

28
**И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН С С С Р**

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 63

М.И.Штокман

**ТЕОРИЯ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ
В ВЕРОЯТНОСТЯХ ПЕРЕХОДОВ В ЧЕТНО -
ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ**

Новосибирск

1974

М.И. Штокман

ТЕОРИЯ НЕАДИАБАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В ВЕРОЯТНОСТЯХ
ПЕРЕХОДОВ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

А н н о т а ц и я

Взаимодействие вращения с другими степенями свободы ядер исследовано в методе обобщенной матрицы плотности. Самосогла-сованное поле, коллективный гамильтониан и вероятности E2-переходов вычислены для произвольного взаимодействия. Результаты сравниваются с другими подходами, показывается неадекватность феноменологического описания, основанного на смешивании полос. В модели со спаривательным и квадрупольным взаимодействием получены в замкнутом виде новые формулы, проведены численные расчеты и сравнение с экспериментом.

I. ВВЕДЕНИЕ

Необходимость теоретического рассмотрения электромагнитных переходов между низколежащими коллективными состояниями ядер диктуется с одной стороны большим количеством экспериментальной информации (напр. [1-4]) и наметившимися расхождениями между данными различных работ [5]. С другой стороны, до последнего времени не существовало теории, которая позволила бы единым образом описать взаимодействие ротационных и других ядерных возбуждений и, таким образом, объяснить наблюдающиеся неадиабатические эффекты (НАЭ) - отклонения от простых закономерностей твердого ротатора. Популярная модель смешивания полос (МСП) [6] предсказывает жесткие соотношения между различными НАЭ [7,8], которые качественно выполняются для вероятностей переходов, но часто не объясняют даже порядок величины коэффициента B в спектре основной полосы [10,11]

$$E_I = A I(I+1) + B I^2(I+1)^2 \quad (1)$$

Модель принудительного вращения (МПВ) [12], оперирующая только одной полосой, удовлетворительно воспроизводит (1) и изменения с моментом средних мультиполей [11], но не полна в отношении вероятностей переходов.

Развитый в работах [13, 14] метод обобщенной матрицы плотности (ОМП) свободен от подобных недостатков. Его приложение к случаю связанных полос [15] представляется адекватной основой для решения поставленной задачи. Целью данной работы является, проведя процедуру согласования, найти решение уравнений [15]

для ОМП и, таким образом, найти матричные элементы операторов между состояниями коллективных полос.

В разделе 2 кратко сформулирован метод, обсуждены основные приближения, в которых получены решения для ОМП. В разделе [3] рассмотрены следствия ротационной инвариантности для согласования поля и коллективного гамильтониана, который оказывается самосогласованно диагональным. Таким образом состояния теории являются физическими (т.е. говоря на языке МСП, после диагонализации), а НАЭ определяются соответствующими элементами ОМП. В разделе 4 вводятся нормальные моды и проводится согласование поля. Найдены в общем виде матричные элементы E2-оператора между состояниями полос. Проведено сравнение с другими подходами. В разделе 5 общая теория применяется к модели спаривательного и квадрупольного взаимодействия. Получены новые формулы, которые сравниваются с результатами других подходов. Расчеты для ядер редкоземельной области сравниваются с экспериментом.

2. МЕТОД, ОСНОВНЫЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ И РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ

Гамильтониан нуклонов, находящихся в сферическом поле \mathcal{E} и взаимодействующих посредством двухчастичных сил V есть

$$H = Sp\{\mathcal{E}R\} + \frac{1}{2} Sp_{(a,b)}\{R_{(a)}V_{ab}R_{(b)}\}, \quad (2)$$

где R есть ОМП [13,14]; a, b - одночастичные переменные (по которым берутся следы), включающие для учета куперовского спаривания дополнительные "спинорные" индексы [16], удваивающие размерность одночастичного пространства.

Точные уравнения для ОМП и поля S есть [13,14]

$$[R, S+H] = 0, \quad S_{(a)} = \mathcal{E}_{(a)} + Sp_{(b)}\{V_{ab}R_{(b)}\} \quad (3)$$

В отличие от (3) условие нормировки ОМП $R^2 = R$ [13, 14] не является следствием коммутационных соотношений фермиевских операторов, но выражает обычное требование, чтобы при решении (3) по теории возмущений, ОМП могла быть получена унитарным преобразованием из обычной матрицы плотности, являющейся нулевым приближением метода и подчиняющейся такой же нормировке.

Для исключения зависимости ОМП и поля от коллективных углов Θ можно провести унитарное преобразование перехода в соб-

ственную систему [13,14] D , которое обладает свойством (здесь мы не учитываем, как несущественный для дальнейшего, неротационный момент \vec{L} , введенный в [15])

$$D\vec{I}D^+ = \vec{I} - \vec{J}, \quad (4)$$

где \vec{J} - одночастичный момент, $I_\lambda = \sum_{\mu} D_{\mu\lambda}^1(\Theta) J_\mu$ - момент в подвижных осях.¹⁾

В силу (3,4) уравнение движения и условие нормировки для D -трансформант $r \equiv DRD^+, s \equiv DSD^+$ имеют вид

$$[h, r+s] = 0, \quad r^2 = r, \quad (5)$$

где $h(\vec{I}, \sigma z) = H(\vec{I} - \vec{J}, \sigma z)$; σz - операторы фононов. С достаточной для дальнейшего точностью коллективный гамильтониан может быть записан как¹⁾

$$H = \frac{1}{2} (\mathcal{J}^{-1})_{ij} I_i I_j + \sum_n \omega_n \sigma z_n^+ \sigma z_n \quad (6)$$

где идет сумма по типам фононов, \mathcal{J}^{-1} - тензор обратных моментов инерции.

Малость угловой частоты вращения $\Omega_i = (\mathcal{J}^{-1})_{ij} J_j$ по сравнению с характерными одночастичными энергиями $E \sim 2$ Мэв (удвоенная энергетическая щель) является параметром адиабатичности вращения δ . Другой априорный параметр γ связан с малостью переходов в другие полосы по сравнению с переходами в данной полосе.

$$\delta \sim \frac{\Omega}{E}, \quad \gamma \sim \frac{B(E2; \text{ между полосами})}{B(E2; \text{ внутри полосы})} \quad (7)$$

Решение уравнений (5). будем искать в виде разложения в двойной ряд по степеням δ, γ : $r = \sum_{mn} r^{(mn)}, s = \sum_{mn} s^{(mn)}$ причем $r^{(mn)} \sim \delta^m \gamma^n r^{(00)}$. Из структуры (5,6) ясно, что максимальные степени момента \vec{I} , операторов фононов σz в члене $r^{(mn)}$ равны m, n соответственно. Слагаемые в $r^{(mn)}$, содержащие более низкие степени $\vec{I}, \sigma z$, по структуре повторяют¹⁾

Декартовы координаты векторов обозначаются буквами i, j, k, \dots (сумма по повторяющимся индексам), сферические координаты - буквами λ, μ, ν, \dots

предыдущие порядки по δ, γ , мало перенормируя их. В данной работе мы учтем только лидирующие члены (квазиклассическое приближение). Вклад квантовых поправок в момент инерции вычислялся в [17] и оказался результативно важным.

В квазиклассическом приближении согласование поля, следующей из (3,4), имеет вид

$$Z_{(a)} = E_{(a)} + S_{P(a)} \{ V_{0e} r^{(a)} \} \quad (8)$$

и справедливо выражение для тензорного оператора $Q_{\mu\nu}$ через его одночастичный аналог $q_{\mu\nu}$ ²⁾ (ср. [14,15])

$$Q_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \sum_{\nu} [D_{\mu\nu}^{e*}, \frac{1}{2} Sp \{ q_{\mu\nu} r \}]_+, \quad (9)$$

где $[,]_+$ - антикоммутатор. Поскольку $r^{(0)} \sim \vec{I}$, то условие (9) для момента, выражающее его сохранение, учитываемое в теории точно, есть

$$\vec{I} \delta_{n_1} \delta_{m_0} = \frac{1}{2} Sp \{ r^{(m_0 n_1)} \vec{j} \}. \quad (10)$$

Уравнения до суммарного порядка $m+n=2$ были выписаны в [15]. Здесь мы приведем в квазиклассическом приближении только те уравнения и элементы ОМП, которые непосредственно будут нужны далее. В нулевом порядке, пренебрегая гамильтонианом \hbar , имеющем порядок (10) , получаем стандартные уравнения Хартри-Фока-Боголюбова $[r^0, z^0] = 0, (r^0)^2 = r^0$, где матрица плотности $r^0 \equiv r^{(00)}$ и поле $z^0 \equiv z^{(00)}$ не зависят от операторов \vec{I}, σ_z . Из этих уравнений следует, что найдется набор одночастичных состояний $|1\rangle$, в которых r^0, z^0 диагонализуются, причем

$$r_{12}^0 = \delta_{12} n_1 \quad (n_1 = 0, 1), \quad z_{12}^0 = \delta_{12} E_1 \quad (11)$$

Для квазичастичного вакуума $n_{\alpha+} = 0, n_{\alpha-} = 1; E_{\alpha\pm} = \pm |E_{\alpha}|$, где \pm - дополнительный "спинорный" индекс, α - прочие индексы одночастичного состояния. В первом ротационном порядке урав-

2) В определении операторов включены соответствующие "спинорные" матрицы, напр. $\vec{j} \rightarrow \vec{j} \times 1$, квадрупольный момент $q_{2\mu} \rightarrow q_{2\mu} \times \sigma_3$ и т.д. Множитель $\frac{1}{2}$ перед знаком Sp учитывает след от квадрата матриц Паули.

