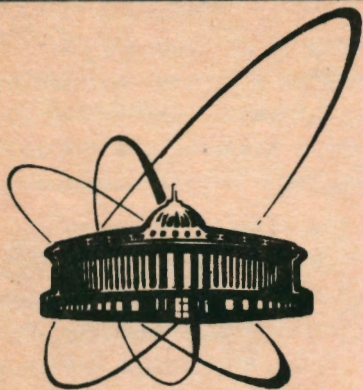


91-167



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-91-167

С. И. Баструков\*, Е. Б. Бальбуцев, И. В. Молодцова\*,  
М. Л. Бобрышев\*, А. В. Папыкин\*

ИЗОСКАЛЯРНЫЕ  $4^-$ - И  $5^-$ -ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ  
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

---

\*Саратовский государственный университет

1991

## 1. Введение

В работах /1-5/ с помощью нового метода (метода моментов) были рассчитаны энергии и вероятности возбуждения электрических и магнитных гигантских резонансов различной мультипольности вплоть до  $\lambda = 4$ . В данной статье метод моментов применяется для расчета магнитного  $4^-$ - и электрического  $5^-$ -резонансов.

Экспериментальная информация по ним пока не является систематической. Представленные в /6/ измерения сечений возбуждения Е5 коллективных мод  $\alpha$  - частицами на ядрах  $^{16}\text{Sn}$  и  $^{208}\text{Pb}$  служат, пожалуй, единственным надежным указанием на локализацию  $5^-$  - силы при энергиях соответственно  $20 \leq E_x \leq 30$  и  $16 \leq E_x \leq 26$ . Тем не менее теоретическое изучение высокомультипольных резонансов представляется актуальным в связи с недавно начатыми в КВИ (Гронинген, Голландия) экспериментами ( см. обзор /7/ и приведенные там ссылки). Кроме того, может оказаться интересным сравнение с другими расчетами /8-13/, особенно макроскопическими, поскольку большинство из них выполнено в приближении только квадрупольной деформации поверхности Ферми (ДФ), тогда как в нашем методе подчеркивается исключительная важность учета высших мультиполей в ДФ по мере возрастания мультипольности изучаемых резонансов.

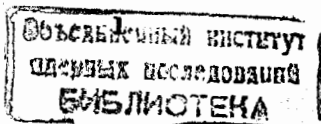
## 2. Основные уравнения и приближения

Формализм метода моментов достаточно полно изложен в работах /2, 4, 5/, поэтому здесь ограничимся лишь напоминанием его главных черт. Основной метод служит уравнение для матрицы плотности в зависящем от времени методе Хартри - Фока. Фурье-преобразованием оно превращается в уравнение для функции Вигнера. Интегрируя последнее по импульсам с различными весами, получаем динамические уравнения для таких коллективных характеристик ядерного вещества, как плотность  $n$  средняя скорость  $\vec{u}$ , тензор давлений  $P_{ij}$  и тензоры более высоких рангов:  $P_{ijk}$ ,  $P_{ijkl}$ ,  $P_{ijkln}$ . Уравнения для всех перечисленных величин, кроме последней, выписаны в /4/, а для  $P_{ijkln}$  имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t} P_{ijkln} + \sum_{\alpha}^3 \left[ P_{ijk\alpha} \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} - \frac{1}{\rho} P_{j\alpha k} \frac{\partial P_{n\alpha}}{\partial x_{\alpha}} \right]_{ijkln} + \sum_{\alpha}^3 \frac{\partial}{\partial x_{\alpha}} \left( P_{ijk\alpha n} u_{\alpha} + P_{ijk\alpha n\alpha} \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\rho = mn$ ,  $m$  - масса нуклона, символ  $[...]_{ijkln}$  означает симметризацию по индексам  $i, j, k, \alpha, n$ .

Опыт предыдущих расчетов /1-4, 9/ показывает, что энергии и вероят-



ности возбуждения изоскалярных мультипольных резонансов определяются, практически, только деформацией поверхности Ферми (ДПФ), т.е. оператором кинетической энергии. На этом основании мы пренебрегаем здесь нуклон-нуклонным взаимодействием, что существенно упрощает расчеты. Кроме того, мы не отличаем нейтроны от протонов и считаем ядерное вещество несжимаемым, а край ядра - резким.

