И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ИЯФ 1 -70

С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев

"КОЛЛЕКТИВНЫЕ 0^+ СОСТОЯНИЯ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ"

Новосибирск

1970

"КОЛЛЕКТИВНЫЕ 0^+ СОСТОЯНИЯ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ"

(β - колебания и флуктуации спаривания)

Институт ядерной физики СО АН СССР

Новосибирск

С.Т.Беляев, Б.А.Румянцев

АННОТАЦИЯ

Разработан метод аналитического исследования коллективных колебаний в деформированных ядрах, основанный на своеобразном квазиклассическом приближении. С его помощью проанализирована интерференция β -колебаний с флуктуациями спаривания, а также другими коллективными ветвями симметрии 0^+. При этом оказывается возможным не только качественное рассмотрение, но и получение количественных результатов, удовлетворительно согласующихся с экспериментом.

1. Введение

Основные закономерности коллективных колебаний деформированных ядер удовлетворительно описываются в рамках простой двухпараметрической модели со спариванием и квадрупольным взаимодействием. Численные расчёты в рамках этой модели для γ-колебаний находятся в хорошем согласии с экспериментом. Для β-колебаний согласие достигнуто лишь в общих чертах, и для его улучшения, по-видимому, требуется определенная модификация теории. В этом направлении сделано уже несколько попыток (отказ от единой константы квадрупольного взаимодействия для всех ядер, различные константы для протон-протонных и протон-нейтронных пар, учёт блокировки и т.д. /1-2/). С другой стороны делаются попытки использовать дополнительные взаимодействия другой природы (спин-квадрупольные силы /3/). Включение дополнительных членов взаимодействия, и следовательно новых свободных параметров может улучшить согласие с экспериментом, однако такой путь является, на наш взгляд, мало удовлетворительным. Как показано в /4-5/; исходя из принципа калибровочной инвариантности взаимодействия, можно восстановить некоторые дополнительные члены взаимодействия без введения новых параметров. Дополнительные члены генерируют новые ветви коллективных возбуждений - когерентные флуктуации спаривания. В принципе эти ветви интерферируют с β и γ - колебаниями. Целью настоящей работы является исследование коллективных колебаний 0^+ в деформированных ядрах с учётом связи β-колебаний и флуктуаций спаривания.

Количественное решение этой задачи может быть получено численными расчётами на машинах, однако численные результаты обычно очень трудно анализировать с точки зрения существенности различных факторов (чувствительность к константам, влияние связи между различными ветвями и т.д.). Основная цель данной работы - проведение именно такого анализа, что оказывается возможным при использовании своеобразного квазиклассического приближения[1].

---

1) Некоторые результаты данной работы докладывались на конференции по структуре ядра в Токио (1967).

2. Основные уравнения

Коллективные возбуждения в приближении хаотических фаз описываются системой двух связанных уравнений интегрального типа /4/

$$\omega Z^{(\pm)}(11') + E_{11'} Z^{(\pm)}(11') + 2\xi^{(\pm)}_{11'} \sum_{22'} \langle 1\bar{1}'|G|2\bar{2}\rangle \xi^{(\pm)}_{22'} Z^{(\pm)}(22') \tag{2.1}$$

$$+ 2\eta^{(\pm)}_{11'} \sum_{22'} \langle 12'|G^{(\pm)}|21'\rangle \eta^{(\pm)}_{22'} Z^{(\pm)}(22') = \Phi^{(\pm)}_{11'}$$

где

$$\Phi^{(\pm)}_{\nu\nu'} = \pm i \left(\eta^{(\pm)}_{\nu\nu'} V^{(\pm)}_{\nu\nu'} - \xi^{(\pm)}_{\nu\nu'} \bar{V}^{(\pm)}_{\nu\nu'} \right)$$

$$E_{\nu\nu'} = E_\nu + E_{\nu'}$$

$$\xi^{(\pm)}_{\nu\nu'} = u_\nu u_{\nu'} \mp v_\nu v_{\nu'} \qquad \eta^{(\pm)}_{\nu\nu'} = u_\nu v_{\nu'} \pm v_\nu u_{\nu'}$$

(E_ν - энергия квазичастиц в состоянии ν , u_ν , v_ν - коэффициенты преобразования Боголюбова[x)]), $G^{(\pm)}$ - T - четная и T - нечетная (относительно одной из частиц) часть эффективного взаимодействия в канале частица-дырка, G - взаимодействие в канале частица-частица. Правая часть (2.1) содержит внешнее воздействие V , причём оно может как сохранять число частиц, так и менять его на две единицы (как, например, в (t , p) - реакции). В общем случае, в представлении вторичного квантования

$$V = \sum_{\nu\nu'} \{ V^{(+)}_{\nu'\nu} (a^+_{\bar\nu} a_{\bar\nu'} - a_\nu a^+_{\nu'}) - V^{(-)}_{\nu'\nu} (a_\nu a^+_{\nu'} + a^+_{\bar\nu} a_{\bar\nu'})$$

x) $2u_\nu v_\nu = \Delta / E_\nu \quad u_\nu^2 - v_\nu^2 = \varepsilon_\nu / E_\nu \quad E_\nu = \sqrt{\varepsilon_\nu^2 + \Delta^2}$

Здесь ε_ν - энергии одночастичных уровней, отсчитанные от границы Ферми, а Δ - параметр куперовского спаривания (энергетическая щель).

$$+ \bar{V}^{(+)}_{\nu'\nu} (a_\nu a_{\bar\nu'} + a^+_{\bar\nu} a^+_{\nu'}) - \bar{V}^{(-)}_{\nu'\nu} (a_\nu a_{\bar\nu'} - a^+_{\bar\nu} a^+_{\nu'}) \} \tag{2.2}$$

(состояния ν и $\tilde{\nu}$ сопряжены по времени).

Энергии коллективных состояний ω_n , возбуждаемых данным внешним полем, определяются как полюса решений $Z^{(\pm)}(\omega)$ а вычеты в этих полюсах определяют вероятность перехода в основное состояние согласно

$$|(0|V|\omega)|^2 = \left[\frac{\omega^2 - \omega_n^2}{\omega_n} \sum_{\nu\nu'} \{ \Phi^{(+)}_{\nu\nu'} Z^{(+)}(\nu\nu') - \Phi^{(-)}_{\nu\nu'} Z^{(-)}(\nu\nu') \} \right]_{\omega^2 \to \omega_n^2} \tag{2.3}$$

В рассматриваемом приближении коллективное состояние $|\omega_n)$ порождается некоторым бозе-оператором (фононом) из основного состояния.

$$|\omega_n) = \mathcal{O}^+_n |0)$$

причем $\mathcal{O}^+_n$ представляется в виде билинейной комбинации операторов квазичастиц α , α^+

$$\mathcal{O}^+ = \sum_{\nu\nu'} \{ \overset{*}{A}{}^{(+)}(\nu\nu') (\alpha^+_{\bar\nu'} \alpha^+_\nu - \alpha_{\nu'} \alpha_{\bar\nu}) + \overset{*}{A}{}^{(-)}(\nu\nu') (\alpha^+_{\bar\nu'} \alpha^+_\nu + \alpha_{\nu'} \alpha_{\bar\nu}) \} \tag{2.4}$$

Если правая часть (2.4) известна, то вероятность перехода (2.3) может быть найдена независимо

$$(0|V|\omega_n) = -2i \sum_{\nu\nu'} \{ A^{(+)}(\nu\nu') \Phi^{(+)}_{\nu\nu'} - A^{(-)}(\nu\nu') \Phi^{(-)}_{\nu\nu'} \}^* \tag{2.4a}$$

Из сравнения (2.4a) с (2.3) определяются $A^{(\pm)}$, а тем самым и структура коллективного состояния[x)].

x) Детали вывода выписанных формул содержатся в /4/, ниже обозначаемой цифрой 1, так что ссылки на соответствующие формулы /4/ даются в виде (1.2.13) и т.д. Заметим,что некоторые обозначения здесь отличаются от /4/ постоянными множителями.