нения есть

$$[r^0, z^1] + [r^1, z^0] = [r^0, \vec{\Omega} \vec{j}], \quad [r^1, r^0]_+ = r^1, \quad (12)$$

где $r^1 \equiv r^{(10)}, z^1 \equiv z^{(10)}$. Из (8) следует, что поле $z^1 \sim \vec{\Omega}$ и может быть представлено в виде $z^1 = \vec{\Omega} \vec{z}^1$. Введя эффективный момент \vec{j}^e и учтя (11), получим решение (12) в виде

$$r_{12}^1 = -\Pi_{12} \vec{\Omega} \vec{j}_{12}^e, \quad \vec{j}_{12}^e \equiv \vec{j} - \vec{z}^1, \quad (13)$$

где поляризационный оператор $\Pi_{12} \equiv \Pi_{12}(0)$ ³⁾

$$\Pi_{12}(\omega) = \frac{n_1 - n_2}{E_1 - E_2 + \omega} \quad (14)$$

Свойство $\Pi_{11} = 0$ оказывается единственным следствием нормировки в (12). Тензор моментов инерции \mathcal{J} может быть легко найден из (10,13)

$$\mathcal{J}_{iK} \equiv \mathcal{J}_{iK}(0), \quad \mathcal{J}_{iK}(\omega) = -\frac{1}{2} \sum_{12} (j_i)_{12} (j_K^e)_{12} \Pi_{12}(\omega), \quad (15)$$

что совпадает с результатом [18]. В случае аксиальной симметрии $\mathcal{J}_{iK}(\omega) = \delta_{iK} \mathcal{J}_{xx}(\omega) \equiv \delta_{iK} \mathcal{J}_{\omega}$ ($i, K = x, y$)

В первом порядке по фоновым возбуждениям уравнения (5) принимают вид⁴⁾

$$\omega_p \tilde{r}^0 = [\tilde{r}^0, z^0] + [r^0, \tilde{z}^0], \quad [\tilde{r}^0, r^0]_+ = \tilde{r}^0, \quad (16)$$

где $r^{(01)} \equiv \tilde{r}^0 \sigma_z + \text{э.с.}$, $z^{(01)} \equiv \tilde{z}^0 \sigma_z + \text{э.с.}$. Решение (16) имеет вид

$$\tilde{r}_{12}^0 = \Pi_{12}(\omega_p) \tilde{z}_{12}^0 \quad (17)$$

Для описания НАЭ внутри полосы нам понадобится второй ро-

3) Здесь и далее некоторые величины определяются как функции параметра ω , что будет использовано в дальнейшем.

4) Поскольку здесь и ниже уравнения и вклады для различных типов фононов разделяются, то рассмотрение будет вестись для заданного фонона с частотой ω_p .

тационный порядок, в котором для ОМП и поля из (5,6) и учета (I3) следуют уравнения ($r^2 \equiv r^{(20)}, z^2 \equiv z^{(20)}$)

$$i \vec{\Omega} [\vec{I} \times \frac{\partial}{\partial \vec{I}}] r^1 + [r^1, \vec{\Omega} \vec{j}^e] = [r^0, z^2] + [r^2, z^0], \quad (I8)$$

$$[r^0, r^2]_+ + (r^1)^2 = r^2 \quad (I9)$$

которые с учетом (II, I3) легко решаются

$$r_{13}^2 = i \vec{\Omega} [\vec{I} \times \frac{\partial}{\partial \vec{I}}] (\vec{\Omega} \cdot \vec{j}^e) \frac{\Pi_{13}}{E_1 - E_3} + z_{13}^{(2)} \Pi_{13} + \frac{1}{E_1 - E_3} \sum \frac{\vec{\Omega} \vec{j}^e \vec{\Omega} \vec{j}^e}{\Omega_{12} \Omega_{23}} \times [\Pi_{12} - \Pi_{23}]. \quad (20)$$

Элементы ОМП смешанного порядка (II) определяют НАЭ в переходах между полосами. Обозначая $r^{(11)} \equiv \tilde{r}^1 \sigma_z^+ + \text{з.с.}$, $z^{(11)} \equiv \tilde{z}^1 \sigma_z^+ + \text{з.с.}$, получим из (5,6), учтя (I3), уравнения

$$\omega_p \tilde{r}^1 + [\tilde{r}^0, \vec{\Omega} \vec{j}^e] = [\tilde{r}^1, z^0] + [r^0, \tilde{z}^1] + [r^1, \tilde{z}^0], \quad (21)$$

$$[\tilde{r}^0, r^1]_+ + [\tilde{r}^1, r^0]_+ = \tilde{r}^1 \quad (22)$$

решение которых выражает \tilde{r}^1 через \tilde{z}^0, \tilde{z}^1

$$\tilde{r}_{13}^1 = \Pi_{13}(\omega_p) \tilde{z}_{13}^1 + \frac{1}{E_1 - E_3 + \omega_p} \sum \left\{ \vec{\Omega} \vec{j}^e \tilde{z}_{23}^0 [\Pi_{23}(\omega_p) - \Pi_{12}] - [\Pi_{12}(\omega_p) - \Pi_{23}] \tilde{z}_{12}^0 \vec{\Omega} \vec{j}^e \right\}. \quad (22)$$

3. СВОЙСТВА СИММЕТРИИ И СВЯЗЬ ПОЛОС

В феноменологическом (МСП) [6] подходе все НАЭ следуют из зависящего от момента смешивания полос недиагональной частью гамильтониана, которая по нашей классификации имеет порядок (II) $H^{(11)} \sim \gamma \delta \vec{I}^2 (\sigma_z + \sigma_z^+)$. Исходные полосы, однако, не являются наблюдаемыми состояниями; после диагонализации (перехода к физическим полосам) все НАЭ переносятся на операторы. Ниже с помощью следующего из (2,3) условия согласование коллективного гамильтониана H в порядке (II)

$$H^{(11)} = S_p \{ r^{(21)} z^0 + r^{(11)} z^1 + r^{(01)} z^2 \} \quad (23)$$

будет показано, что выбор $H^{(11)} = 0$ (6) является согласованным, т.е. состояния в теории являются физическими, а НАЭ заложены в ОМП. В (23), как обычно [I4, I5], взятие следа компенсирует один порядок адиабатической малости; при выводе (23) существенно использовалось следствие из симметрии взаимодействия $V_{ae} = V_{ea}$

$$S_p \{ r_1 z_2 \} = S_p \{ z_1 r_2 \}; z_{1(a)} = S_p \{ V_{ae} r_{1(e)} \}, z_{2(a)} = S_p \{ V_{ae} r_{2(e)} \}. \quad (24)$$

Диагональные матричные элементы $r^{(21)}$, входящие в (23) не могут быть определены из уравнений движения, но из условия нормировки (5) порядка (2I) $r^{(21)} = [r^{(21)}, r^0]_+ + [r^{(11)}, r^1]_+ + [r^{(01)}, r^2]_+$ с учетом правил отбора ($n_1 \neq n_2$) частей ОМП r_{12}^1 (I3), $r_{12}^{(01)}$ (I7) легко находится $r_{11}^{(21)} = \langle 1 | [r^{(11)}, [r^0, r^1]] + [r^2, [r^0, r^{(01)}]] | 1 \rangle$. Затем, возникший при подстановке этого выражения в (23) коммутатор $[r^2, z^0]$, выразим из уравнений движения (I8) и тождественно получим

$$H^{(11)} = S_p \{ \vec{\Omega} \vec{j}^e r^{(11)} \} + S_p \{ z^2 (r^{(01)} - [r^0, [r^0, r^{(01)}]]) \} + i \vec{\Omega} [\vec{I} \times \frac{\partial}{\partial \vec{I}}] S_p \{ r^{(01)} [r^0, r^1] \} + S_p \{ r^{(01)} [r^0, [r^1, \vec{\Omega} \vec{j}^e]] \} + S_p \{ r^{(11)} ([r^0, [r^0, \vec{\Omega} \vec{j}^e]] - \vec{\Omega} \vec{j}^e) \}. \quad (25)$$

Первый член в этом выражении равен нулю в силу сохранения момента (I0); равенство нулю второго члена следует из свойств первых порядков (I3, I7)

$$r^1 = [r^0, [r^0, r^1]], \quad r^{(01)} = [r^0, [r^0, r^{(01)}]]. \quad (26)$$

След в третьем члене (25) также исчезает. Действительно, в силу уравнений движения (I2, I6) получаем $S_p \{ r^{(01)} [r^0, r^1] \} = \sigma_z^+ \omega_p^{-1} S_p \{ \tilde{z}^0 [r^0, [r^0, r^1]] - z^1 [r^0, [r^0, \tilde{r}^0]] + \tilde{r}^0 \vec{\Omega} \vec{j}^e \} + \text{з.с.}$

Два первых слагаемых под знаком S_p в этом выражении взаимно компенсируются вследствие (26, 24), а третье равно нулю в силу условия сохранения момента (I0).