В соответствии с правилами метода моментов теперь нужно написать системы вириальных уравнений для тензора 1-го, 3-го и 5-го рангов. Первая система получается интегрированием динамических уравнений для  $n$  и  $\vec{u}$  по координатам с весами  $x_i$  и 1, соответственно. Вторая система получается интегрированием уравнений для  $n$ ,  $\vec{u}$ ,  $P_{ij}$  и  $P_{ijk}$  по координатам с весами  $x_i x_j x_k$ ,  $x_j x_k$ ,  $x_k$  и 1, соответственно. Наконец, третья система получается интегрированием уравнений для  $n$ ,  $\vec{u}$ ,  $P_{ij}$ ,  $P_{ijk}$ ,  $P_{ijke}$  и  $P_{ijkln}$  с весами  $x_i x_j x_k x_e x_n$ ,  $x_j x_k x_e x_n$ ,  $x_k x_e x_n$ ,  $x_e x_n$ ,  $x_n$  и 1 соответственно.

Первая система описывает движение центра масс - она используется нами для его фиксации. Оставшиеся две оказываются очень удобными для описания движений малой амплитуды - небольших отклонений от состояния равновесия. С этой целью вириальные уравнения варьируются (т.е. все физические величины получают малые приращения, например,  $n = n^{(0)} + \delta n$ ) и линеаризуются по вариациям. Коллективными переменными задачи при этом служат следующие вариации интегральных характеристик ядра:

$$V_{ijk}(t) = \delta J_{ijk}(t), \quad \Pi_{ij,k}(t) = \delta \int P_{ij}(\vec{r}, t) x_k d\vec{r},$$

$$\Pi_{ijk}(t) = \delta \int P_{ijk}(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad V_{ijkln}(t) = \delta J_{ijkln}(t),$$

$$\Pi_{ij,kl,n}(t) = \delta \int P_{ij}(\vec{r}, t) x_k x_e x_n d\vec{r}, \quad \Pi_{ijk,ln} = \delta \int P_{ijk}(\vec{r}, t) x_e x_n d\vec{r},$$

$$\Pi_{ijkl,n}(t) = \delta \int P_{ijke}(\vec{r}, t) x_n d\vec{r}, \quad \Pi_{ijkln}(t) = \delta \int P_{ijkln}(\vec{r}, t) d\vec{r};$$

$$J_{ij\dots n}(t) = \int \rho(\vec{r}, t) x_i x_j \dots x_n d\vec{r}, \quad V_{ij\dots n}(t) = [V_{ij\dots n}(t)]_{ij\dots n},$$

$$V_{ij\dots n}(t) = \int \xi_i(\vec{r}, t) x_j \dots x_n d\vec{r}, \quad \vec{\xi}(\vec{r}, t) -$$

- малое смещение ядерного вещества. Формула для вариации  $\delta n$  получается с помощью уравнения непрерывности:  $\delta n = -\text{div}(n\vec{u})$ , где  $\vec{\xi} = \delta \vec{u}$ . Для  $\vec{\xi}$ ,  $\delta P_{ij}$ ,  $\delta P_{ijk}$  и  $\delta P_{ijke}$  примем аналогичные приближения:

$$\xi_i(\vec{r}, t) = L_i(t) + \sum_{j,3} L_{i,j}(t) x_j + \sum_{j,3} L_{i,j,3}(t) x_j x_3 +$$

$$+ \sum_{j,3} L_{i,j,3}(t) x_j x_e x_3 + \sum_{j,3} L_{i,j,3}(t) x_j x_n x_e x_3,$$

$$\delta P_{ij}(\vec{r}, t) = n(\vec{r}, t) \left\{ \mathcal{D}_{ij}(t) + \sum_{j,3} \mathcal{D}_{ij,j}(t) x_j + \sum_{j,3} \mathcal{D}_{ij,j,3}(t) x_j x_3 \right.$$