Будем считать, что эффективное взаимодействие нуклонов как в канале частица-частица, так и в канале частица-дырка, представимо в виде суммы нелокальных сепарабельных потенциалов x).

$$\langle 1\bar{1}'|G|\bar{2}'2\rangle = -\tfrac{1}{2}G\sum_{\sigma}\langle 1|f_\sigma|1'\rangle\langle 2'|f_\sigma^*|2\rangle \tag{2.5а}$$

$$\langle 1\bar{2}'|G^{(+)}|21'\rangle = -\tfrac{1}{2}\varkappa\sum_{\mu}\langle 1|q_\mu|1'\rangle\langle 2'|q_\mu^*|2\rangle \tag{2.5в}$$

Для квадрупольного взаимодействия нужно ограничиться в (2.5в) пятью членами, отождествив q_μ с одночастичным квадрупольным моментом. Обычное спаривание получается из (2.5а) при сохранении лишь одного члена с $f_\sigma = 1$. Однако для калибровочно-инвариантного взаимодействия мы обязаны сохранить в (2.5а) весь ряд, считая f_σ функциями пространственных координат и ортонормированных условием

$$G_a\sum_{\nu\nu'}^{a}\frac{E_{\nu\nu'}}{4E_\nu E_{\nu'}}f_\sigma(\nu\nu')f_\rho(\nu'\nu) = \delta_{\sigma\rho} \tag{2.6}$$

Первый член ряда (2.5а) с $\sigma = 1$, мы отождествим с обычным спариванием, положив $f_\sigma = 1$ (для $f_\sigma = f_\rho = 1$ (2.6) переходит в уравнение для параметра спаривания Δ). Соотношение (2.6) эквивалентно пространственной нормировке

$$\int d\vec{r}\,\rho(\vec{r})f_\sigma(\vec{r})f_\rho^*(\vec{r}) = \delta_{\sigma\rho}\text{ , где} \tag{2.6а}$$

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{\nu}\frac{G}{2E_\nu}|\varphi_\nu(\vec{r})|^2$$

В модели ядра с резким краем потенциала, $\rho(\vec{r})$ можно считать постоянной внутри ядра (пропорциональной ядерной плотности). Взаимодействие в канале частица-дырка мы будем считать одинаковым для любых пар нуклонов (nn ; pp ; np), спариванием же нейтронов с протонами будем пренебрегать, учи-

x) В канале частица-дырка мы учитываем лишь взаимодействие $G^{(+)}$, представимое в виде (2.5в) T -четных сомножителей. Величина $G^{(-)}$, являющаяся аналогом спин-спинового взаимодействия значительно меньше и для простоты ниже не учитывается.

тывая его лишь для пар нейтронов и протонов (с константами $G_a = G_n\,G_p$, соответственно).

После подстановки (2.5) в (2.1) получим систему алгебраических уравнений для величин x)

$$K_{a,\sigma}^{(+)} = iG_a\sum_{22'}^{a}f_\sigma^*(22')\,\xi_{22'}^{(+)}\,Z^{(+)}(22') \tag{2.7а}$$

$$Q_\mu = i\varkappa\sum_{22'}q_\mu^*(22')\,\eta_{22'}^{(+)}\,Z^{(+)}(22') \tag{2.7в}$$

После простых преобразований с использованием (2.6) и явных выражений для $\xi^{(+)}$ $\eta^{(+)}$ через Δ , $\mathcal{E}_\nu$ и E_ν система приводится к виду (ср.вывод 1.3.11).

$$\{g_a[f_\sigma f_\rho] + (4\Delta_a^2-\omega^2)h_a[f_\sigma f_\rho]\}K_{a\rho}^{(+)} + \omega r_a[f_\sigma f_\rho]K_{a\rho}^{(-)} -$$

$$- s_a[f_\sigma q_\lambda]Q_\lambda = L_{a\sigma}^{(+)} \qquad \omega r_a[f_\sigma f_\rho]K_{a\rho}^{(+)} + \{g_a[f_\sigma f_\rho] -$$

$$-\omega^2 h_a[f_\sigma f_\rho]\}K_{a\rho}^{(-)} + 2\Delta_a\omega h_a[f_\sigma q_\lambda]Q_\lambda = L_{a\sigma}^{(-)}$$

$$\sum_{a=np}\{-s_a[q_\mu f_\rho]K_{a\rho}^{(+)} + 2\Delta_a h_a[q_\mu f_\rho]K_{a\rho}^{(-)}\} + \left(\frac{\delta_{\mu\lambda}}{\varkappa} - W[q_\mu q_\lambda]\right)Q_\lambda = P_\mu \tag{2.8}$$

где по дважды повторяющимся индексам ρ и λ подразумевается суммирование, а для сумм по одночастичным состояниям введены обозначения

$$g_a[f_\sigma f_\rho] = \sum_{\nu\nu'}^{a}\frac{E_{\nu\nu'}(\mathcal{E}_\nu-\mathcal{E}_{\nu'})^2}{4E_\nu E_{\nu'}(E_{\nu\nu'}^2-\omega^2)}f_\sigma^*(\nu\nu')f_\rho(\nu\nu') \tag{а}$$

x) Верхний индекс $a = np$ у суммы означает суммирование только по одному сорту нуклонов. Суммы без индексов распространяются как по нейтронным, так и протонным состояниям.

$$h_a[f_\sigma f_\rho] = \sum_{\nu\nu'}^{a} \frac{E_{\nu\nu'}}{4E_\nu E_{\nu'}\,(E_{\nu\nu'}^2-\omega^2)}\, f_\sigma^*(\nu\nu')\, f_\rho(\nu\nu') \qquad (в)$$

$$W[q_\mu q_\lambda] = \sum_{\nu\nu'} \frac{E_{\nu\nu'}\,(E_\nu E_{\nu'} - \varepsilon_\nu\varepsilon_{\nu'} + \Delta^2)}{2E_\nu E_{\nu'}\,(E_{\nu\nu'}^2-\omega^2)}\, q_\mu^*(\nu\nu')\, q_\lambda(\nu\nu') \qquad (c)$$

(2.9)

$$r_a[f_\sigma f_\rho] = \sum_{\nu\nu'}^{a} \frac{E_\nu\varepsilon_{\nu'} + E_{\nu'}\varepsilon_\nu}{2E_\nu E_{\nu'}\,(E_{\nu\nu'}^2-\omega^2)}\, f_\sigma^*(\nu\nu')\, f_\rho(\nu\nu') \qquad (d)$$

$$s_a[q_\mu f_\rho] = 2\Delta_a \sum_{\nu\nu'}^{a} \frac{E_{\nu\nu'}\,(\varepsilon_\nu+\varepsilon_{\nu'})}{4E_\nu E_{\nu'}\,(E_{\nu\nu'}^2-\omega^2)}\, q_\mu^*(\nu\nu')\, f_\rho(\nu\nu') \qquad (e)$$

Правая часть (2.8)

$$L^{(\pm)}_{a,\sigma} = i\sum_{22'}^{a} \frac{\Xi^{(\pm)}_{22'}\, f_\sigma^*(22')}{E_{22'}^2-\omega^2}\left(E_{22'}\,\phi^{(\pm)}_{22'} - \omega\,\phi^{(\mp)}_{22'}\right) \qquad (2.9а)$$

$$P_\mu = i\sum_{22'} \frac{\eta^{(\pm)}_{22'}\, q_\mu^*(22')}{E_{22'}^2-\omega^2}\left(E_{22'}\,\phi^{(\pm)}_{22'} - \omega\,\phi^{(\mp)}_{22'}\right)$$

может быть выражена через суммы, аналогичные (2.9), но содержащие матричные элементы от внешнего поля.

Для T-четного поля, сохраняющего число частиц ($V^{(+)}$) имеем

$$L^{(+)}_{a,\sigma} = -s_a[f_\sigma V^{(+)}] \qquad L^{(-)}_{a,\sigma} = 2\Delta_a\,\omega\, h_a[f_\sigma V^{(+)}] \qquad (2.10)$$

$$P_\mu = -W[q_\mu V^{(+)}]$$

Поле, не сохраняющее число частиц ($\bar V^{(\pm)}$) удобно представить в виде разложения по функциям f_σ

$$\bar V^{(\pm)}_a = \sum_\sigma \bar v^{(\pm)}_{a,\sigma} f_\sigma$$

Тогда правую часть (2.8) можно привести к виду

$$L^{(+)}_{a\sigma} = \frac{\bar v^{(+)}_{a\sigma}}{G_a} - g_a[f_\sigma \bar V^{(+)}] - (4\Delta_a^2-\omega^2)\, h_a[f_\sigma \bar V^{(+)}] + \omega\, r_a[f_\sigma \bar V^{(-)}]$$

$$L^{(-)}_{a\sigma} = -\frac{\bar v^{(-)}_{a\sigma}}{G_a} + g_a[f_\sigma \bar V^{(-)}] - \omega^2 h_a[f_\sigma \bar V^{(-)}] - \omega\, r_a[f_\sigma \bar V^{(+)}] \qquad (2.11)$$

$$P_\mu = \sum_a \left\{ s_a[q_\mu \bar V^{(+)}] + 2\Delta_a\,\omega\, h_a[q_\mu \bar V^{(-)}] \right\}$$