Учет свойств решения нулевого порядка (II) показывает, что в последнее слагаемое (25) дают вклад те элементы $r_{12}^{(11)}$ для ко-

торых $n_1 = n_2$; они могут быть легко найдены из условия нормировки (21) и подстановка их в (25) дает

$$H^{(1)} = Sp \{ r^{(01)} ([r^0, \vec{\Omega} \vec{j}^e]_+ - \vec{\Omega} \vec{j}^e, r^1]_+ + [r^0, [r^1, \vec{\Omega} \vec{j}^e]]) \} \quad (27)$$

Наконец, подставляя явные выражения для матричных элементов r^1 (13) и пользуясь правилами отбора ($n_1 \neq n_2$) элементов ОМП $r^{(01)}$ (17), легко убедиться, что слагаемые в (27) взаимно уничтожаются, т.е. выбор $H^{(1)} = 0$ является самосогласованным.

Принципиально важным здесь и далее является условие сохранения момента (10). Проблема внутренней непротиворечивости теории заключается в том, что после согласования поля задача полностью определена, но тем не менее требуется выполнить еще "дополнительное" условие (10). Поэтому необходимо показать, что условие сохранения момента в форме (10) следует из уравнений движения для ОМП и ротационной инвариантности взаимодействия $[j_a + j_c, V_{0c}] = 0$. Последнее условие может быть переписано с помощью (8) в эквивалентном виде, если ввести два слагаемых ОМП r_1, r_2 и поля S_1, S_2 , связанные между собой, как в (24)

$$Sp \{ \vec{j} [r_1, S_2] \} = Sp \{ \vec{j} [S_1, r_2] \} \quad (28)$$

Требуемое условие (10) может быть получено с точностью до первого фоновго порядка без разложения по параметру адиабатичности. Введя $r^{in} = \sum_n r^{(n0)}$, $r^{ex} = \sum_n r^{(n1)} \equiv \tilde{r}^{ex} \Omega_2^+ + \text{э.с.}$

и аналогичные суммы для поля в квазиклассическом приближении легко получить уравнения⁴⁾ (ср. (12, 16, 18))

$$i \vec{\Omega}^{in} [\vec{I} \times \frac{\partial}{\partial \vec{I}}] r^{in} = [r^{in}, S^{in} - \vec{\Omega}^{in} \vec{j}], \vec{\Omega}^{in} = \frac{\partial H}{\partial \vec{I}} \quad (29)$$

$$i \vec{\Omega}^{in} [\vec{I} \times \frac{\partial}{\partial \vec{I}}] \tilde{r}^{ex} + \omega_p \tilde{r}^{ex} = [r^{ex}, S^{in} - \vec{\Omega}^{in} \vec{j}] + [r^{in}, S^{ex}] \quad (30)$$

Уравнение (29), полученное в работе [19], в аксиальном случае переходит в уравнение МПВ.

Полагая в (28) $r_1 = r_2 = r^{in}$, из (29) получим

$$i \vec{\Omega}^{in} [\vec{I} \times \frac{\partial}{\partial \vec{I}}] Sp \{ r^{in} \vec{j} \} = Sp \{ r^{in} [\vec{j}, \vec{\Omega} \cdot \vec{j}] \}, \text{ что в силу ком-}$$

мутационных соотношений одночастичного момента не противоречит требуемому условию $\frac{1}{2} Sp \{ r^{in} \vec{j} \} = \vec{I}$. Вполне аналогично, полагая $r_1 = r^{ex}$, $r_2 = r^{in}$, из (28, 30) выводим $\omega_p Sp \{ \vec{j} r^{ex} \} = 0$, что для реальных фононов ($\omega_p \neq 0$) воспроизводит (10).

4. СОГЛАСОВАНИЕ ПОЛЯ И ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ

Существующие расчеты НАЭ проводились для аксиальных ядер и базировались на МСП, в которой вероятность перехода из полосы типа K^π в основную есть

$$B(E2; K^\pi I \rightarrow g I') = B^{rot}(E2; K^\pi I \rightarrow g I') \{ 1 + \mathcal{L} [I'(I'+1) - I(I+1)] \}^2 \quad (31)$$

где B^{rot} - вероятности, даваемые правилами Алаги; для $K^\pi = 0^+$ стандартный параметр $Z_0 \equiv \mathcal{L}$, а для $K^\pi = 2^+$ $Z_2 \equiv \mathcal{L}/2$. В МСП получается [11]

$$Z_0 = \frac{Q_0}{2\omega_p j_0^2} \frac{\partial j_0}{\partial Q_0}, \quad Z_2 = \frac{\sqrt{6} Q_0}{2\omega_p j_0^2} \frac{\partial j_0}{\partial Q_2}, \quad (32)$$

где $j_0 \equiv j_{xx}(0)$ (15) - момент инерции, Q_0 аксиальный, а Q_2 - неаксиальный статический квадруполь. Выражение для внутриволосных переходов имеет вид [6, 8]

$$B(E2; g I \rightarrow g I') = B^{rot}(E2; g I \rightarrow g I') \times \left\{ 1 + \frac{1}{2} (d_0 + d_2 - 4d_2 \delta_{II'}) [I(I+1) + I'(I'+1)] + 3d_2 \delta_{II'} \right\}^2 \quad (33)$$

где при $I \neq I'$ МСП, а при $I = I'$ МСП и МПВ [11] дают

$$d_0 = \frac{1}{2j_0^2 C_0 Q_0} \frac{\partial j_0}{\partial Q_0}, \quad d_2 = \frac{1}{2\sqrt{6} j_0^2 C_2} \frac{\partial j_0}{\partial Q_2}; \quad (34)$$

C_0, C_2 жесткости относительно K^π - колебаний. Выражения (32, 34) приводят к обычно используемой [2, 9] связи [8]

$$d_0 = 2Z_0 \frac{B^{rot}(E2; 0^+ I \rightarrow g I')}{B^{rot}(E2; g I \rightarrow g I')}, \quad d_2 = \frac{Z_2}{6} \frac{B^{rot}(E2; 2^+ 2 \rightarrow g 0)}{B^{rot}(E2; g 2 \rightarrow g 0)} \quad (35)$$

Для прояснения физического смысла результатов микроскопии и сравнения их с (31-35) важно найти вариацию тензора моментов инерции δj при внешнем изменении статического поля δS . Про-

варьируя уравнения (12) получим $(\delta r_{12}^0 = \Pi_{12} \delta S_{12})$

$$[\delta r^i, \delta^0] + [r^0, \delta S^i] + [r^i, \delta S] = [\bar{\Omega}_j^e, \delta r^0] + \quad (36)$$

+ $[r^0, I_{ij} (\delta J^{-1} \delta J^{-1})_{ik}]$,
 после чего $\delta J \equiv S_p \{ \delta J^i \delta S^j \}$ находится из условия сохранения
 момента $S_p \{ \delta r^i j^j \} = 0$ (поле δ (8) предполагается T-четным,
 так что $\delta S^i = S^i = 0$)

$$\left(\frac{\delta J_{ik}}{\delta S_{12}} \right)_{13} \equiv \frac{\delta J_{ik}}{\delta S_{12}} = \frac{1}{2} \sum \left[(i)_{12} (j)_{23} + (i-k) \right] \frac{1}{E_1 - E_3} [\Pi_{23} - \Pi_{12}]. \quad (37)$$

Если пренебречь первым членом в (18), который важен для со-
 хранения момента (раздел 3), однако обращается в ноль в акси-
 альном случае и, как можно показать, в силу симметрии группы
 эллипсоида не дает вклада в квадрупольный момент, то сравнивая
 (37) и (20) получим аналог тождества Уорда

$$\Gamma_{12}^2 = -I_i I_k (\delta J^{-1} \frac{\delta J}{\delta S_{12}} \delta J^{-1})_{ik} + \Pi_{12} S_{12}^2 \quad (38)$$

которое является точным в случае аксиальной симметрии, если в
 (37) заменить \bar{j} на J^e (13).