$$\left. + \sum_{j,3} \mathcal{D}_{ij,j,3}(t) x_j x_e x_3 \right\},$$

$$\delta P_{ijk}(\vec{r}, t) = n(\vec{r}, t) \left\{ \mathcal{N}_{ijk}(t) + \sum_{j,3} \mathcal{N}_{ijk,j}(t) x_j + \sum_{j,3} \mathcal{N}_{ijk,j,3}(t) x_j x_3 \right\},$$

$$\delta P_{ijke}(\vec{r}, t) = n(\vec{r}, t) \left\{ \mathcal{R}_{ijke}(t) + \sum_{j,3} \mathcal{R}_{ijke,j}(t) x_j \right\}.$$

Подставляя эти разложения в определения коллективных переменных, можно найти соотношения между этими переменными и коэффициентами  $L$ ,  $\mathcal{D}$ ,  $\mathcal{N}$ ,  $\mathcal{R}$ . Выкладки здесь очевидны, а получающиеся соотношения слишком громоздки, чтобы приводить в данной статье.

Как обычно полагаем, что в состоянии равновесия  $u_i^{(0)} = 0$ ,  $P_{ij}^{(0)} = P_2 \delta_{ij}$ ,  $P_{ijke}^{(0)} = P_4 (\delta_{ij} \delta_{ke} + \delta_{ik} \delta_{je} + \delta_{ie} \delta_{jk})$ , где  $P_2^{(0)} = \rho_0 v_F^2 / 5$  и  $P_4^{(0)} = \rho_0 v_F^4 / 35$  вычислены в приближении Ферми-газа. Для скорости Ферми имеем:  $v_F = \hbar (9\pi A)^{1/3} / (2mR)$  где  $R = r_0 A^{1/3}$  - радиус ядра.

В результате перечисленных упрощений вариации вириальных уравнений принимают следующий вид:

$$\ddot{V}_{ijk} - [\Pi_{ij,k}]_{jk} = 0,$$

$$\ddot{\Pi}_{ij,k} - \Pi_{ij,k} - \frac{9}{10} \omega_F^2 \left[ 7 (\dot{V}_{ijk} + \frac{1}{2} \sum_P \dot{V}_{i,PP} \delta_{jk}) - \right.$$

$$\left. \frac{11}{R^2} \sum_x (\dot{V}_{i,jk,xx} + \frac{1}{4} \sum_P \dot{V}_{i,PP,xx} \delta_{jk}) \right]_{ij} = 0,$$

$$\ddot{\Pi}_{ijk} + \frac{7}{2} \omega_F^2 \left[ \sum_P \Pi_{i,PP} \delta_{jk} - \Pi_{ij,k} - \frac{9}{5R^2} \sum_x (\sum_P \Pi_{i,PP,xx} \delta_{jk} \right.$$

$$\left. - \Pi_{ij,k,xx}) \right]_{ijk} = 0,$$

$$\ddot{V}_{i,j,klm} - [\pi_{ij,klm}]_{jklm} - \frac{\omega_F^2 R^2}{5} [\delta_{ij} V_{klm}]_{jklm} = 0,$$

$$\begin{aligned} \dot{\pi}_{ij,klm} - [\pi_{ijk,lm}]_{klm} - \frac{\omega_F^2 R^2}{5} \delta_{ij} \dot{V}_{klm} + \frac{11}{10} \omega_F^2 [2\dot{V}_{i,jklm} \\ + [(\sum_P \dot{V}_{i,lnpp} - R^2 \dot{V}_{i,ln}) \delta_{jk} + (\sum_P \dot{V}_{i,jkpp} - \\ - \frac{9R^2}{11} \dot{V}_{i,jk}) \delta_{ln} + \frac{1}{2} \sum_k (\frac{1}{2} \sum_P \dot{V}_{i,ppkk} - \frac{9R^2}{11} \dot{V}_{i,kk}) \times \\ \times \delta_{jk} \delta_{ln}]_{klm}]_{ij} = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \dot{\pi}_{ijk,lm} - [\pi_{ijkl,n}]_{lm} + \frac{9}{10} \omega_F^2 [2(\pi_{ij,klm} - \delta_{ij} \sum_P \pi_{kp,pln}) \\ - \delta_{ij} \delta_{ln} \sum_k (\sum_P \pi_{kp,ppk} - \frac{7R^2}{9} \pi_{kk,zz}) + [(\sum_P \pi_{ij,kpp} - \\ - \frac{7R^2}{9} \pi_{ij,k}) \delta_{ln}]_{klm} - \delta_{ij} [\sum_P \pi_{kn,lp} - R^2 \pi_{kn,l}]_{lm}]_{ijk} = 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \dot{\pi}_{ijkl,n} - \pi_{ijkln} - \frac{27}{10} \omega_F^4 [(R^2 \dot{V}_{i,jn} - \frac{11}{7} \sum_P \dot{V}_{i,jnpp}) \delta_{kl} \\ + \sum_k (\frac{R^2}{2} \dot{V}_{i,zz} - \frac{11}{28} \sum_P \dot{V}_{i,ppzz}) \delta_{jn} \delta_{kl}]_{ijkl} + \end{aligned}$$