Вероятности переходов (2.3) непосредственно выражаются через решение системы (2.8) (ср.1.3.9)

$$|\langle 0|V|\omega_n\rangle|^2 = \left[\frac{\omega_n^2-\omega^2}{\omega_n}\left\{\sum_a \left(K^{(+)}_{a\rho}\, \overset{*}{L}{}^{(+)}_{a\rho} + K^{(-)}_{a\rho}\, \overset{*}{L}{}^{(-)}_{a\rho}\right) + Q_\lambda P_\lambda^*\right\}\right]_{\omega^2=\omega_n^2} \qquad (2.12)$$

3. Анализ и упрощение основных уравнений

Если полностью пренебречь интерференцией q_μ и f_σ, т.е. считать $h[qf] = s[qf] = 0$, то система (2.8) распадается на две независимые части.

$$\begin{cases} \left(g + (4\Delta^2-\omega^2)h\right)K^{(+)} + \omega r K^{(-)} = L^{(+)} \\ \omega r K^{(+)} + (g-\omega^2 h)K^{(-)} = L^{(-)} \end{cases} \qquad (3.1)$$

$$\left(\frac{\delta_{\mu\lambda}}{\varkappa} - W_{\mu\lambda}\right) Q_\lambda = P_\mu \tag{3.2}$$

Система (3.1) описывает когерентные флуктуации спаривания /4/, отдельно для нейтронов и протонов, а (3.2) – квадрупольные γ и β –колебания. Нас будут интересовать возбуждения с моментом и четностью 0^+. При этом мы можем ограничиться в (2.9) лишь компонентой q_0. В качестве f_σ наряду со сферически симметричными функциями $f(r^2)$ (дающими основной вклад в когерентные флуктуации спаривания /4/) мы должны учесть также $f_\sigma \sim q_0$. Располагая f_σ в порядке увеличения числа узлов внутри ядра, можно положить

$$f_0 = 1 \quad f_1 \equiv f = r^2 - \overline{r^2} \Big/ \sqrt{\overline{r^4} - (\overline{r^2})^2} \tag{3.3}$$

$$f_{1'} = q_0 \Big/ \sqrt{\overline{q_0^2}} \equiv k q_0$$

т.к. именно эти члены максимально интерферируют с β –колебаниями. Для подобных функций отличны от нуля матричные элементы двух типов: либо диагональные, либо между достаточно удаленными состояниями (с разностью энергий порядка $\varepsilon_F A^{-1/3} \gg \Delta$), причём величина матричных элементов для всех переходов одного порядка.

Все суммы в (2.9) можно разбить на три типа. В сумму для g_a дают вклад только далекие недиагональные переходы, поэтому для интересующих нас низкоэнергетических возбуждений ($\omega \lesssim 2\Delta$) в этой сумме можно пренебречь ω^2. Кроме того, суммирование здесь происходит по широкому интервалу, и матричные элементы от различных функций $f_\sigma f_\rho$ в среднем погашают друг друга. Поэтому можно считать, что $g_a[f_\sigma f_\rho] \sim \sim \delta_{\sigma\rho}$. В остальные суммы (2.9) основной вклад дают диагональные переходы, т.к. множители при матричных элементах быстро спадают при удалении от поверхности Ферми. Таким образом, приближенно можно считать

$$g_a[f_\sigma f_\rho] \approx \delta_{\sigma\rho} \sum_{\nu\nu'}^{a} \frac{(\varepsilon_\nu - \varepsilon_{\nu'})^2}{4E_\nu E_{\nu'} E_{\nu\nu'}} \left| f_\sigma(\nu\nu') \right|^2 \tag{a}$$

$$h_a[f_\sigma f_\rho] \approx \sum_{\nu}^{a} \frac{f_\sigma(\nu\nu) f_\rho(\nu\nu)}{E_{\nu\nu}(E_{\nu\nu}^2 - \omega^2)} \tag{в}$$

(3.4)

$$r_a[f_\sigma f_\rho] \approx \sum_{\nu}^{a} \frac{2\varepsilon_\nu}{E_{\nu\nu}(E_{\nu\nu}^2 - \omega^2)} f_\sigma(\nu\nu) f_\rho(\nu\nu) \tag{c}$$

$$W[q_\mu q_\lambda] \approx \sum_a 4\Delta_a^2 h_a[q_\mu q_\lambda] \quad S_a[q_\mu f_\rho] \approx 2\Delta_a r_a[q_\mu f_\rho] \tag{d}$$

В этом приближении задача сводится к вычислению трех различных сумм. Рассмотрим последовательно каждую из них.

<u>Вычисление g_a</u>. Легко установить неравенство $0 \leq G_a g_a \leq 1$ /4/. Действительно, заменим в (3.4а) величину $(\varepsilon_\nu - \varepsilon_{\nu'})^2$ на $E_{\nu\nu'}^2$, (при этом завышается вклад переходов между состояниями, лежащими по одну сторону границы Ферми). После этого сумма будет отличаться от (2.6) только отсутствием диагональных членов. В результате

$$G_a g_{\sigma\sigma}^a \leq 1 - G_a \sum_\nu^a \frac{1}{2E_\nu} \left| f_\sigma(\nu\nu) \right|^2 \equiv 1 - \overline{f_{\sigma D}^2} \tag{3.5}$$

где $\overline{f_{\sigma D}^2}$ имеет смысл среднего квадрата диагональных матричных элементов. Более детальный анализ показывает, что $G_a g_{\sigma\sigma}^a$ не зависит от изотопического индекса (а) и практически совпадает с верхней границей неравенства (3.5). Для практического вычисления g_a по формуле (3.5) следует использовать одночастичную модель с резким краем, т.к. выбор функции (3.3) соответствует именно этому случаю (см.2.6а). Другие суммы не чувствительны к такому согласованию.

<u>Вычисление h_a</u>. Весовой множитель $1/E_\nu(E_\nu^2 - \omega^2)$ имеет максимум у поверхности Ферми ($\varepsilon_\nu \to 0$) с шириной

порядка 2Δ, а затем быстро спадает при удалении от Ферми-границы. Второй множитель под знаком суммы – произведение матричных элементов – вообще говоря, резко меняется от состояния к состоянию. Но если произвести усреднение $f_\sigma f_\rho$ на ширине порядка Δ (т.е. в деформированных ядрах по 3-5 уровням), то результат уже будет слабо зависеть от энергии. Естественно поэтому вынести из-под знака суммы усредненную на ширине $\sim\Delta$ величину $f_\sigma f_\rho$, а оставшуюся сумму заменить интегралом по $\mathcal{E}_\nu$.

В результате (ср.1.4.2):

$$h_q[f_\sigma f_\rho] \approx \sum_\nu{}^{q} \frac{f_\sigma(\nu\nu) f_\rho(\nu\nu)}{E_\nu (E_\nu^2 - \omega^2)} \approx \frac{\rho_q}{(2\Delta_\nu)^2} \overline{f_\sigma f_\rho}\, \gamma\left(\frac{\omega}{2\Delta_\nu}\right) \qquad (3.6)$$

Здесь ρ_q – плотность уровней у поверхности Ферми, а функция $\gamma(x)$ при $x^2<1$ равна

$$\gamma(x) = \frac{\arcsin x}{x\sqrt{1-x^2}} = 1 + \frac{2}{3}x^2 + \frac{8}{15}x^4 + \ldots \qquad (3.7)$$

В приведенных выше аргументах существенно, чтобы в сумму давали заметный вклад несколько уровней. Это условие нарушается, когда ω приближается к $\min E_\nu$, т.е. к порогу двухквазичастичных возбуждений. В этом случае основной вклад во все суммы (3.4) даёт один уровень и состояние фактически не является коллективным.

Вычисление r_q. В отличие от h_q, сумма для r_q содержит множитель $\mathcal{E}_\nu$, меняющий знак на границе Ферми $\mathcal{E}_F$. Поэтому при полной симметрии относительно $\mathcal{E}_F$ остальных множителей r_q обращается в нуль. В реальных случаях r_q оказывается, как правило, очень малым. Для оценки аналогично (3.6) можно записать

$$r_q[f_\sigma f_\rho] \approx \sum_\nu{}^{q} \frac{2|\mathcal{E}_\nu|}{E_\nu (E_\nu^2 - \omega^2)} \frac{\mathcal{E}_\nu}{|\mathcal{E}_\nu|} f_\sigma(\nu\nu) f_\rho(\nu\nu) \qquad (3.8)$$

$$\approx \frac{\rho_q}{2\omega} \ln\left|\frac{1+\frac{\omega}{2\Delta}}{1-\frac{\omega}{2\Delta}}\right| \overline{\frac{\mathcal{E}}{|\mathcal{E}|} f_\sigma f_\rho}$$

Здесь, в отличие от (3.6), весовой множитель обращается в нуль на границе Ферми. Поэтому в среднее значение вклад дают уровни не на Ферми-поверхности, а отстоящие от неё на расстоянии $\sim\Delta$.

