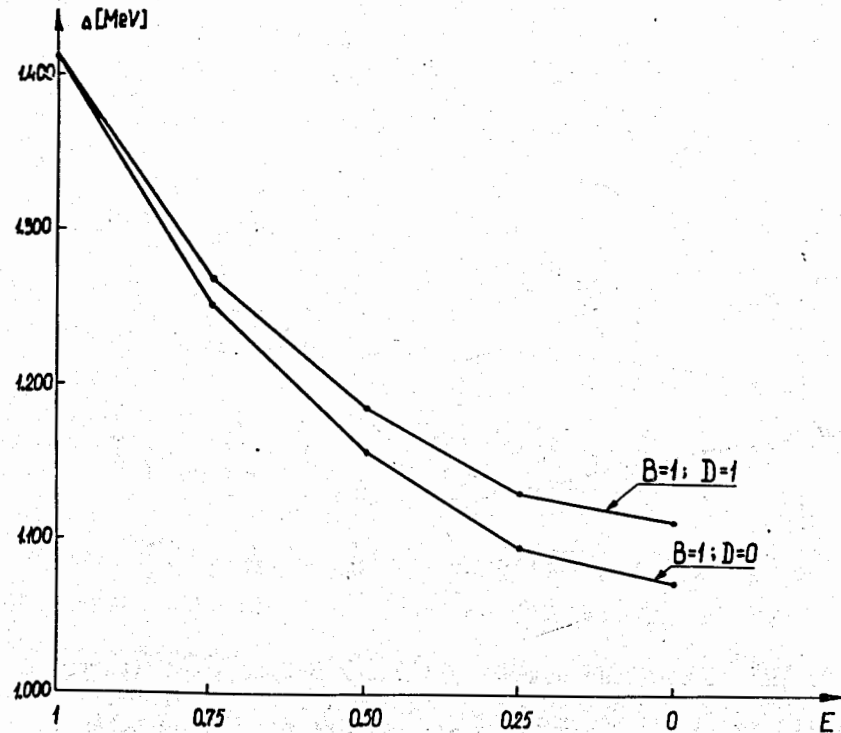


Рис. 2.

где  $I = 7/2 + 29/2$  для основной полосы. При решении этих систем мы пользовались уже найденным из (1) значением энергии  $E_0$  (в(3):  $ER = E_0 + E_{\nu I}^{(exp)}$ ) и поправкой  $\delta$ . Из каждой системы типа (3), состоящей из 37 уравнений, определяются 37 неизвестных:  $\Delta = \Delta(I)$ ,  $\lambda = \lambda(I)$ , матричные элементы  $X_{ij}^{(1)}$  и амплитуды  $C_p^I$ . Решение систем (3) проводилось методом авторегуляризованных итерационных процессов типа Ньютона. Полученные функциональные зависимости  $\Delta = \Delta(I)$  при фиксированных значениях факторов  $B=1$ ,  $D=1$  и значениях "фактора уменьшения" кориолисова взаимодействия  $B=I$ ; 0,75; 0,50, приведены на рис. 3.

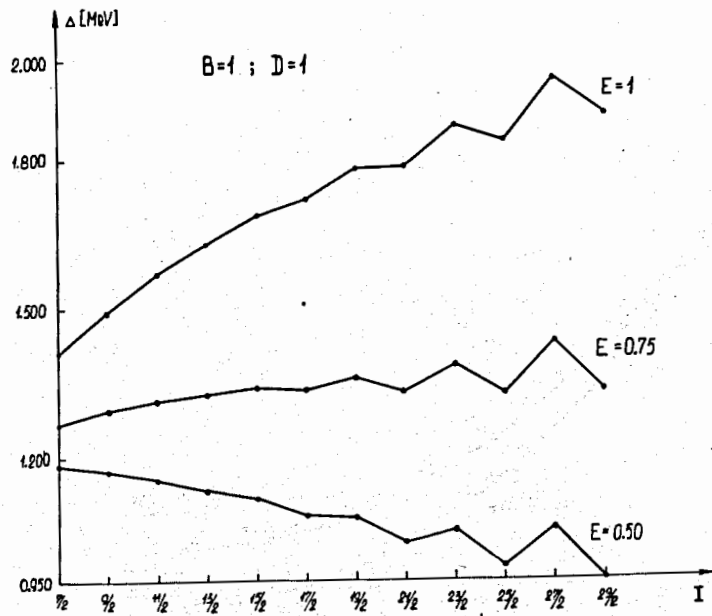


Рис. 3.