$$\frac{7}{5} \omega_F^2 [\pi_{ijk,lm} + \frac{1}{2} (\sum_P \pi_{ijk,pp} - \frac{5R^2}{7} \pi_{ijk}) \delta_{ln}]_{ijkl} = 0,$$

$$\begin{aligned} \dot{\pi}_{ijkl,n} + \omega_F^2 [\pi_{ijkl,n} + \frac{\omega_F^2}{2} \sum_k (R^2 \pi_{kk,zz} - \frac{9}{5} \sum_P \pi_{ip,ppz}) \times \\ \times (\delta_{jk} \delta_{ln} + \delta_{jl} \delta_{kn} + \delta_{jn} \delta_{kl})]_{ijkln} = 0, \end{aligned}$$

где  $\omega_F = v_F / R$ .

### 3. Магнитный гексадекапольный резонанс 4<sup>-</sup>

Составляя линейные комбинации уравнений системы (3) с определенными значениями индексов, можно выделить из неё подсистему, описывающую 4<sup>-</sup> - колебания:

$$\begin{aligned} \dot{H}_1 - H_2 &= 0, \\ \dot{H}_2 - 2H_3 + \frac{33}{5} \omega_F^2 H_1 &= 0, \\ \dot{H}_3 - 3H_4 + \frac{18}{5} \omega_F^2 H_2 &= 0, \\ \dot{H}_4 + \frac{7}{5} \omega_F^2 H_3 &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Динамическими переменными здесь являются неприводимые тензоры  $H_i$  мультипольности  $\lambda = 4$ , причем  $H_1$  есть не что иное, как реальная часть вариации магнитного гексадекапольного момента

$$M_{4m} = -\frac{ze_F}{5mcA} \int n \vec{u} \cdot [\vec{r} \times \vec{v}] r^4 Y_{4m} d\vec{r}.$$

Выражения для  $H_i$  в терминах исходных декартовых тензоров приведены в Приложении. В качестве характеристического уравнения системы (4) имеем

$$\omega^4 - \omega^2 \cdot 18\omega_F^2 + \frac{693}{25} \omega_F^4 = 0.$$

Его решение дает два девятикратно вырожденных уровня с энергиями

$$E(4_1^-) = 60 A^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad E(4_2^-) = 185 A^{-1/3} \text{ МэВ}.$$

Они изображены на рис. 1 сплошными линиями.

Если в расчетах пренебречь ДПФ мультипольности  $\lambda = 4$  (т.е. положить  $N_4 = 0$  и отбросить последнее уравнение в (4)), то картина принципиально меняется - остается только один уровень с энергией

$$E(4^-) = \sqrt{\frac{69}{5}} \hbar \omega_F = 170 \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ}.$$

Наконец, пренебрежение также и ДПФ с  $\lambda = 3$  сдвигает этот уровень к

$$E'(4^-) = \sqrt{\frac{33}{5}} \hbar \omega_F = 117.5 \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ}.$$

Это значение близко к полученным в работах [10, 16, 18]. На рис. 1 наглядно продемонстрировано различие в оценках энергий  $4^-$ -возбуждений, получаемых с учетом различных порядков ДПФ.