Существенной особенностью приближений (3.6) и (3.8) является представление h_q и r_q в виде произведения универсальной функции частоты на независящее от ω среднее от матричных элементов. Справедливость этого приближения иллюстрируется на рис.1, где отложены как функции ω^2 отношения значений суммы для h, вычисленных прямым методом к функции $\gamma(\omega/2\Delta)$. При справедливости (3.6) эти отношения должны быть постоянными, и как видно из графиков, это хорошо выполняется везде, кроме узкой, "неколлективной" области[x)].

Средние значения $\overline{f_\sigma f_\rho}$, входящие в h_q и r_q мало чувствительны к конкретному выбору весового множителя. Результаты их вычислений представлены на рис.2.

Как видно из графиков, перекрестные и знакопеременные средние, как правило, малы[xx)]. Выделяются лишь $(\overline{f})^2/\overline{f^2}$, $\left(\overline{q^2\frac{\mathcal{E}}{|\mathcal{E}|}}\right)^2/\left(\overline{q^2}\right)^2$, достигающие в некоторых случаях величины 0.5. Как было указано выше, средние $\overline{f_\sigma f_\rho}$ определяются величиной нескольких матричных элементов, по состояниям, лежащим у границы Ферми данного ядра. Рисунок (3), по оси абсцисс которого отложены одночастичные энергии протонов, а по оси ор-

---

x) Несправедливость приближения (3.6) при $\omega \to 2\Delta$ объясняется тем, что сумма имеет в этой точке полюс, а $\gamma(\omega/2\Delta)$ только корневую особенность. Для правильного описания области $\omega \sim 2\Delta$ можно выделить ближайший двухквазичастичный полюс в явном виде, после чего оставшуюся сумму можно вычислять квазиклассическим способом.

xx) Оценки показывают, что для функций с большим числом узлов, аналогичные средние оказываются еще меньше. Это оправдывает ограничение в (3.3) только выписанными функциями.

динат - значения соответствующих им матричных элементов, доказывает это утверждение.

Приведенные оценки обосновывают следующую иерархию последовательных приближений.

В нулевом приближении следует учесть только члены с $\overline{f^2}$ и $\overline{q^2}\ (=\overline{f_1 q/k})$. При этом уравнения для монопольных флуктуаций спаривания (члены с $\overline{f^2}$ и $f_0^2=1$) отделяются, а β -колебания описываются системой связанных уравнегий для Q и $K^{(-)}_{a1'}$.

В следующих приближениях можно учесть члены с $\overline{q^2\frac{\varepsilon}{|\varepsilon|}}$ и $(\overline{q})^2$, а также и другие малые члены. Заметим, что в обычной модели "спаривание + квадрупольное взаимодействие" искажение уравнения (3.2) для β -колебаний связывают с влиянием "духового состояния", т.е. с перекрестными членами вида $\overline{q\cdot 1}$ и $\overline{\frac{\varepsilon}{|\varepsilon|}q\cdot 1}$. Как видно из графиков (рис.2), эти члены мало существенны, особенно по сравнению с основной связью β -колебаний с квадрупольными флуктуациями спаривания (Q и $K^{(-)}_{a1'}$). Уравнения нулевого приближения для квадрупольных возбуждений в (2.8) принимают вид

$$k^2(g_c-\omega^2 h_c)K_c^{(-)} + 2\Delta_c k\omega h_c\cdot Q = L_a^{(-)} \tag{3.9}$$

$$\sum_a 2\Delta_c \omega k h_c K_c^{(-)} + \Big(\frac{1}{\varkappa} - \sum_c 4\Delta_c^2 h_c\Big)Q = P$$

где для сокращения положено $g_c \equiv g_a[q^2]$ $h_c \equiv h_a[q^2]$ и опущены очевидные индексы у $K^{(-)}_{a1'}\ L^{(-)}_{a1'}\ Q_0\ P_0$

Решение этой системы трех уравнений довольно громоздко для аналитического исследования. Поэтому мы предварительно рассмотрим задачу для одного сорта нуклонов.

4. Связь β -колебаний с квадрупольными флуктуациями спаривания. Один сорт нуклонов

Для частиц одного сорта уравнения (3.9) после простых преобразований с учётом (3.6) приводятся к виду

$$\big(b - x^2\gamma(x)\big)K^{(-)} + x\gamma(x)\frac{Q}{k} = \frac{L^{(-)}}{k^2\overline{\rho q^2}} \equiv \ell^{(-)}$$

$$x\gamma(x)K^{(-)} + \big(a-\gamma(x)\big)\frac{Q}{k} = \frac{P}{k\overline{\rho q^2}} \equiv p \tag{4.1}$$

где

$$a = (\varkappa\overline{\rho q^2})^{-1} \quad b = g(\overline{\rho q^2})^{-1} \quad x = \omega/2\Delta \tag{4.2}$$

Энергия колебаний определяется из уравнений для x

$$\big(a-\gamma(x)\big)\big(b-x^2\gamma(x)\big) - x^2\gamma^2(x) = 0 \tag{4.3}$$

Если отбросить последний член, то дисперсионное уравнение даёт два независимых корня, соответствующих решениям

$$\gamma(x) = a \qquad x^2\gamma(x) = b \tag{4.4}$$

Величины 1/а и 1/в характеризуют интенсивность соответственно квадрупольного и спаривательного взаимодействия. (Напомним, что согласно (3.5) величина $g = \frac{c}{\bar{c}}$ $0<c<1$). Функция $\gamma(x)$ (3.6) монотонно возрастает от 1 до ∞ при изменении x в пределах $0\leq x\leq 1$. Поэтому первое из уравнений (4.4), описывающее β -колебания, имеет решение лишь при $a>1$. Решение второго уравнения (для квадрупольных флуктуаций спаривания) существует всегда. (На рис.(4) приведена зависимость $\gamma(x)$ и $x^2\gamma(x)$). Однако последний член в (4.3) отнюдь не мал, и уравнение (4.3), в отличие от (4.4) имеет только одно решение

$$\frac{1}{\gamma(x)} = \frac{1}{a}\left(1+\frac{q}{b}x^2\right) \equiv \frac{1}{a}+\frac{x^2}{b} \tag{4.5}$$

промежуточное между двумя решениями (4.4) и совпадающее с последними лишь в предельных случаях ($1/a \to 0$ $1/b \to 0$).

Отличие (4.5) от чистых β -колебаний можно представить как результат перенормировки квадрупольного взаимодействия

$$\gamma(\omega/2\Delta) = \frac{\varkappa}{\varkappa'}a \quad \text{, где} \tag{4.6}$$

$$\varkappa'(\omega) = \varkappa\left[1+\frac{q}{b}\left(\frac{\omega}{2\Delta}\right)^2\right] \tag{4.6a}$$

Найдя решение системы (4.1) с правой частью (2.10) и подставляя его в (2.12), найдем вероятность электромагнитных EL - переходов в основное состояние

$$|(0|V^{(+)}|\omega)|^2 = 4\rho\Delta\frac{|qV^{(+)}|^2}{q^2}F^2\left(\frac{\omega}{2\Delta};\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right) \tag{4.7}$$

где

$$F^2\left(x;\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right) = \frac{x(1-x^2)\gamma^2(x)}{\left[1+(2x^2-1)\gamma(x)\right]\frac{\varkappa}{\varkappa'}+(1+\gamma(x))\left(1-\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)} \tag{4.7a}$$

Для определения структуры возбужденного состояния (фонона) следует использовать решение системы (4.1) с общим выражением (2.8а) для правой части. Это решение является линейной функцией величин $\varphi^{(+)}_{\nu\nu'}$. После подстановки его в (2.12) правая часть этого равенства приводится к квадрату модуля некоторой линейной комбинации $\varphi^{(+)}_{\nu\nu'}$. Сравнивая последнюю с (2.4а), найдем коэффициенты разложения (2.4) фонона по двухквазичастичным операторам. Элементарные вычисления дают

$$A^{(+)}_{\nu\nu'}+A^{(-)}_{\nu\nu'} = \sqrt{\frac{\Delta}{\rho q^2}}\,\frac{F\left(\frac{\omega}{2\Delta};\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)}{\gamma(\omega/2\Delta)}\,\frac{q^*(\nu\nu')}{E_{\nu\nu'}-\omega}\left[\frac{\varkappa}{\varkappa'}\eta^{(+)}_{\nu\nu'}+\left(1-\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)\frac{2\Delta}{\omega}\xi^{(-)}_{\nu\nu'}\right]$$

$$A^{(+)}_{\nu\nu'}-A^{(-)}_{\nu\nu'} = \sqrt{\frac{\Delta}{\rho q^2}}\,\frac{F\left(\frac{\omega}{2\Delta};\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)}{\gamma(\omega/2\Delta)}\,\frac{q^*(\nu\nu')}{E_{\nu\nu'}+\omega}\left[\frac{\varkappa}{\varkappa'}\eta^{(+)}_{\nu\nu'}-\left(1-\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)\frac{2\Delta}{\omega}\xi^{(-)}_{\nu\nu'}\right] \tag{4.8}$$