Для согласования поля параметризуем взаимодействие в виде
 $V_{ob} = -\sum_{n=1} \chi_n f_n(a) f_n(b)$, где f_n - набор эрмитовских опе-
 раторов, χ_n - константы взаимодействия, после чего получим
 выражение для поля (8)

$$\delta = \varepsilon - \sum_{n=0} \chi_n f_n F_n; \quad F_n = \frac{1}{2} S_p \{ f_n r \} \quad (n \neq 0). \quad (39)$$

Здесь член с $n=0$ (химический потенциал $\lambda \equiv F_0$) обеспечивает
 сохранение числа частиц $A = \frac{1}{2} S_p \{ f_0 r \}$, $f_0 = \bar{\sigma}$, $\chi_0 = 1$. Под-
 ставляя (38) в (39) получим систему уравнений для коллективных
 операторов F (39) в порядке (20)

$$\sum_m X_{nm} F_m^{(20)} = I_i I_k (\delta J^{-1} \frac{\delta J}{\delta F_m} \delta J^{-1})_{ik}, \quad \frac{\partial J}{\partial F_m} \equiv S_p \left\{ \frac{\delta J}{\delta S} \frac{\partial S}{\partial F_m} \right\} \quad (40)$$

где введена статическая матрица жесткостей ядра относительно
 коллективных переменных

$$X_{mn} = X_{nm}^* = \chi_m (\delta_{mn} - \delta_{m0} \delta_{n0}) + \frac{1}{2} \chi_m \chi_n \sum_{l2} (f_m)_{l2} (f_n)_{l2} \Pi_{l2} \quad (41)$$

Матрица X может быть диагонализирована с помощью унитарного пре-
 образования $X \rightarrow X' = Z X Z^+$, определяющего статические нор-
 мальные моды (СНМ) поля $\Phi_n = \sum Z_{nm} F_m$ и соответствующие одно-
 частичные операторы $f_n = \sum Z_{nm} f_m$. Поле (39), выраженное че-
 рез СНМ уже недиагонально по n, m

$$\delta = \varepsilon - \sum_{nm} \chi_{nm} \Phi_n^+ \Phi_m, \quad \chi_{nm} = \chi_{mn}^* = \sum_l \chi_l Z_{ln}^* Z_{lm} \quad (42)$$

однако уравнения согласования (40) легко решаются

$$\Phi_n^{(20)} = \frac{1}{2 \chi_{nn} c_n} (\delta J^{-1} \frac{\delta J}{\delta \Phi_n^+} \delta J^{-1})_{ik} I_i I_k, \quad \frac{\partial J}{\partial \Phi_n^+} \equiv -\sum_{mn} S_p \left\{ \frac{\delta J}{\delta S} \chi_{mn}^* \Phi_m \right\}, \quad (43)$$

где введена безразмерная жесткость ядра по отношению к СНМ Φ_n

$$c_n = 1 + \frac{1}{2 \chi_{nn}} \sum_{l2} \left| \left(\frac{\partial S}{\partial \Phi_n} \right)_{l2} \right|^2 \Pi_{l2} \quad (44)$$

После этого задача о нахождении E2-переходов внутри полосы
 легко решается с помощью (9) при $q = q^E$, элементов ОМП (11,
 38) и поле, заданном (42, 43). Приведем ответ в случае аксиаль-
 ной симметрии статического поля ($[J_z, S^0] = 0$)

$$\hat{Q}_\mu^E = Q_0^E D_{\mu 0}^{2+} + Q_0^{(2)}(E2) \frac{1}{2} [D_{\mu 0}^{2+}, I^2]_+ + Q_2^{(2)}(E2) \sum_{|\lambda|=1} [D_{\mu 2\lambda}^{2+}, I_\lambda^2]_+, \quad (45)$$

где $Q_0^E = \frac{1}{2} S_p \{ q_0^E r^0 \}$ - статический E2-момент, $I_{\pm 1} \equiv I_x \pm i I_y$
 и

$$Q_\mu^{(2)}(E2) = \frac{1}{2 \bar{q}_0^2} \left\{ S_p \left\{ \frac{\delta J_0}{\delta S} q_\mu^{(2)} \right\} + \frac{1}{2} \sum_{l2} \left(\frac{1}{\chi_{nn} c_n} \frac{\partial J_0}{\partial \Phi_n^+} (q_\mu^{(2)})_{l2} \frac{\partial S_{21} \Pi_{l2}}{\partial \Phi_n} \right) \right\} \quad (46)$$

где $\mu = 0, 2$; $q_\mu^{(2)} = \frac{1}{2} (q_\mu^E + q_{-\mu}^E)$; $\frac{\delta J_0}{\delta S} \equiv \frac{\delta J_{zz}}{\delta S}$ (37). Матрич-

ные элементы (45) между состояниями полосы приводятся к виду
 (33), причем

$$d_0 = Q_0^{(2)}(E2) / Q_0^E, \quad d_2 = 2 Q_2^{(2)}(E2) / \sqrt{6} Q_0^E. \quad (47)$$

Из (46,47) ясно, что выражение (35) справедливо только когда E2-момент Q^E совпадает с одной из СМ P . Это очевидно уже из (43) и легко следует из (46) при учете диагональности матрицы жесткостей X (41) в представлении СМ и выражений (42,44).

Далее рассмотрим межполосные переходы. Поле порядка (0^1) подчиняется уравнению, следующему из (17,39).

$$\sum_m X_{nm}^{\omega} \tilde{F}_m^0 = 0 ; F_n^{(0)} \equiv \tilde{F}_m^0 \sigma_2^+ + \text{э.с.} \quad (48)$$

где выражения для динамической матрицы жесткостей X^{ω} и связанных с ней жесткостей $c(\omega_p)$ могут быть получены из (41,44) при замене Π на $\Pi(\omega_p)$. Вполне аналогично предыдущему могут быть введены динамические нормальные моды (ДНМ) $\tilde{\Phi}_n, \tilde{\Psi}_n$, для которых система (48) расщепляется, давая секулярное уравнение для частоты ω_p , $c(\omega_p) = 0$ и тривиальное условие для амплитуд ДНМ $\tilde{\Phi}_n = 0$ при $n \neq p$ (Фонон "типа p "), что приводит к выражению для поля \tilde{z}^0 (16,17) через ДНМ (ср. (42))

$$\tilde{z}^0 = -\tilde{\Phi}_p^0 \sum_m \chi_{mp}^{\omega} \tilde{\Psi}_m^+ \equiv \tilde{\Phi}_p^0 \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \tilde{\Phi}_p} \quad (49)$$

При согласовании поля в порядке (1^1) мы рассмотрим только случай аксиальной симметрии статического поля z^0 и фоновых состояний с $K^{\pi} = 0^+, 2^+$. При этом \tilde{z}^0 изменяет одночастичную проекцию на $0, \pm 2$ ⁵⁾. Правила отбора $r^{(1)}$ (22) при этом есть $\Delta j_z = \pm 1, \pm 3$. Поэтому существенную для вычисления квадрупольного оператора \hat{Q}^E (9) часть поля \tilde{z}^1 с $\Delta j_z = \pm 1$ можно с помощью (39) записать в виде⁶⁾

$$\tilde{z}^1 = -\sum_n \sum_{|\lambda|=1} \tilde{F}_{n\lambda}^1 [j_{\lambda}, f_n^0] \chi_n, \quad \tilde{F}_{n\lambda}^1 = \frac{1}{2} Sp \{ \tilde{r}^1 [j_{\lambda}, f_n^0] \}, \quad (50)$$

где f_n^0 - те из операторов f_n (39), которые не меняют j_z ; $\chi_n = \ell_n(\ell_n+1)$, ℓ_n - мультипольность оператора f_n . После подстановки (22) в (50), учитывая правила отбора по j_z и пред-

5) Существуют два вырожденных по частоте фонона с $K^{\pi} = \pm 2^+$. Физический фонон есть суперпозиция $|1I\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_2^+ + (-)^I \sigma_{-2}^+) |0I\rangle$

6) Подобное представление поля предложено Н.И. Пятовым в задаче об 1^+ -возбуждениях [21].

полагая T -четность нулевого порядка (II), получим уравнения для $\tilde{F}_{n\lambda}^1$

$$\tilde{F}_{n\lambda}^1 + \frac{1}{2} \sum_{l_3, m} \tilde{F}_{m\lambda}^1 \Pi_{l_3}(\omega_p) [j_{\lambda}, f_n^0]_{l_3} [j_{\lambda}, f_m^0]_{l_3} \frac{\chi_m}{\chi_n} = \quad (51)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{l_2, m} [j_{\lambda}, f_n^0]_{l_2} \tilde{I}_{l_2}^e \tilde{z}_{l_2}^0 T_{l_2, l_3}(\omega_p) \frac{1}{E_1 - E_2},$$

где выражение T есть

$$T_{l_2, l_3}(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{n_2 - n_3}{(E_1 - E_3)^2 - \omega^2} \frac{(E_1 - E_2)(E_1 - E_3) + \omega^2}{(E_1 - E_2)^2 - \omega^2} - \frac{n_2 - n_3}{E_2 - E_3} \frac{E_1 - E_2}{(E_1 - E_2)^2 - \omega^2} + \dots \right\} \quad (52)$$

Оператор \hat{Q}^E для межполосных переходов найдем из (9), полагая $r = r^{(0)} + r^{(1)}$ (17,22), учитывая правила отбора по j_z и используя тождество $[j_{\lambda}, \rho_0] \equiv \sqrt{6} Q_{\lambda}^+$, $\lambda = \pm 1$. Для $K^{\pi} = 0^+$ - колебаний

$$\hat{Q}_{\mu}^E = \tilde{Q}_0^0(E_2) (\sigma_{z_0}^+ + \sigma_{z_0}) D_{\mu 0}^{2*} + \tilde{Q}^1(E_2) (\sigma_{z_0}^+ - \sigma_{z_0}) \frac{1}{2} \sum_{|\lambda|=1} [D_{\mu \lambda}^{2*}, I_{-\lambda}]_+, \quad (53)$$

для $K^{\pi} = 2^+$ колебаний

$$\hat{Q}_{\mu}^E = \tilde{Q}_2^0(E_2) \sum_{|\lambda|=2} (\sigma_{z_{\lambda}} + \sigma_{z_{-\lambda}}) D_{\mu \lambda}^{2*} + \tilde{Q}^1(E_2) \sum_{|\lambda|=1} (\sigma_{z_{-2\lambda}} - \sigma_{z_{2\lambda}}) \frac{1}{2} [D_{\mu \lambda}^{2*}, I_{\lambda}]_+; \quad (54)$$

$$\tilde{Q}_K^0(E_2) = \frac{1}{2} Sp \{ \tilde{r}^0 Q_K^E \}, \quad \tilde{Q}^1(E_2) = -\frac{1}{2\sqrt{6}} Sp \{ \tilde{r}^1 [j_x, \rho_0] \} \quad (55)$$

где использовано представление $\tilde{r}^1 = \tilde{r}_i^1 I_i$ для ОМП (22).