Во всех приводимых здесь оценках мы полагали  $\gamma_c = 1,18$  фм. К настоящему времени экспериментальной информации по  $4^-$ -резонансам нет. Наши исследования дают основания полагать, что положения их центроидов следует искать в пределах  $E(4^-) = (56,3 - 61,2) \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ}$ . Неопределенность этой оценки связана с допустимыми вариациями константы  $\gamma_c$ , причем меньшее значение энергии соответствует  $\gamma_c = 1,25$  фм, большее -  $\gamma_c = 1,15$  фм. Например, в  $^{208}\text{Pb}$  магнитный изоскалярный  $4^-$ -резонанс следует ожидать в интервале энергий от 9,5 до 10,3 МэВ.

Приведенные вероятности возбуждения  $4^-$ -резонансов рассчитываются с помощью теории линейного отклика, как это показано в [5]. Получается следующая формула:

$$B(M4, 4_i^- \rightarrow g r) = \frac{Z^2 A^2 \gamma_c^4 (9\pi)^{2/3}}{50 \pi m} \frac{E_i^2 - \frac{21}{5} \omega_F^2 \hbar^2}{E_i (E_i^2 - E_i'^2)} \left( \frac{e_r \hbar}{2mc} \right)^2, i \neq j.$$

Согласно ей, имеем

$$B(M4, 4_1^- \rightarrow g r) = .025 \frac{Z^2}{A^{4/3}} B_w(M4) (= .09 B_w(M4) \text{ гл}^2 \text{ РВ}^{208}),$$

$$B(M4, 4_2^- \rightarrow g r) = .38 \frac{Z^2}{A^{4/3}} B_w(M4) (= .14 B_w(M4) \text{ гл}^2 \text{ РВ}^{208}).$$

#### 4. Электрический $2^5$ - полный резонанс $5^-$

Подсистема, описывающая  $5^-$ -возбуждения, получается очевидным перекомбинированием уравнений системы (3)

$$\begin{aligned} \ddot{X}_1 - 2X_2 &= 0, \\ \dot{X}_2 - 3X_3 + \frac{44}{5} \omega_F^2 X_1 &= 0, \\ \dot{X}_3 - 4X_4 + \frac{27}{5} \omega_F^2 X_2 &= 0, \\ \dot{X}_4 - 5X_5 + \frac{14}{5} \omega_F^2 X_3 &= 0, \\ \dot{X}_5 + \omega_F^2 X_4 &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь  $X_1$  - действительная часть вариации  $2^5$  - полного электрического момента

$$Q_{5\mu} = \frac{Ze_F}{mA} \int \rho r^5 Y_{5\mu} d\vec{r}.$$

Выражения для всех динамических переменных  $X_i$  в терминах исходных декартовых тензоров приведены в Приложении.

Характеристическое уравнение системы (5) имеет вид

$$\omega^4 - \omega^2 \cdot 50 \omega_F^2 + \frac{9153}{25} \omega_F^4 = 0.$$

Его решение дает два одинадцатикратно вырожденных уровня с энергиями

$$E(5_1^-) = 136.5 \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ}, \quad E(5_2^-) = 293 \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ}.$$

Они изображены на рис. 2 сплошными линиями.

Если пренебречь ДПФ мультипольности  $\lambda = 5$  (т.е. положить  $X_5 = 0$  и отбросить последнее уравнение в (5)), то первый уровень заметно сдвигается:

$$E'(5_1^-) = 101 \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ},$$

а положение второго уровня изменяется незначительно:

$$E'(5_2^-) = 289.5 \text{ А}^{-1/3} \text{ МэВ}.$$

Если не учитывать также ДПФ с  $\lambda = 4$ , то остается только один уровень с энергией



$$E(5^-) = \frac{13}{\sqrt{5}} \hbar \omega_F = 266 \text{ A}^{-1/3} \text{ МэВ}.$$

Пренебрежение и ДПФ с  $\lambda = 3$  приводит к тому, что этот уровень опускается к

$$E'(5^-) = \sqrt{\frac{88}{5}} \hbar \omega_F = 192 \text{ A}^{-1/3} \text{ МэВ},$$