Обсудим отличие полученных результатов от случая чистых β -колебаний, формальный переход к которому осуществляется в пределе а/в→0, т.е. $\varkappa/\varkappa' \to 1$. Параметр а/в = $1/\varkappa q$ практически не меняется от ядра к ядру и для обычно принимаемых параметров имеет величину

$$a/b = 1/\varkappa q \approx 0.6$$

Таким образом $\varkappa'/\varkappa$ меняется в пределах 1 - 1,6 при изменении $\omega/2\Delta$ от нуля до единицы. Именно такие изменения константы $\varkappa$ от ядра к ядру необходимы для совпадения экспериментальных значений энергий нижайших 0^+ состояний и вычисленных в обычной модели β -колебаний /6/. Интерференция β -колебаний и флуктуаций спаривания существенно влияет и на вероятности электромагнитных переходов. На рис.(5) представлена зависимость универсальной функции $F^2\left(\frac{\omega}{2\Delta};\frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)$ от энергии коллективного состояния ω для трех значений параметра а/в, причём верхняя и нижняя кривые отвечают чистым β - колебаниям и флуктуациям спаривания соответственно. Промежуточному случаю а/в = 0,6 соответствует средняя кривая. Отметим нетривиальную зависимость функции F^2 от перенормировки $\varkappa$. Несмотря на увеличение эффективной константы ($\varkappa' > \varkappa$) и соответствующее понижение энергии фонона ω, вероятности переходов уменьшаются. В стандартной модели β -колебаний понижение ω приводит к усилению EL -переходов, что приводит к невозможности одновременного согласования $B(E2)$ и ω /2/.

5. Два сорта нуклонов

Если все характеристики нейтронной и протонной подсистем одинаковы, то после введения суммарной величины $\sum_\tau K^{(+)}_\tau$ система уравнений (3.9) сводится к виду (4.1), причём в ка -

честве параметров взаимодействия следует понимать $a = \frac{a_n}{2} = \frac{a_p}{2}$ $b = b_n = b_p$; $g = 2g_n = 2g_p$. Реальное отличие спаривания для нейтронов и протонов мало и для простоты мы будем полагать $\Delta_n = \Delta_p = \Delta$ x).

Введем усредненные характеристики

$$\frac{1}{a} = \frac{1}{a_n} + \frac{1}{a_p} = \varkappa(\rho\overline{q^2})_n + \varkappa(\rho\overline{q^2})_p \equiv \varkappa\rho\overline{q^2} \tag{5.1}$$

$$\frac{2}{b} = \frac{1}{b_n} + \frac{1}{b_p} = \frac{(\rho\overline{q^2})_n}{g_n} + \frac{(\rho\overline{q^2})_p}{g_p} \equiv \frac{2}{g}\rho\overline{q^2}; \quad g = g_n + g_p = 2g_n$$

Различие характеристик n и p удобно описывать величинами

$$\delta = \frac{(\rho\overline{q^2})_n - (\rho\overline{q^2})_p}{(\rho\overline{q^2})_n + (\rho\overline{q^2})_p} \qquad \varepsilon = \frac{1}{2}\left(\sqrt{1 + 4\delta^2\frac{a}{b}x^2\left(1 + \frac{a}{b}x^2\right)} - 1\right) \tag{5.2}$$

Вместо системы (4.1) аналогичным образом получим

$$\left(b - x^2\gamma - \delta x^2\gamma\right)K_n^{(-)} + (1+\delta)x\gamma\,Q/k = \frac{2L_n^{(-)}}{k^2\rho\overline{q^2}} \equiv \ell_n^{(-)}$$

$$\left(b - x^2\gamma + \delta x^2\gamma\right)K_p^{(-)} + (1-\delta)x\gamma\,Q/k = \frac{2L_p^{(-)}}{k^2\rho\overline{q^2}} \equiv \ell_p^{(-)} \tag{5.3}$$

$$(1+\delta)x\gamma\,K_n^{(-)} + (1-\delta)x\gamma\,K_p^{(-)} + 2(a-\gamma)Q/k = \frac{2P}{k\rho\overline{q^2}} \equiv p$$

Из условия разрешимости однородной системы (5,3) находим два дисперсионных уравнения

$$\frac{1}{\gamma(x)} = \frac{1}{a}\left(1 + \frac{a}{b}x^2 + \varepsilon\right) \equiv \frac{1}{a}\frac{\varkappa'}{\varkappa}\left(1 + \frac{\varkappa}{\varkappa'}\varepsilon\right) \tag{5.4}$$

x) Разница Δ_n и Δ_p становится существенной вблизи первого двухквазичастичного полюса, где наше квазиклассическое приближение незаконно.

$$\frac{1}{\gamma(x)} = \frac{x^2}{b} - \frac{\varepsilon}{a} \tag{5.5}$$

Уравнение (5.4) есть аналог (4.5) для системы двух сортов нуклонов, уравнение (5.5) описывает новый тип колебаний. Различие нейтронных и протонных характеристик ($\varepsilon \sim \delta^2 \neq 0$) приводит к дополнительной (по сравнению с (4.6))"перенормировке" обычных β -колебаний. Перенормировочный множитель ($1 + a/b \cdot x^2 + \varepsilon$) в (5.4) сравнивался с экспериментальными данными /6/ и получено хорошее согласие /7/.

Вероятности переходов определяются билинейной комбинацией ($K_n^{(-)}L_n^{(-)} + K_p^{(-)}L_p^{(-)} + QP^*$) из решений и правых частей уравнения (5.3). Простые вычисления x) дают согласно (2.12) для первой ветви (5.4)

$$|(0|V|\omega)|^2 = \frac{\Delta k^2}{\varkappa a}\left|\frac{F}{\gamma}\sqrt{\frac{1+\varepsilon}{1+\frac{\varkappa}{\varkappa'}\varepsilon}}\left\{\frac{\varkappa}{\varkappa'}p - \frac{1}{x}\left(1 - \frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)\left(\ell_n^{(-)} + \ell_p^{(-)}\right) - \frac{\delta}{1+\varepsilon}\left(\frac{\varkappa'}{\varkappa} - 1\right)\frac{1}{x}\left(\ell_n^{(-)} - \ell_p^{(-)}\right)\right\}\right|^2 \tag{5.6}$$

$$F^2\left(x; \frac{\varkappa}{\varkappa'}, \delta\right) = \frac{x(1-x^2)\gamma^2(x)}{\left[1 + (2x^2-1)\gamma + 2\varepsilon(1+x^2\gamma)\right]\frac{\varkappa}{\varkappa'} + (1+\gamma)(1+2\varepsilon)\left(1 - \frac{\varkappa}{\varkappa'}\right)} \tag{5.7}$$

x) Приведение результата к полному квадрату можно провести в общем виде. Пусть $a_{ik}y_k = b_i$ и $y_i = A_{ik}b_k/\mathcal{D}$ - система линейных уравнений и её решение. Заметим, что в случае, когда детерминант системы $\mathcal{D} = 0$ ($\omega = \omega_0$ — полюс в решении y_i) алгебраические дополнения A_{ik} обладают свойством $A_{ik}A_{\ell m} = A_{im}A_{\ell k}$. Поэтому имеем, например

$$y_i b_i^* = \mathcal{D}^{-1}A_{ik}b_i^*b_k = \frac{1}{\mathcal{D}A_{33}}A_{i3}A_{3k}b_i b_k = \frac{|A_{3k}b_k|^2}{\mathcal{D}A_{33}}$$

Рисунок 6 иллюстрирует зависимость функции (5.7) от $x = \omega/2\Delta$ для различных значений параметра δ. Из формул (5.6) и (5.7) легко найти выражение для вероятностей EL - переходов, вызываемых T-четным внешним полем $V^{(+)}$.

$$|(0|V^{(+)}|\omega)|^2 = \frac{4\Delta}{\sum_a (\varphi \bar{q^2})_a} \Big[\sum_a (\varphi q \bar{V}^{(+)})_a\Big]^2 F^2 \frac{1+\varepsilon}{1+\frac{x}{x_1}\varepsilon} \Big\{1 + \frac{\delta}{1+\varepsilon}\Big(\frac{x'}{x}-1\Big) \frac{(\varphi q \bar{V}^{(+)})_n - (\varphi q \bar{V}^{(+)})_p}{(\varphi q \bar{V}^{(+)})_n + (\varphi q \bar{V}^{(+)})_p}\Big\}^2 \qquad (5.8)$$

Аналогичные вычисления для второй ветви (5.5) приводят к выражению

$$|(0|V^{(+)}|\omega)|^2 = \frac{4\Delta}{\sum_a (\varphi \bar{q^2})_a} \Big[\sum_a (\varphi q \bar{V}^{(+)})_a\Big]^2 \frac{\varepsilon}{1-\frac{x}{x_1}(1+\varepsilon)} \frac{x\gamma^2(1-x^2)}{(1+\gamma)(1+2\varepsilon) - 2\varepsilon\gamma(1-x^2)\frac{x}{x_1}} \qquad (5.9)$$

В пределе одинаковых свойств нейтронов и протонов ($\delta \to 0$, $\varepsilon \to 0$) вероятность (5.8) переходит в (4.7).