Матричные элементы (53, 54) приводятся к виду (31), однако константы

$$z_0 = -\tilde{Q}^1(E_2) / \sqrt{6} \tilde{Q}_0^0(E_2), \quad z_2 = -\tilde{Q}^1(E_2) / \tilde{Q}_2^0(E_2) \quad (56)$$

в отличие от МСП (32) не могут в общем случае быть выражены через производные момента инерции, так как система (51) не упрощается даже для нормальных мод, а правая часть (51) выражается через $\frac{\delta J}{\delta z}$ (при $\omega_p \rightarrow 0$) только когда в поле нулевого порядка $z^0 = \epsilon - \sum_n \chi_n f_n^0 F_n^0$ среди слагаемых с ненулевой мультипольностью преобладает одно, допустим $-\chi_N f_N^0 F_N^0$. Тогда

$$[j_{\lambda}, f_N^0]_{12} \approx -\frac{1}{F_N^0 \chi_N} [j_{\lambda}, z^0]_{12} = \frac{E_1 - E_2}{F_N^0 \chi_N} \quad (57)$$

Если этот же мультиполь преобладает и в поле \tilde{z}^1 , то уравне-

ния (51) легко решаются. Учитывая правила отбора по J_z для фононов с $K^z = 0^+$ получаем $\tilde{F}_{N\lambda}^{\pm} = \tilde{F}^{\pm} I_{\lambda}$, а для случая $5) K^z = \pm 2^+$ $\tilde{F}_{N\lambda}^{\pm} = I_{\lambda} \delta_{K-\lambda} \tilde{F}^{\pm}$; учет (57) в (51) приводит к

$$\tilde{F}^{\pm} = F_N^0 \tilde{\Phi}_P^0 \frac{\partial \tilde{J}_\omega}{\partial \tilde{\Phi}_P}, \quad \frac{\partial \tilde{J}_\omega}{\partial \tilde{\Phi}_P} = S_P \left\{ \frac{\delta \tilde{J}_\omega}{\delta S} \frac{\partial S}{\partial \tilde{\Phi}_P} \right\} \quad (58)$$

(ср. (49,40)), где $\tilde{J}_\omega \equiv \tilde{J}_{xx}(\omega_p)$ (15), $\frac{\delta \tilde{J}_\omega}{\delta S}$ - одночастичный оператор, который переходит в $\frac{\delta \tilde{J}_0}{\delta S}$ при $\omega_p \rightarrow 0$ и T - четном поле и аналогично (37) может быть получен варьированием момента инерции, но по фононной части поля.

$$\frac{\delta \tilde{J}_\omega}{\delta S_{13}} = \sum_{12} (J_x)_{12} (J_x)_{23} T_{123}(\omega_p). \quad (59)$$

Наконец, в рассматриваемом случае (37) отношение $\tilde{Q}^{\pm}(E2)/\tilde{Q}_K^0(E2)$, определяющее константы Z_K (56), можно получить явно из (22,50,55,58)

$$\frac{\tilde{Q}^{\pm}(E2)}{\tilde{Q}_K^0(E2)} = \frac{\tilde{\Phi}_P^0}{\tilde{Q}_K^0(E2)} \left\{ \frac{1}{2\omega_p \tilde{J}_0 \tilde{J}_\omega} \frac{\partial \tilde{J}_\omega}{\partial \tilde{\Phi}_P} \left[-\sqrt{6} Q_0^E + \frac{\omega^2}{\sqrt{6}} \sum_{13} \Pi_{13}(\omega_p) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (J_x)_{13} \frac{[J_x, Q_0^E]_{13}}{E_1 - E_3} \right] - \frac{\omega}{4\tilde{J}_0 \sqrt{6}} \sum_{123} \frac{[J_x, Q_0^E]_{12} (J_x)_{23}}{E_1 - E_2} \frac{\partial S_{31}}{\partial \tilde{\Phi}_P} T_{123}(\omega) \right\} \quad (60)$$

Отношение амплитуд $\tilde{\Phi}_P^0/\tilde{Q}_K^0(E2)$ может быть вычислено из (17,49) и оказывается равным

$$\frac{\tilde{\Phi}_P^0}{\tilde{Q}_K^0(E2)} = \left\{ \sum_{12} \Pi_{12}(\omega_p) \frac{\partial S_{12}(Q_K^E)}{\partial \tilde{\Phi}_P} \right\}^{-1} \quad (61)$$

Из ответа (56,60,61) следует, что феноменология МСП (32) справедлива только в адиабатике по колебаниям и когда E2-оператор совпадает с выделенным мультиполем f_N (57), а последний совпадает с ДНМ \tilde{F}_P (49), формирующей фонон. При этом из (57,59) легко видеть, что члены, содержащие $[J_x, Q_0^E]$ в (60) взаимно компенсируются и мы получаем (32). Соотношение (35) также справедливо только при этих условиях.

5. ПРИЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ К КОНКРЕТНЫМ ЯДРАМ В МОДЕЛИ СПАРИВАТЕЛЬНОГО И КВАДРУПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

("PP + QQ")

В этом разделе все выражения приводятся с раскрытой "спиновой" структурой [14], переменные суммирования не включают дополнительных "спиновых" индексов; используются двухквантовые энергии $E_{12} \equiv |E_1| + |E_2|$, $E_1 = \pm \sqrt{E_1^2 + \Delta_0^2}$, где Δ_0 - статическая энергетическая щель; факторы когерентности $\lambda_{12}^{(\pm)} = u_1 v_2 \pm u_2 v_1$, $T_{12}^{(\pm)} = u_1 u_2 \mp v_1 v_2$ выражены через стандартные амплитуды u, v преобразования Боголюбова, целочисленный индекс K пробегает значения 0,2; изотопический индекс $\tau = 1, \rho$ означает вклад частиц данного сорта в аддитивную величину; $\omega \equiv \omega_p$.

Поле в рассматриваемой модели имеет вид (ср. (39))

$$S = E - \sigma_3 \alpha \sum_{\mu} Q_{\mu} q_{\mu}^{\pm} - \sigma_1 \Delta - i \sigma_2 \Delta^{(\pm)} \quad \text{где } Q_{\mu} = \frac{1}{2} S_P \{ r \sigma_3 q_{\mu} \}, \\ \Delta = \frac{G}{2} S_P \{ r \sigma_1 \}, \quad \Delta^{(\pm)} = -\frac{G}{2} S_P \{ r i \sigma_2 \},$$

G - спаривательная константа; квадрупольное взаимодействие выбрано изоскалярным ($\alpha_{pp} = \alpha_{nn} = \alpha_{np}$).

Выражение (46, 47) для констант Z_K и связанные с ним величины приобретают вид

$$Z_K = \frac{1}{2\sqrt{1+5\delta_{K2}} \tilde{J}_0^2 C_K Q_0^E} \left\{ e_p \frac{dJ_0^p}{dQ_K} + e_n \frac{dJ_0^n}{dQ_K} + (e_p - e_n) \left(x_K^p \frac{dJ_0^p}{dQ_K} - x_K^n \frac{dJ_0^n}{dQ_K} \right) \right\} \quad (62)$$

где e_p, e_n - эффективные заряды для НАЭ. Величины $x_K^{\tau} \equiv x_K^{\tau}(0)$ и выражающиеся через них жесткости относительно коллективных степеней свободы $C_K \equiv C_K(0)$ (44) выражаются согласно

$$C_K(\omega) = 1 - x_K^p(\omega) - x_K^n(\omega); \quad x_K^{\tau}(\omega) = \alpha \sum_{12}^{(\tau)} (Q_K)_{12}^2 \frac{\lambda_{12}^{(\tau)2} E_{12}}{E_{12}^2 - \omega^2} + \\ + \delta_{K0} \left\{ a_{\tau}^{\tau}(\omega) \frac{\partial \Delta_{\tau}(\omega)}{\partial Q_0} + b_{\tau}^{\tau}(\omega) \frac{\partial \lambda_{\tau}(\omega)}{\partial Q_0} \right\} \quad (63)$$

Амплитуды интерференции "PP" и "QQ" каналов имеют вид

$$a_{\tau}^{\tau}(\omega) = \sum_1^{(\tau)} (Q_0)_{11} \frac{\lambda_{11}^{(\tau)2} E_{11}}{E_{11}^2 - \omega^2}, \quad b_{\tau}^{\tau}(\omega) = \sum_1^{(\tau)} (Q_0)_{11} \frac{\lambda_{11}^{(\tau)2} E_{11}}{E_{11}^2 - \omega^2},$$

$$a^{\tau}(\omega) = \sum_1^{(\tau)} \frac{b_{11}^{(+)} \gamma_{11}^{(+)} E_{11}}{E_{11}^2 - \omega^2}, \quad b^{\tau}(\omega) = \sum_1^{(\tau)} \frac{b_{11}^{(+)} E_{11}}{E_{11}^2 - \omega^2}. \quad (64)$$