что точно совпадает с результатом Никса и Сирка<sup>19/</sup>, полученным при работе только с квадрупольной ДПФ. Как видно (см. рис. 2), учет высших мультиполей в ДПФ сильнее всего отражается на результатах - не только заметно сдвигаются уровни, но и меняется их число. Учетываемая неопределенность значения  $\nu_0$ , можно ожидать  $5^-$ -резонанс в пределах

$$E(5^-) = (95.7 \div 103.2) \text{ A}^{-1/3} \text{ МэВ} (= (16.2 - 17.4) \text{ МэВ для } \text{PВ}^{208})$$

Этот результат хорошо согласуется с экспериментом<sup>16/</sup> ( $16 \leq E_x \leq 26$  для  $\text{PВ}^{208}$ ), а также с микроскопическими расчетами и в работах<sup>17-19/</sup>. Действуя согласно рецептам работы<sup>15/</sup>, можно получить следующее выражение для приведенной вероятности перехода:

$$B(E5, 5_i^- \rightarrow 5_j^-) = \frac{160 Z^2}{3 \pi R^2 A} \cdot \frac{E_i^4 - \frac{162}{5} \omega_F^2 \hbar^2 E_i^2 + 81 \omega_F^4 \hbar^4}{E_i^3 (E_i^2 - E_j^2)} B_w(E5), \quad i \neq j.$$

Отсюда имеем

$$B(E5, 5_1^- \rightarrow 5_2^-) = 5.25 \frac{Z^2}{A^{4/3}} B_w(E5) (= 28.6 B_w(E5) \text{ для } \text{PВ}^{208}),$$

$$B(E5, 5_2^- \rightarrow 5_3^-) = 1.81 \frac{Z^2}{A^{4/3}} B_w(E5) (= 9.9 B_w(E5) \text{ для } \text{PВ}^{208}).$$

Эти уровни исчерпывают правило сумм полностью, давая в него вклад 57,5% и 42,5% соответственно.

### 5. Заключение

Перечислим основные результаты этой работы.

Метод моментов распространен на тензоры пятого ранга. Написа-

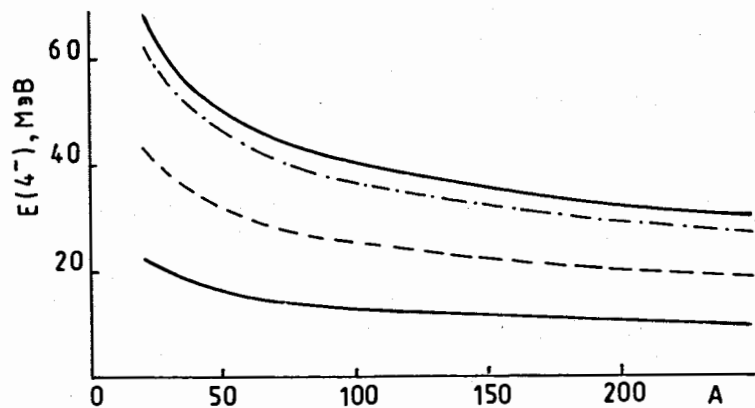


Рис. 1.

Гексадекапольные магнитные возбуждения. Сплошные линии - точный расчет, штрихпунктирные - учтены квадрупольная и октупольная ДПФ, пунктирная - учтена только квадрупольная ДПФ.