Для второй ветви при этом находим

$$|(0|V^{(+)}|\omega)|^2 \approx \frac{4\Delta}{\sum_a (\varphi \bar{q^2})_a} \Big[(\varphi q \bar{V}^{(+)})_n - (\varphi q \bar{V}^{(+)})_p\Big]^2 \frac{x\gamma^2(1-x^2)}{1+\gamma}$$

откуда видно, что эта ветвь соответствует "противофазным" относительным колебаниям протонов и нейтронов[x)]. Коэффициенты разложения фонона по двухквазичастичным операторам могут быть найдены из (5.7), (5.4) и (2.4а) обычным образом.

---

x) Не следует смешивать эту ветвь с противофазными β-колебаниями, которые в нашем случае ($\varkappa_{nn} = \varkappa_{pp} = \varkappa_{np}$) лежат на пороге двухквазичастичных возбуждений. Для их формального описания следует кроме суммарного Q рассматривать $Q_n - Q_p$.

6. Обсуждение результатов

1. Флуктуации спаривания имеют истинно монопольную природу (в отличие от квадрупольных β-колебаний), поэтому наилучшим способом их возбуждений являются, по-видимому, реакции с передачей двух нуклонов (например, (t, p)). Внешнее поле, вызывающее такую реакцию, имеет вид (2.2). К сожалению, вид коэффициентов $\bar{V}_{\nu\nu}$ может быть получен лишь при грубых приближениях. Для качественных оценок можно отвлечься от внутренней структуры, передаваемой в ядро нуклонной пары и считать, что пара как целое взаимодействует с поверхностью ядра /9/. В этом приближении оператор (t, p) - реакции представляется в виде[x)]

$$V(t,p) = const \sum_\nu a^+_\nu a^+_{\bar\nu}$$

Для простоты ограничимся моделью одного типа нуклонов. Тогда из уравнений раздела 2 легко найти относительную вероятность перехода ядра на возбужденные и основное состояние

$$\frac{|(\omega_f|V(t,p)|0_i)|^2}{|(0_f|V(t,p)|0_i)|^2} = \begin{cases} \dfrac{4}{\rho\Delta} \dfrac{1-x^2}{x[1+(2x^2-1)\gamma]} \dfrac{(\bar q)^2}{\bar{q^2}} & (\beta\text{-колебания}) \\[2ex] \dfrac{4}{\rho\Delta} \dfrac{1-x^2}{x(1+\gamma)} \dfrac{(\bar f)^2}{\bar{f^2}} & (\text{флукт.спарив.}) \end{cases}$$

(Эти формулы для простоты получены без учёта интерференции между ветвями). В (6.1) как функции, зависящие от $x = \omega/2\Delta$, так и множитель $4/\rho\Delta$, порядка единицы. Поэтому, по отношению к переходам в основное состояние, вероятности перехода в возбужденное состояние при (t, p) - реакции, малы как $(\bar q)^2/\bar{q^2}$ или $(\bar f)^2/\bar{f^2}$. Эти величины довольно чувст-

---

x) Это грубое приближение допустимо для оценок полного сечения возбуждения, но не углового распределения протонов. Последнее очень чувствительно к выбору вида $V(t,p)$.

вительны к структуре уровней у поверхности Ферми (см.рис.2), что допускает простую качественную проверку теории из анализа данных (t , p) - реакций для группы соседних ядер[x]. Имеющиеся, к сожалению немногочисленные экспериментальные данные не противоречат нашим оценкам /8/.

В разделе 3 было показано, что основной является связь β -колебаний с квадрупольными флуктуациями спаривания,а примесь других типов возбуждений, как правило, мала. Однако, в некоторых особых случаях (например, при рассмотрении сильно запрещенных переходов) пренебрежение ими может привести к заметным ошибкам. Так, для $E0$ - переходов, интерференция монопольных флуктуаций спаривания с β - колебаниями вносит вклад порядка единицы и её необходимо учитывать в нулевом приближении. В случае одного сорта частиц простые вычисления дают

$$|\langle 0|V(E0)|\omega\rangle|^2 = 4\rho\Delta\,\frac{|\overline{qr^2}|^2}{\overline{q^2}}\;\frac{x(1-x^2)\gamma^2}{1+(2x^2-1)\gamma}\left(\frac{b}{b-x^2\gamma}\right)^2$$

где первый множитель есть вероятность $E0$ - перехода для чистых β -колебаний, а последний описывает влияние флуктуаций спаривания. Поэтому $E0$ -переход из β -колебаний в основное состояние возрастает в $\left(b/(b-x^2\gamma)\right)^2$ раз.

Из рисунка 2 видно, что в некоторых ядрах велики средние типа $\overline{q^2\frac{\varepsilon}{|\varepsilon|}}$, связывающие квадрупольные парные и β-колебания. Их учёт приводит к дополнительной перенормировке $\varkappa$. Энергия фонона и вероятности электромагнитных переходов при этом, как правило, уменьшаются.

К аналогичным качественным эффектам ведет учёт членов с линейными средними (в том числе членов с $\bar{q}$, обеспечивающих выделение нефизических состояний с $\omega = 0$). Для β-колебаний константа $\varkappa$ переходит при этом в $\varkappa\left(1-(\bar{q})^2/\overline{q^2}\right)$, а вероятность EL переходов перенормируется согласно

$$|\langle 0|V^{(\lambda)}|\omega\rangle|^2 \longrightarrow \left(1-\bar{q}\,\overline{V^{(\lambda)}}/\overline{qV^{(\lambda)}}\right)^2 |\langle 0|V^{(\lambda)}|\omega\rangle|^2$$

---

x) Сравнение спектроскопических факторов для одного ядра требует, безусловно, более совершенной и детальной теории.

З а к л ю ч е н и е

В настоящей работе преследовалась двоякая цель. Одна из них - методическая: разработать способ аналитического исследования свойств коллективных возбуждений деформированных ядер. Оболочечная структура в деформированных ядрах достаточно размыта, чтобы допускать апроксимацию величин, зависящих только от энергии уровней, плавными функциями. Однако с точки зрения квантовых чисел, одночастичные состояния в деформированных ядрах перемешаны еще слабо, поэтому матричные элементы сильно флуктуируют. Наш метод состоит в разделении плавных и флуктуирующих факторов. При этом оказывается возможным не только качественное исследование, но и получение относительно хороших количественных результатов.

Вторая цель работы - исследование связи β -колебаний с флуктуациями спаривания. Интерференция этих двух ветвей оказывается очень существенной и без её учёта не имеет смысла проведение количественных сравнений с экспериментом. Заметим, что флуктуации спаривания не единственная 0^+-ветвь, интерферирующая с β -колебаниями. Заслуживают рассмотрения, в частности, спин-орбитальные вибрации /11/.

Неоднократно "чистые" β -колебания являлись объектом детальных численных расчётов, отличающихся друг от друга одночастичными функциями, выбором параметров, затраченным машинным временем и т.п. Здесь мы хотели показать, что нет смысла в трудо- и машиноёмких расчетах без качественного исследования различных физических факторов, главным образом - интерференции с другими коллективными ветвями.

Литература

/ 1 / Be'3 D.R. Nucl. Phys. 49 196 (544)

/ 2 / Соловьев В.Г., Nucl. Phys. 69, 1965 (69).
Фогель П. ЯФ, т.1, 1965 ( ).

/ 3 / Пятов Н.И. Arkiv för fysik в.36, 1967 (667).

/ 4 / Беляев С.Т. ЯФ т.4, 1966 (936).

/ 5 / Belyaev S.T. Phys. Lett. 28B, 1969 (365).

/ 6 / Железнова К.М., Пятов Н.И., Черней М.И., препринт ОИЯИ Е4-3025, 1966 г.

/ 7 / Беляев С.Т., Румянцев Б.А. Proc. of Tokyo Conf. 1967.

/ 8 / Натан О. в сборнике "Структура сложных ядер", 1966 (158), Атомиздат.

/ 9 / Yoshida S. Nucl. Phys. 33, 1962 (685).

/10/ Железнова К.М., Корнейчук А.А., Соловьев В.Г., Фогель П., Юнгклауссен, препринт ОИЯИ, Д-2157, 1965.