Встречающиеся в (63) и далее функции параметра ω , обозначенные как символические производные, переходят в обычные производные при $\omega \rightarrow 0$ и связаны с варьированием соответствующих величин по фоновой части поля (ср. (58) и ниже).

$$\frac{\partial \Delta^{\tau}(\omega)}{\partial Q_0} = d_{\tau}^{-1} \mathcal{X} [b^{\tau}(\omega) a_q^{\tau}(\omega) - a^{\tau}(\omega) b_q^{\tau}(\omega)], \quad (65)$$

$$\frac{\partial \lambda^{\tau}(\omega)}{\partial Q_0} = -d_{\tau}^{-1} \mathcal{X} [b^{\tau}(\omega) b_q^{\tau}(\omega) + a^{\tau}(\omega) a_q^{\tau}(\omega)];$$

$$d_{\tau} \equiv [1 - (\frac{\omega}{2\Delta_0})^2] [b^{\tau}(\omega)]^2 + [a^{\tau}(\omega)]^2.$$

Явные выражения для производных момента инерции (см. (36, 46) и (58, 59)) приведены ниже.

$$\frac{d\mathcal{J}\omega}{dQ_K} = \frac{\partial \mathcal{J}\omega}{\partial Q_K} + \delta_{K0} \left\{ \frac{\partial \mathcal{J}\omega}{\partial \Delta} \frac{\partial \Delta_c(\omega)}{\partial Q_0} + \frac{\partial \mathcal{J}\omega}{\partial \lambda} \frac{\partial \lambda^{\tau}(\omega)}{\partial Q_0} \right\}; \quad (66)$$

$$\frac{\partial \mathcal{J}\omega}{\partial Q_K} = \mathcal{X} \sum_{123}^{(\tau)} (j_x)_{12} \frac{(q_K + q_{-K})_{23} (j_x)_{31} t_{123}(\omega)}{1 + \delta_{K0}}, \quad (67)$$

$$\frac{\partial \mathcal{J}\omega}{\partial \lambda} = \sum_{12}^{(\tau)} (j_x)_{12}^2 t_{122}(\omega),$$

$$t_{123}(\omega) = 2 b_{12}^{(+)} \left\{ \frac{b_{23}^{(+)} \gamma_{31}^{(-)}}{E_{23}^2 - \omega^2} \left(\frac{E_{12} E_{23} + \omega^2}{E_{12}^2 - \omega^2} + \frac{E_{23}}{E_{12}} \right) - \frac{\gamma_{23}^{(+)} \gamma_{31}^{(-)} E_{13}}{E_{12} (E_{13}^2 - \omega^2)} \right\}; \quad (68)$$

$$\frac{\partial \mathcal{J}\omega}{\partial \Delta} = 2 \sum_{123}^{(\tau)} (j_x)_{12}^2 b_{12}^{(+)} \left\{ \frac{\gamma_{22}^{(+)} \gamma_{21}^{(-)}}{E_{22}^2 - \omega^2} \left(\frac{E_{12} E_{22} + \omega^2}{E_{12}^2 - \omega^2} + \frac{E_{22}}{E_{12}} \right) - \frac{b_{22}^{(+)} b_{12}^{(-)}}{E_{12}^2 - \omega^2} \right\} \quad (69)$$

Значения производных при $\omega = 0$ согласуются с [II].

Константы Z_K (31) выражаются в следующей форме (56, 60, 61)

$$Z_K = \frac{\tilde{Q}_K^0}{\tilde{Q}_K^0(E2)} \frac{\sqrt{1 + 5\delta_{K2}}}{2\omega \gamma_0 \gamma_{\omega}} \left\{ e_p Q_0^p + e_n Q_0^n \frac{d\mathcal{J}\omega}{dQ_K} + \frac{\omega^2 (e_p - e_n)}{3\mathcal{X} Q_0} \left[\mathcal{J}_{\omega}^p \frac{d\mathcal{J}\omega}{dQ_K} - \mathcal{J}_{\omega}^n \frac{d\mathcal{J}\omega}{dQ_K} \right] \right\} \quad (70)$$

где ω - частота соответствующих $K^{\pi} = 0^+, 2^+$ - колебаний, Q_0^{τ} - статический (массовый) квадрупольный момент,

$$\mathcal{J}_{\omega} = \sum_{12} (j_x)_{12}^2 \frac{b_{12}^{(+)} E_{12}}{E_{12}^2 - \omega^2}. \quad (71)$$

Отношение массового квадрупольного момента перехода $\tilde{Q}_K^0 = \frac{1}{2} S_p \{ \tilde{r}^0 \sigma_3 q_0 \}$ к E2-моменту $\tilde{Q}_K^0(E2)$ может быть найдено подобно (61) и есть

$$\tilde{Q}_K^0 / \tilde{Q}_K^0(E2) = \left\{ e_p' x_K^p(\omega) + e_n' x_K^n(\omega) \right\}^{-1} \quad (72)$$

где эффективные заряды e' входят только в (72) и должны воспроизводить E2-переходы в колебательные состояния в нулевом приближении по вращению.

Кратко обсудим качественные особенности замкнутых ответов (62) и (70, 72). Феноменологические выражения (32, 34) для констант, характеризующих НАЭ в переходах (31, 33) в соответствии с результатами раздела 4 справедливы только в модели одного сорта частиц ($e_p = e_n = e_p' = e_n'$) и в адиабатике по колебаниям; для $K^{\pi} = 0^+$ кроме того требуется отсутствие интерференции со спариванием в (63). Члены, пропорциональные $e_p - e_n$ в (62, 70) описывают перераспределение квадрупольного момента между протонами и нейтронами, причем этот эффект различается для внутри- и междуполосных переходов. Вхождение колебательной частоты в энергетические знаменатели (70) свидетельствует о невозможности разделения одночастичных и коллективных степеней свободы в отсутствии адиабатики по последним.

Как следует из общей структуры НАЭ - пропорциональности производным момента инерции по коллективным переменным, модель "pp + qq" должна хорошо описывать E2-переходы, так как момент инерции существенно зависит только от квадрупольного момента и энергетической щели (вблизи равновесных значений). Поэтому были проведены расчеты величин \mathcal{X} , Z_K по формулам этого раздела для ядер редкоземельной области.

Матричные элементы одночастичных операторов и энергетические схемы соответствуют потенциалу Вудса-Саксона [22].⁷⁾ Статический квадрупольный момент $Q_0^p \approx Q_0^E$, $Q_0^n \approx \frac{N}{Z} Q_0^E$ брался из эксперимента [23] или получался гладкой интер(экстра)поляцией по соседним ядрам. Квадрупольная константа \mathcal{X} подбиралась, чтобы воспроизвести энергию β - колебаний [24], что эквива-

⁷⁾ Автор благодарен Д. Караджову и другим сотрудникам отдела теории ядра ЛТФ ОИЯИ за предоставление численной информации.

лентно извлечению жесткости C_0 (63) из эксперимента. Другая зависимость от \mathcal{X} в (62) отсутствует, а в (70) входит только в комбинации $\mathcal{X} Q_0$, выражающейся через параметр деформации. Для ядер с неизвестной β -полосой значение фиксировалось по ядру ^{152}Sm .

В знаменатели выражений (62,70) подставлялось экспериментальное значение момента инерции J_0^{exp} . Справедливость такой процедуры обоснована в [17], где показано, что учет даваемой теорией квантовых поправок к квазиклассической формуле (71) приводит рассчитанный момент инерции в соответствие с экспериментальным. При расчете принималось $J_\omega^{exp} = J_\omega J_0^{-1} J_0^{exp}$.

Эффективные заряды, учитывающие неодночастичность тока ядра и ограниченность пространства состояний при реальных расчетах не могут быть введены универсальным способом, однако в статическом пределе они должны переходить в затравочные. Близкая ситуация должна осуществляться для НАЭ, характеризуемых малой частотой вращения $\Omega \sim J_0^{-1} \ll E$. Вторая причина перенормировки зарядов здесь также несущественна, поскольку суммы в (62,70) хорошо сходятся. Поэтому мы приняли $e_p = 1; e_n = 0$. Для переходов в колебательные состояния частота ω не мала, соответствующие суммы (72) сходятся плохо. Воспользовавшись результатами [25], мы положили $e_p' = 1,2; e_n' = 0,2$.

Для проверки устойчивости результатов относительно вариации исходных данных расчет проводился в трех вариантах.

Вариант А. Энергетическая схема и значения энергетической щели соответствуют области $A = 165$ [22].

Вариант В. Отличается от варианта А значениями энергетической щели, которые извлечены из данных по массам ядер [II] и систематически на 20 + 30% меньше, чем в [22].

Вариант С. Отличается от варианта А энергетической схемой, соответствующей области $A = 173$ [22].