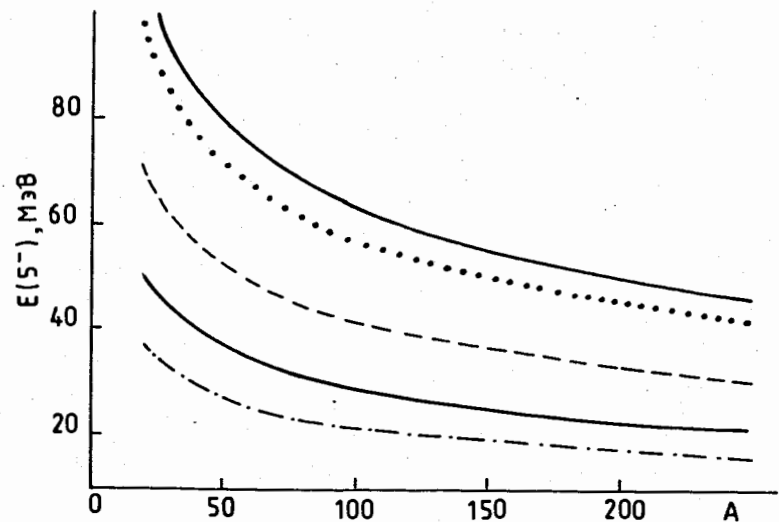


Рис. 2.

Электрические  $5^-$ -возбуждения. Сплошные линии - точный расчет, штрихпунктирные - учтены ДПФ мультипольности  $\lambda = 4, 3, 2$  (в масштабе этого рисунка вторая кривая совпадает с верхней сплошной); точечная линия - учтены ДПФ с  $\lambda = 3, 2$ ; пунктирная - учтена только квадрупольная ДПФ.

ны уравнения движения для соответствующих коллективных переменных. Рассчитаны энергии и вероятности возбуждения гигантских резонансов  $5^-$  и  $4^-$ , причем положение  $5^-$ -резонанса неплохо согласуется с недавними экспериментальными данными. Продемонстрирована исключительная важность учета высших мультиполей в деформации поверхности Ферми.

Полученные здесь уравнения движения для декартовых тензоров пятого ранга позволяют изучать также  $3^-$ ,  $2^-$ - и  $1^-$ -возбуждения. Результаты соответствующих расчетов будут представлены в следующей статье.

#### Приложение

Связь между неприводимыми и декартовыми тензорами

$$\delta Q_{5\pm 5} = \mp \alpha_5 \left\{ V_{11111} + 5 V_{12222} - 10 V_{11122} \right. \\ \left. \pm i (V_{22222} + 5 V_{11112} - 10 V_{11222}) \right\},$$

$$\delta M_{4\pm 4} = \pm \alpha_4 \left\{ 4 \dot{V}_{3,1112} - 4 \dot{V}_{3,1222} - 3 \dot{V}_{1,1123} + 3 \dot{V}_{2,1223} \right. \\ - \dot{V}_{2,1113} + \dot{V}_{1,2223} \pm i (6 \dot{V}_{3,1122} - 3 \dot{V}_{2,1123} - 3 \dot{V}_{1,1223} \\ \left. - \dot{V}_{3,2222} + \dot{V}_{2,2223} + \dot{V}_{1,1113} - \dot{V}_{3,1111}) \right\}.$$

$$H_1 = \text{Re } \delta M_{4\pm 4}$$

$$H_2 = \pm \alpha_4 \left\{ 9 \Pi_{13,112} - 6 \Pi_{11,123} - 6 \Pi_{12,113} + 3 \Pi_{23,111} \right. \\ \left. - 9 \Pi_{23,122} + 6 \Pi_{22,123} + 6 \Pi_{12,223} - 3 \Pi_{13,222} \right\},$$

$$H_3 = \pm \alpha_4 \left\{ -9 \Pi_{112,13} + 6 \Pi_{123,11} + 6 \Pi_{113,12} - 3 \Pi_{111,23} \right. \\ \left. + 9 \Pi_{122,23} - 6 \Pi_{123,22} - 6 \Pi_{223,12} + 3 \Pi_{222,13} \right\},$$

$$H_4 = \pm \alpha_4 \left\{ 3 \Pi_{1123,1} - \Pi_{1113,2} + 4 \Pi_{1112,3} \right. \\ \left. - 3 \Pi_{1223,2} + \Pi_{2223,1} - 4 \Pi_{1222,3} \right\}.$$

$$X_1 = \text{Re } \delta Q_{5\pm 5}$$

$$X_2 = \mp 10 \alpha_5 \left\{ \Pi_{11,111} + 2 \Pi_{12,222} + 3 \Pi_{22,122} \right. \\ \left. - \Pi_{22,111} - 6 \Pi_{12,211} - 3 \Pi_{11,122} \right\},$$