/11/ Беляев С.Т., Румянцев Б.А. Phys. Lett 30B, 1969 (444).

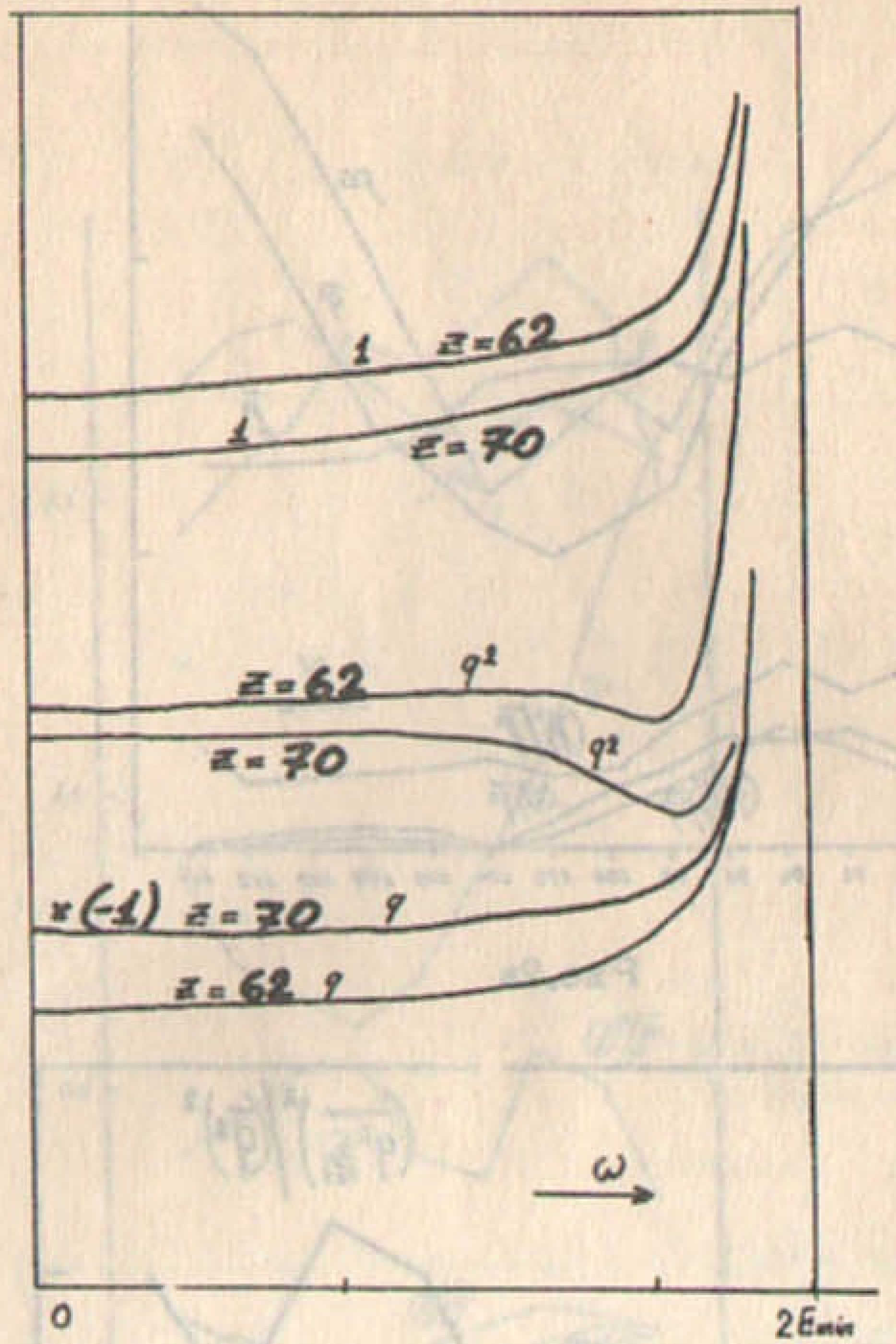

Рис.1. Численная проверка приближения (3.6). При его справедливости величина $h_a[y]/y(\omega/2\Delta)$, отложенная по оси ординат в произвольных единицах, должна быть константой. Три пары кривых соответствуют $y = 1$, q^2, q, для числа протонов Z = 62 и 70.