На рис. 4 показано решение  $\Delta(I)$  при  $B=I, I, D=0$  (остов рассматривается как жесткий ротатор) и  $E=0,75$ .

в) Обсуждение результатов

Исследование систем (1) и (3), проведенное в п. а) и б), показывает, что задача одновременного описания нескольких ротационных полос в  $^{169}\text{Yb}$  имеет численное решение в рамках ротаторной модели (основной вариант расчетов с  $B=D=E=I$ ), которое характеризуется следующими особенностями.

а) значение щели превышает приблизительно на 40% оценку по энергии спаривания ( $\Delta_n(^{169}\text{Yb})=1,006 \text{ MeV}; \Delta_n(^{170}\text{Yb})=0,960 \text{ MeV}$ );

б) величина сдвига уровней среднего поля  $\delta$  оказалась весьма малой (табл. I) при принятом значении деформации;

в) в отличие от знакомой картины, наблюдающейся в ротационных полосах четно-четных ядер, здесь происходит увеличение пара-

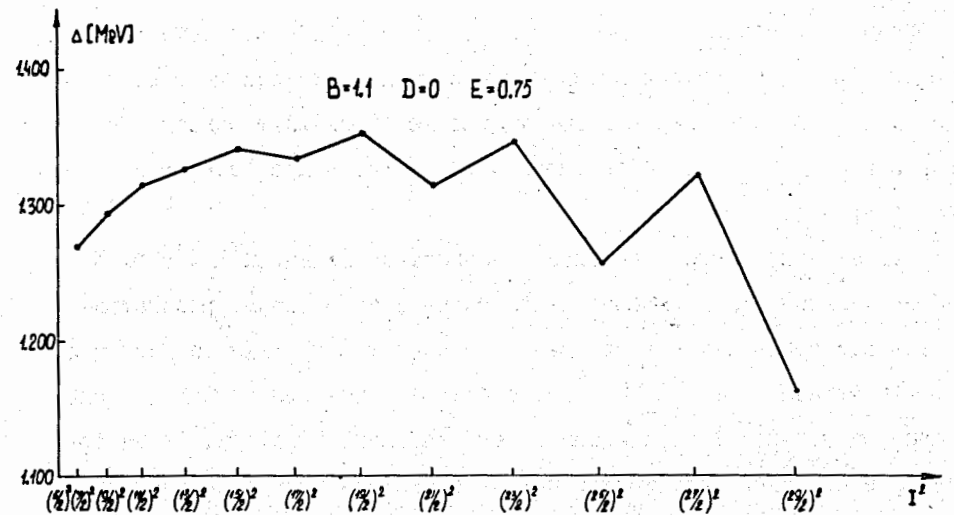


Рис. 4.

метра щели  $\Delta$  с ростом спина  $I$ , причем эта зависимость обладает хорошими свойствами, как видно из рис. 3. Ход  $\Delta$  скачивается, в основном, на уменьшении недиагональных матричных элементов оператора  $\chi^{(1)}$ . Таким образом, изменение щели в полосе для рассмотренной модели представляет собой реакцию системы, замедляющую изменения распределений квазичастиц по уровням среднего поля, вызванные увеличением частоты вращения;

г) решения системы (1) стабильны относительно возмущений параметров ротационной части энергии четного остова в интервале статистических погрешностей определения этих параметров (табл. 2);

д) исходя из малой величины нормы дефектов уравнений ( $\leq 10^{-8}$ ), вызванной использованным методом численного решения систем, можно утверждать, что погрешность в воспроизведении энергетических интервалов на несколько порядков меньше экспериментальной погрешности\*).

\* Это подтверждается вычислением собственных значений  $E_{vT}$ , соответствующих параметрам  $(\Delta, \lambda, \chi^{(1)})$ , полученным из решения системы (1).



Необходимо отметить, что решения, полученные при норме дефектов порядка  $10^{-2}$  (отвечающей воспроизведению энергетических интервалов с погрешностью, меньшей  $10 \text{ кеВ}$ ) уже не определяют однозначно значение  $\Delta$ , это наблюдалось многократно в процессе решения системы (I);

е) значение щели существенно зависит от величины  $E_0$ . В этой работе величина  $E_0$ , имеющая смысл энергии спаривания, рассматривалась как неизвестная и определялась наряду с другими по данным о самом нечетном ядре  $^{169}\text{Yb}$  (см. табл. 3). Нами был проведен эксперимент, в котором  $E_0$  принималась как свободный параметр. Таким образом, в основной ротационной полосе оказалось возможным получить значения  $\Delta$ , близкие к вычисленным в работах [3,7], уменьшив  $E_0$  примерно на 0,6 Мэв. При этом, однако, описание энергии состояний, не принадлежащих к основной полосе, достигается большими и несистематическими вариациями щели - табл.4 (расчеты соответствуют  $E=0,75$   $B = D = 1$ ).