$$X_3 = \mp 10 \alpha_5 \left\{ \Pi_{111,11} + 3 \Pi_{122,22} + 2 \Pi_{222,12} \right. \\ \left. - \Pi_{111,22} - 3 \Pi_{122,11} - 6 \Pi_{112,12} \right\},$$

$$X_4 = \mp 5 \alpha_5 \left\{ \Pi_{1111,1} + \Pi_{2222,1} + 4 \Pi_{1222,2} \right. \\ \left. - 4 \Pi_{1112,2} - 6 \Pi_{1122,1} \right\},$$

$$X_5 = \mp \alpha_5 \left\{ \Pi_{11111} + 5 \Pi_{12222} - 10 \Pi_{11122} \right\}.$$

$$\alpha_4 = \frac{3}{20} \sqrt{\frac{35}{2\pi}} \frac{ze_p}{mcA},$$

$$\alpha_5 = \frac{3}{32} \sqrt{\frac{77}{\pi}} \frac{ze_p}{mA}.$$

Литература

- I. Balbutsev E.B. & Mikhailov I.N., Vaishvila Z. Nucl. Phys., 1986, v. A547, p. 222.
2. Balbutsev E.B., Mikhailov I.N. J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1988, v. 14, p. 545.
3. Бальбуцев Е.Б., Молодцова И.В. ЯФ, 1989, т. 50, с. 338.
4. Бальбуцев Е.Б., Баструков С.И., Михайлов И.Н., Синичкин В.И., Шехтер Л.Ш. ЯФ, 1989, т. 50, с. 1264.
5. Бальбуцев Е.Б., Михайлов И.Н. Коллективная ядерная динамика. Л.: Наука, 1990, с. 3.
6. Bonin B. et al., Nucl. Phys., 1984, v. A430, p. 349.
7. Van der Woude A. Giant Resonances. World Scientific. Singapore, 1990, Chapter 2.
8. Bertsch G.F. Nucl. Phys., 1975, v. A249, p. 253.
9. Nix J.R., Sierk A.J. Phys. Rev., 1980, v. C21, p. 386; Phys. Ref., v. C25, p. 1068.
10. Wong C.Y. Phys. Rev., 1982, v. C25, p. 2787.
11. Hasse R.W., Chosh G., Winter J., Lumbroso A., Phys. Rev., 1981, C25, p. 2771.
12. Семенко С.Ф. ЯФ, 1984, т. 39, с. 351.
13. Di Toro M., Russo G. Z. Phys., 1989, v. A331, p. 381.
14. Коломиец В.М. Коллективная ядерная динамика. Л.: Наука, 1990, с. 67.
15. Bastrukov S.I., Maruhn J.A. Z. Phys., 1990, v. A335, p. 137.
16. Баструков С.И. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, Дубна, 1990, т. 6, с. 51.
17. Speth J., Klemt V., Wambach J., Brown G.E. Nucl. Phys., 1980, v. A343, p. 382.
18. Пономарев В.Ю. ЯФ, 1985, т. 41, с. 79.
19. Dumitrescu T.S., Dasso C.H., Serr F.E. Toru Suzuki. J. Phys., G., : Nucl. Phys., 1986, v. 12, p. 349.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 апреля 1991 года.

Баструков С.И. и др.

P4-91-167

Изоскалярные  $4^-$  и  $5^-$ -гигантские резонансы  
в сферических ядрах

Написаны динамические уравнения для моментов функции Вигнера в импульсном пространстве вплоть до 5-го порядка. Они решены в приближении малых амплитуд гармонических колебаний. Рассчитаны энергии и вероятности возбуждения  $4^-$  и  $5^-$ -резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Bastrukov S.I. et al.

P4-91-167

The Isoscalar  $4^-$  and  $5^-$  Giant Resonances  
in Spherical Nuclei

The dynamical equations for the Wigner function in the phase space up to the five order moments are derived. They are solved in the small amplitude of harmonic oscillations approximation. The energies and excitation probabilities of  $4^-$  and  $5^-$  resonances are calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991