На рис. 1-3 представлены результаты расчетов для величин $\alpha \equiv \alpha_0 + \alpha_2, Z_0, Z_2$. Как легко видеть, расчет устойчив для большинства ядер. Однако в "мягких" ($C_0 \sim 0,01$) ядрах ^{160}Yb , ^{166}Hf , где неизвестны β -вибрационные состояния, наблюдается неустойчивость значений α ; неустойчив также расчет Z_2 для $^{152}Sm, ^{154}Gd, ^{156}Dy$. Приведенные экспериментальные по-

грешности констант характеризуют как неопределенность в вероятностях переходов, так и качество подгонки, даваемой формулами (31, 33). Экспериментальные данные брались из работ [1-3, 5, 9 - II, 26 - 37]. Согласие с экспериментом в большинстве случаев оказывается хорошим.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко подытожим основные моменты и результаты работы.

Главным в разделе 3 является установление того факта, что взаимодействие возбуждений различной природы естественным образом описывается в методе ОМП без введения смешивания полос. При этом состояния, с которыми оперирует теория, являются наблюдаемыми, коллективный гамильтониан диагонален, а НАЭ заложены в соответствующих слагаемых ОМП.

Нормальные моды поля, введенные в разделе 4, оказались удобным инструментом для проведения согласования и описания НАЭ. Был выведен аналог тождества Уорда - связь между слагаемыми ОМП и вариационными производными момента инерции. Показано, что НАЭ пропорциональны производным по амплитудам нормальных мод. Из явного вида ответов установлена область применимости феноменологического подхода смешивания полос, которая оказалась далекой от реальности.

В разделе 5 в модели "PP + QQ" были получены замкнутые ответы для констант, характеризующих НАЭ, на примере которых проиллюстрирована общая теория (раздел 4). Проведенные численные расчеты продемонстрировали хорошую устойчивость и согласие с экспериментом для большинства ядер и дали большое количество предсказаний для еще неизмеренных величин.

Автор благодарен акад. С.Т. Беляеву, В.Г. Зелевинскому за полезные обсуждения, Н.И. Пятову за информативные беседы.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дж. Гамильтон, Изв. АН СССР, сер. физич. 36, I7, 1972.
2. N. Rud, G.T. Evan, A. Christy, D. Ward, R.L. Graham, J.S. Geiger, Nucl. Phys., A191, 545, 1972.
3. L. Varnell, J.H. Hamilton, R.L. Robinson, Phys. Rev., C3, 1265, 1971.
4. Дж. Гамильтон, в сб. Структура ядра, издание ОИЯИ, Д-6465, стр. 332.
5. D.H. White, T.A. Siddiki, Nucl. Phys., A217, 410, 1973.
6. A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear structure (Benjamin, New York) vol. 2 (в печати).
7. В.М. Михайлов, Изв. АН СССР, сер. физич. 30, I334, 1966.
8. G.D. Simons, A.D. Douglass, Phys. Lett., 24B, 11, 1967.
9. D. Ward, R.L. Graham, J.S. Geiger, N. Rud, A. Christy, Nucl. Phys. A196, 9, 1972.
10. Y. Yoshizawa, B. Elbek, B. Heiskind, M.C. Olsen Nucl. Phys. 73, 273, 1965.
11. E.R. Marshalek, Phys. Rev. 158, 993 (1967).
12. D. Inglis, Phys. Rev. 96, 1059, 1954; Phys. Rev. 103, 1786, 1956.
13. С.Т. Беляев, В.Г. Зелевинский, ЯФ, II, 741, 1970.
14. С.Т. Беляев, В.Г. Зелевинский, ЯФ, I7, 525, 1973.
15. В.Г. Зелевинский, М.И. Штокман. Препринт ИЯФ 88-73, Новосибирск, 1973; направлено в Nucl. Phys.
16. С.Т. Беляев, *Nucl. Phys.* 64, 17, 1965.
17. В.Г. Зелевинский, М.И. Штокман. Изв. АН СССР, сер. физич., 36, 2577, 1972.
18. А.Б. Мигдал, ЖЭТФ, 37, 249, 1959.
19. В.Г. Зелевинский, М.И. Штокман, Прогр. и тезисы 21 совещ. по ядерн. спектроскопии и структуре. "Наука", Л., 1971, стр. 179.
20. И.М. Павличенков, Nucl. Phys., 55, 225, 1964.
21. Н.И. Пятов, ЯФ, I6, 931, 1972.
22. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, В.Г. Соловьев, С.И. Федотов, ЭЧАЯ, 4, 357, 1973.
23. K. Lobner, M. Vetter, V. Hönig, Nucl. Data Tables, A7, 495, 1970.

24. M. Sakai, Nucl. Data Tables, 10, 511, 1972.
25. В.Г. Соловьев. Структура сложных ядер. "Наука", М., 1971, гл. 9, § 2.
26. D. Ward, H.R. Andrews, J.S. Geiger, R.L. Graham, J.F. Sharpey-Schafer, Phys. Rev. Lett., 30, 493, 1973.
27. M.T. Gillin, N.F. Peek, Phys. Rev. C4, 1334, 1971; H. Ejiri, G.B. Hagemann, Nucl. Phys., A161, 449, 1971.
28. T.L. Rhoo, J.C. Waddington, Z. Preibisz, M.W. Johns, Nucl. Phys. A202, 289, 1973; T. Hammer, H. Ejiri, G.B. Hagemann, Nucl. Phys. A202, 321, 1973.
29. R.M. Diamond, G.D. Simons, J.L. Quebert, K.H. Meier, J.R. Leigh, F.S. Stephens, Nucl. Phys. A184, 481, 1972.
30. M.H. Cardoso, R.F.A. Goudsmith, J. Konija, Nucl. Phys. A205, 121, 1973.
31. R.F. Casten, D. Breitig, W.R. Kane, S.F. Mughabghab, Phys. Rev. C3, 1035, 1973.
32. R.C. Greenwood, C.W. Reich, S.H. Vegors Jr., Phys. Lett., 33B, 213, 1970.
33. H.L. Nielssen, K. Bonde Nielsen, N. Rud. Phys. Lett., 27B, 150, 1968.
34. C. Guntner, D.R. Parsignault, Phys. Rev. 153, 1297, 1967.
35. O.H. Otteson, R.G. Helmer. Phys. Rev. 164, 1485, 1967.
36. R.H. Oehlberg, L.L. Riedinger, A.E. Rainis, A.G. Schmidt, E.G. Funk, J.W. Mihelich, Nucl. Phys., A219, 543, 1974.
37. D. Ward, H.R. Andrews, R.L. Graham, J.S. Geiger, S.H. Sie. Доклад на 24 совещании по ядерн. спектр. и структуре. Будет опубликовано в Изв. АН СССР, сер. физич.

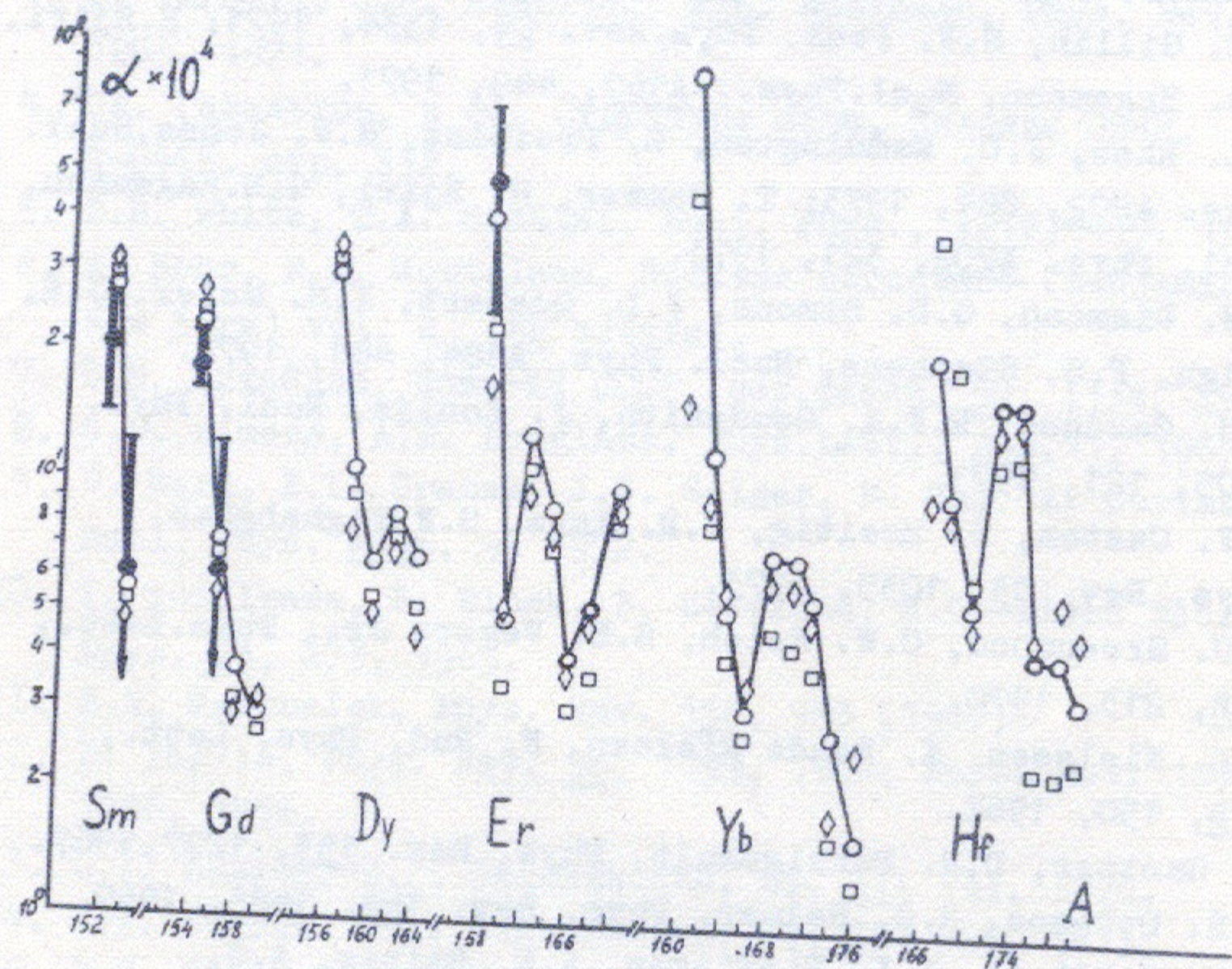


Рис. 1. Проверка устойчивости и сравнение с экспериментом значений константы α . ● - эксперимент; расчеты: ○ - вариант А, □ - вариант В, ◇ - вариант С, пояснения см. в тексте. Для удобства чтения некоторые однотипные точки соединены между собой.