Таблица 4.

K	3/2	5/2			7/2			
I	3/2	5/2	7/2	9/2	7/2	9/2	11/2	13/2
$\Delta$ [MeV]	0,161 <sup>*)</sup>	0,334	1,297	1,333	0,600	0,606	0,607	0,599
K	7/2							
I	15/2	17/2	19/2	21/2	23/2	25/2	27/2	29/2
$\Delta$ [MeV]	0,598	0,578	0,588	0,536	0,596	0,501	0,639	0,494

<sup>\*)</sup> Этому решению соответствует норма дефекта уравнений порядка  $10^{-2}$ .

В задаче, рассмотренной выше, зависимость энергии остова от  $\Delta$  не учтена. Влияние  $\Delta$  на свойства остова возникает как результат появления примесей от возбужденных состояний неротационного типа в состоянии Бардина-Купера-Шриффера. Она может быть описана включением аддитивных добавок к  $E_0$ ,  $\delta E_0 = \delta E_0(\Delta)$ , а также изменением матрицы  $\chi^{(r)}$  из-за появления зависимости от  $\Delta$  в параметрах  $b_1$  и  $b_2$  ротационного гамильтониана. Еще один неучтенный нами фактор представляют "остаточные взаимодействия", которые могут изменить недиагональную часть матрицы  $\chi^{(r)}$ .

Для того, чтобы определить чувствительность параметра щели к возможным модификациям модели, мы рассчитали несколько вариантов задачи, различающихся значениями параметров, определяющих матрицу  $\chi^{(r)}$ . Такими параметрами являются факторы B и D (см. (I) и (3)), изменяющие момент инерции и жесткость остова по сравнению со значениями этих характеристик для четно-четных соседей, а также фактор E, меняющий величину недиагональных членов матрицы  $\chi^{(r)}$ , т.е. описывающий эффекты остаточного взаимодействия. Значения

$\Delta$  начальных уровней полос для ряда значений факторов E (при фиксированных B и D) даны на рис. 2. Видно, что значение щели, полученное из анализа парных энергий [7], может быть согласовано с расчетами энергий ядра  $^{169}\text{Yb}$  только при очень существенном уменьшении сил Кориолисова взаимодействия. С другой стороны, характер зависимости щели с увеличением спина в состояниях основной ротационной полосы - рис. 3. - меняется качественно при уменьшении E; среди значений этого фактора в интервале  $0,5+1$ , по-видимому, имеет место случай, в котором  $\Delta$  почти не зависит от спина.

Приведенные результаты говорят, что строение ротационных полос нечетных ядер существенно зависит от эффектов поляризации ос-  
това, т.е. от эффектов, приводящих к изменению его параметров в  
уравнениях роторной модели по сравнению с соответствующими характе-  
ристиками соседних четно-четных ядер. Однако, как нам кажется, в  
рамках феноменологического подхода, в котором изучаются только  
энергии ротационных уровней, невозможно фиксировать различные  
варианты имитированных поляризационных эффектов, так как их фи-  
зические свойства одинаково удовлетворительны.

Для дискриминации необходимо воспользоваться информацией "не-  
энергетического" типа (например, интенсивности переходов, и др.),  
связанной с интересующей нас частью спектра нечетных деформиро-  
ванных ядер.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A.K.Kerman. Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Sesk. 30, N 15 (1966).
2. Krumlinde J., Szymanski Z. Phys.Lett. 36B, 157 (1971);  
Annual Report, Research Institute for Physics - Stockholm, 1970.
3. N.I.Pyatov, M.I.Chernej, M.I.Baznat. Preprint JINR,  
B4-5468 (1970).
4. Preprint LA/DC/12255, Los Alamos, 1970.
5. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. Изв. АН СССР, сер.физ.  
32, 1960 (1968).
6. Л.Александров. Журнал выч. матем. и мат. физ. II, №1(1971);  
Л.Александров. Сообщение ОИЯИ, P5-5515, Дубна, 1971.
7. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. "Наука", Москва, 1971.
8. С.И.Габраков и др. Препринт ОИЯИ, P4-5885, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 февраля 1972 г.