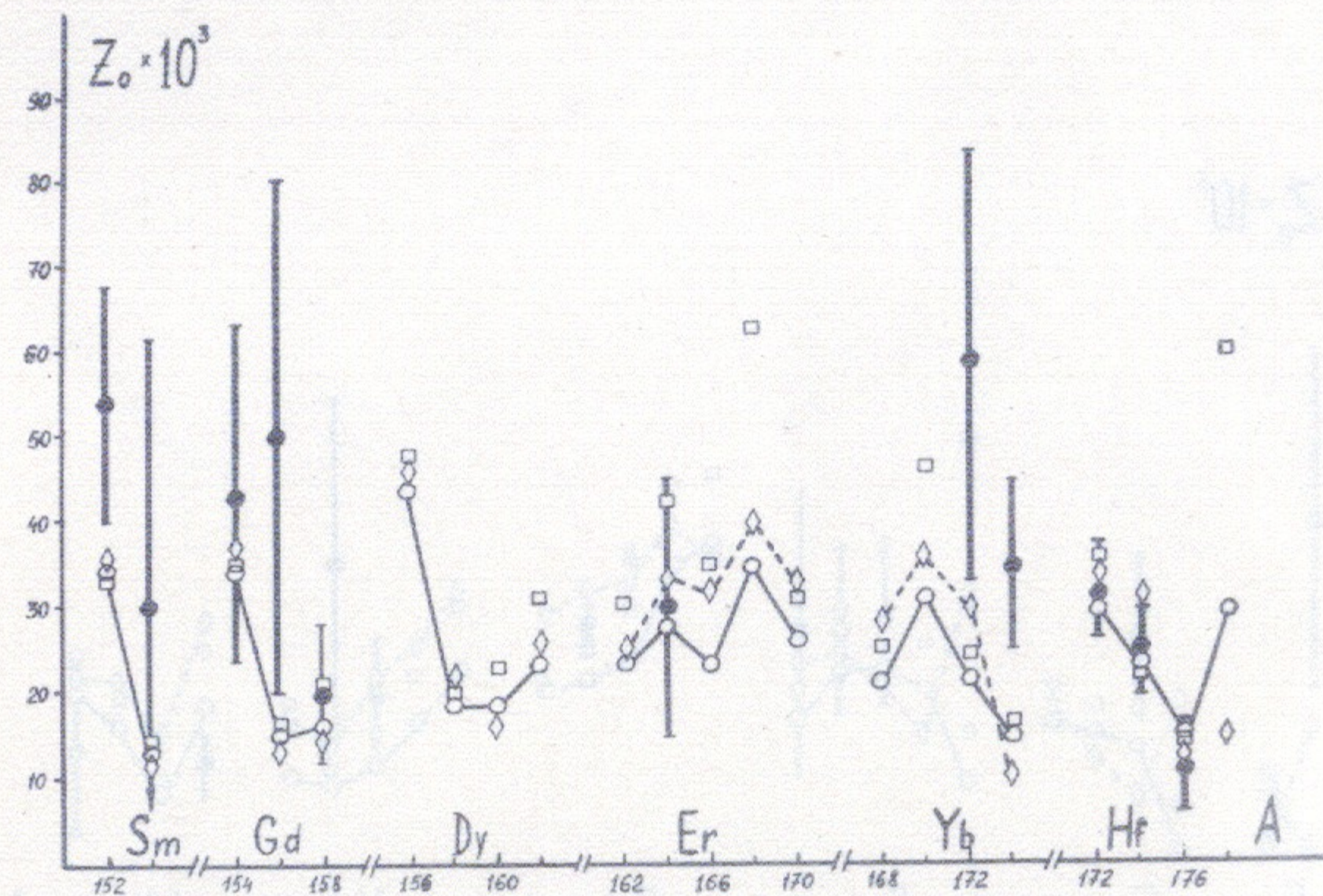


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для константы Z_0 .

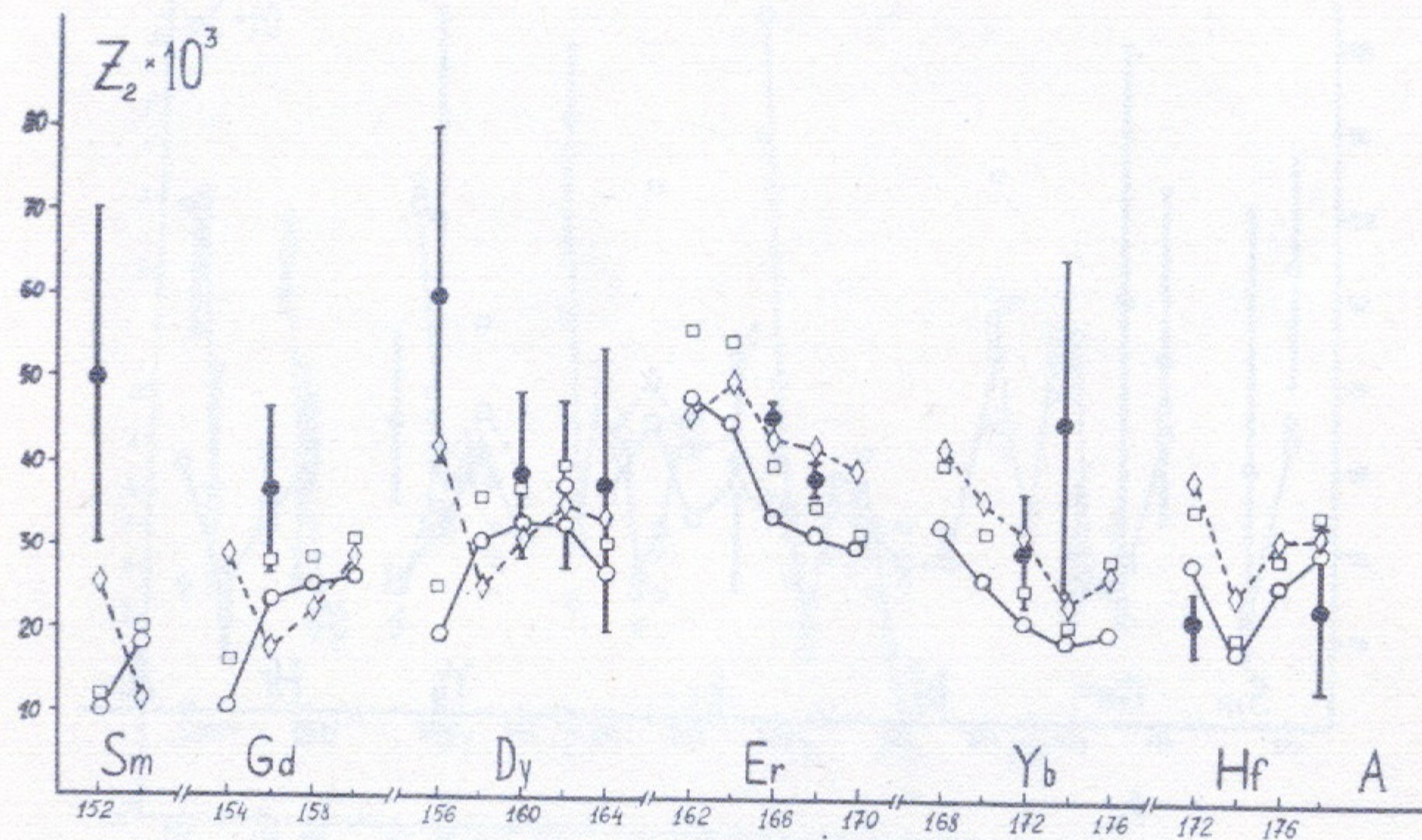


Рис. 3. То же, что на рис. I, но для константы Z_2 .

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ
 Подписано к печати 7.УШ-1974 года МН 08401
 Усл. 1,00 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
 Заказ № 63 . ПРЕПРИНТ.
 Отпечатано на роталпринте ИФ СО АН СССР.