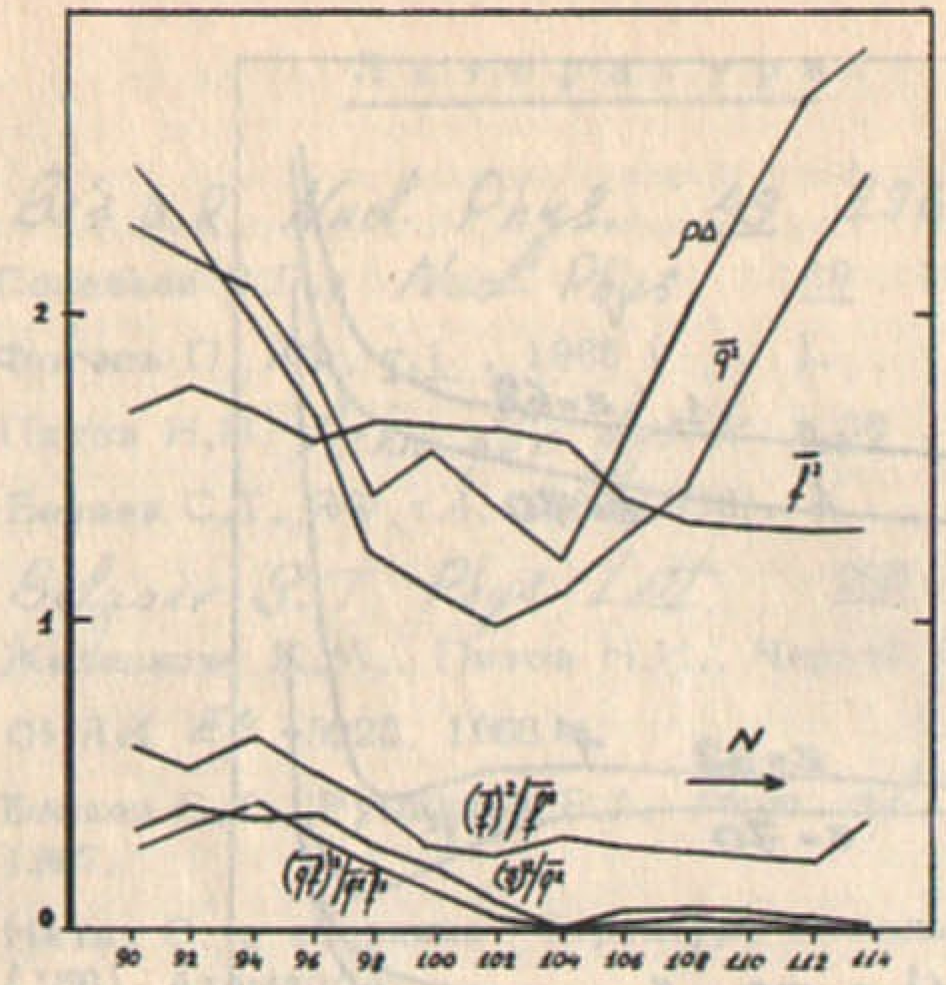

Рис.2а

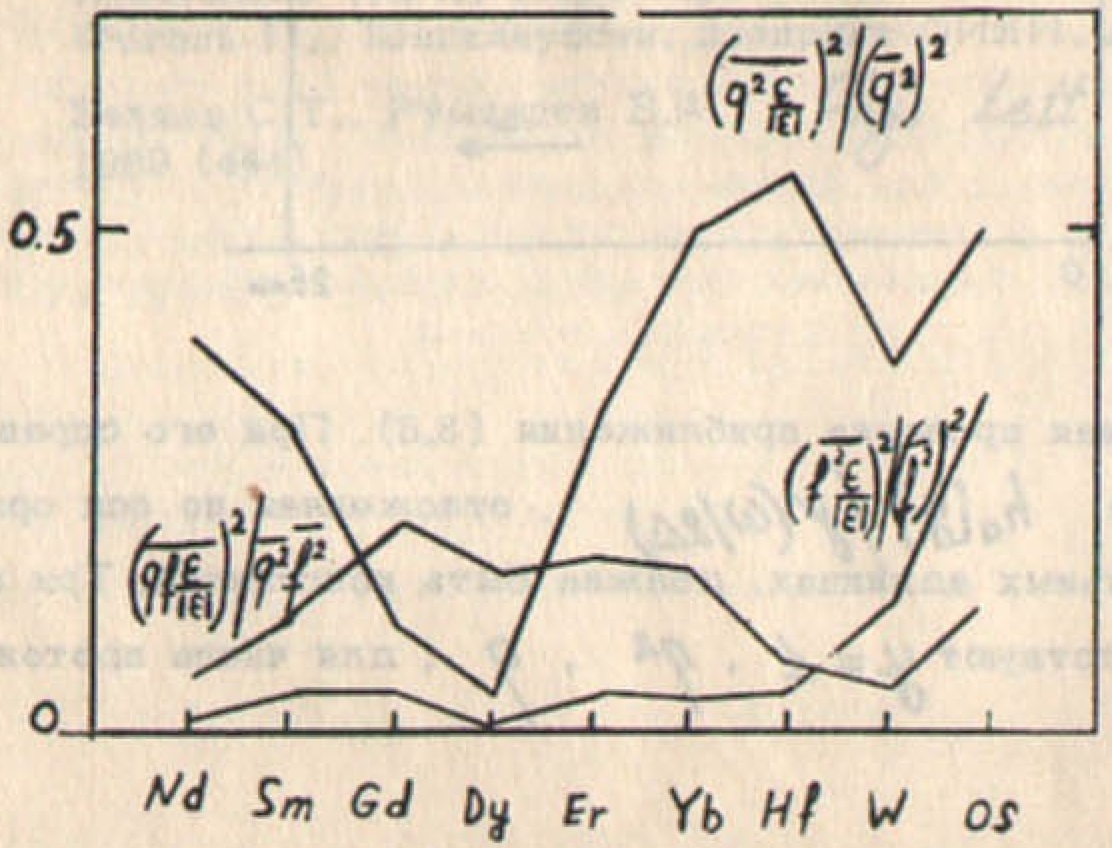

Рис.2б

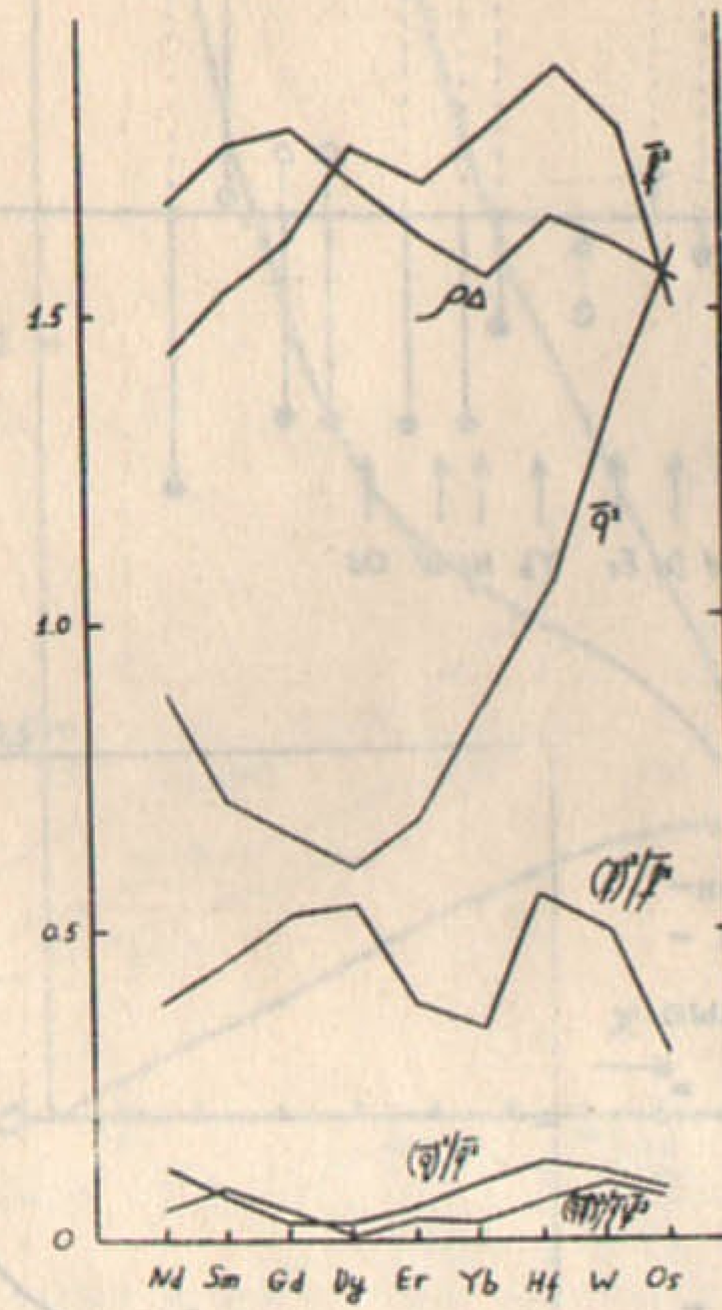

Рис.2. Усредненные с весовой функцией $\rho_V = \frac{1}{\pi}\frac{\Delta}{E_V^2}$ квадраты нейтронных (а) и протонных (б, в) матричных элементов. Значения $q_{vv} \cdot \varepsilon_v \cdot \Delta \cdot \lambda$ брались из /10/. Для r^2 использовались квазиклассические матричные элементы в прямоугольной яме.

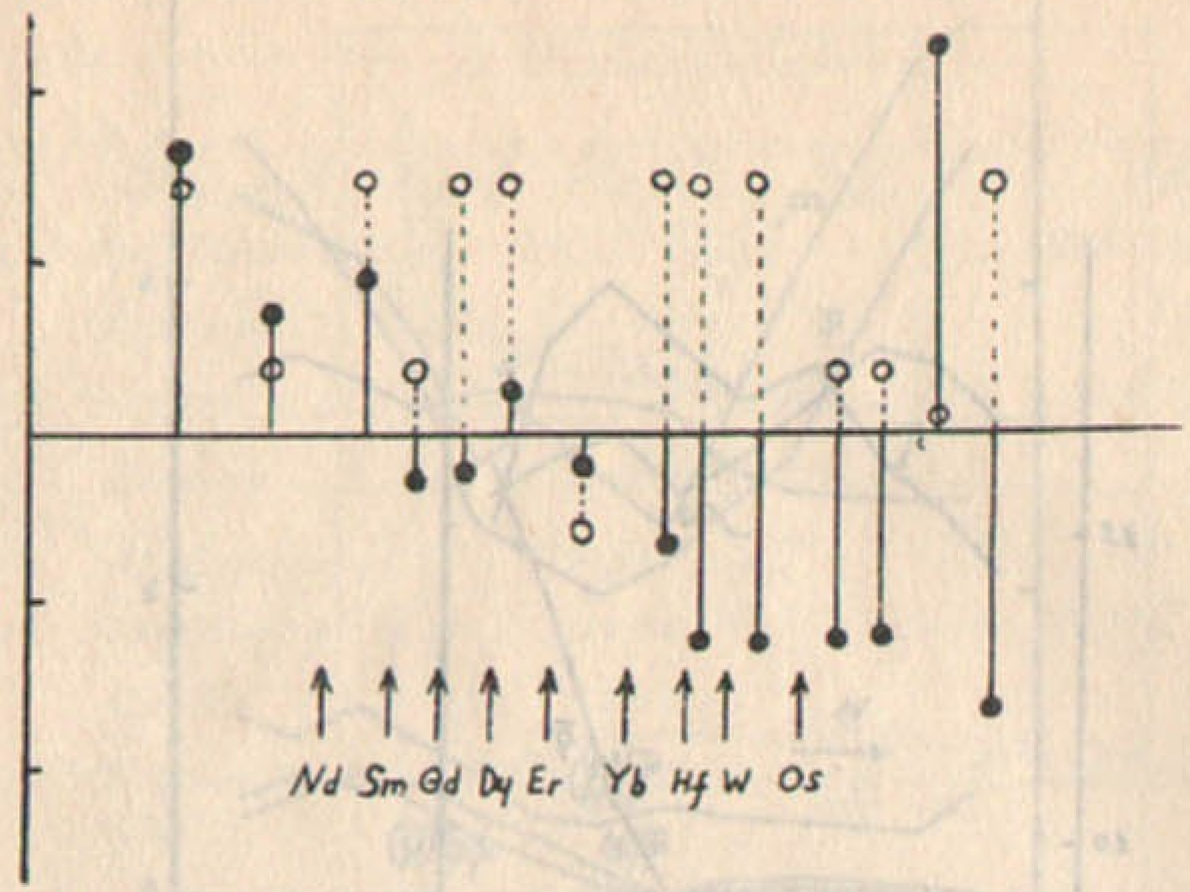

Рис.3. Величины протонных матричных элементов $\langle v|q|v\rangle$ (черные кружки) и $\langle v|f|v\rangle = \langle v|\frac{r^2-\overline{r^2}}{[\overline{r^4}-(\overline{r^2})^2]^{1/2}}|v\rangle$ (белые кружки) как функции энергии одночастичных состояний. Стрелками указано положение химического потенциала.

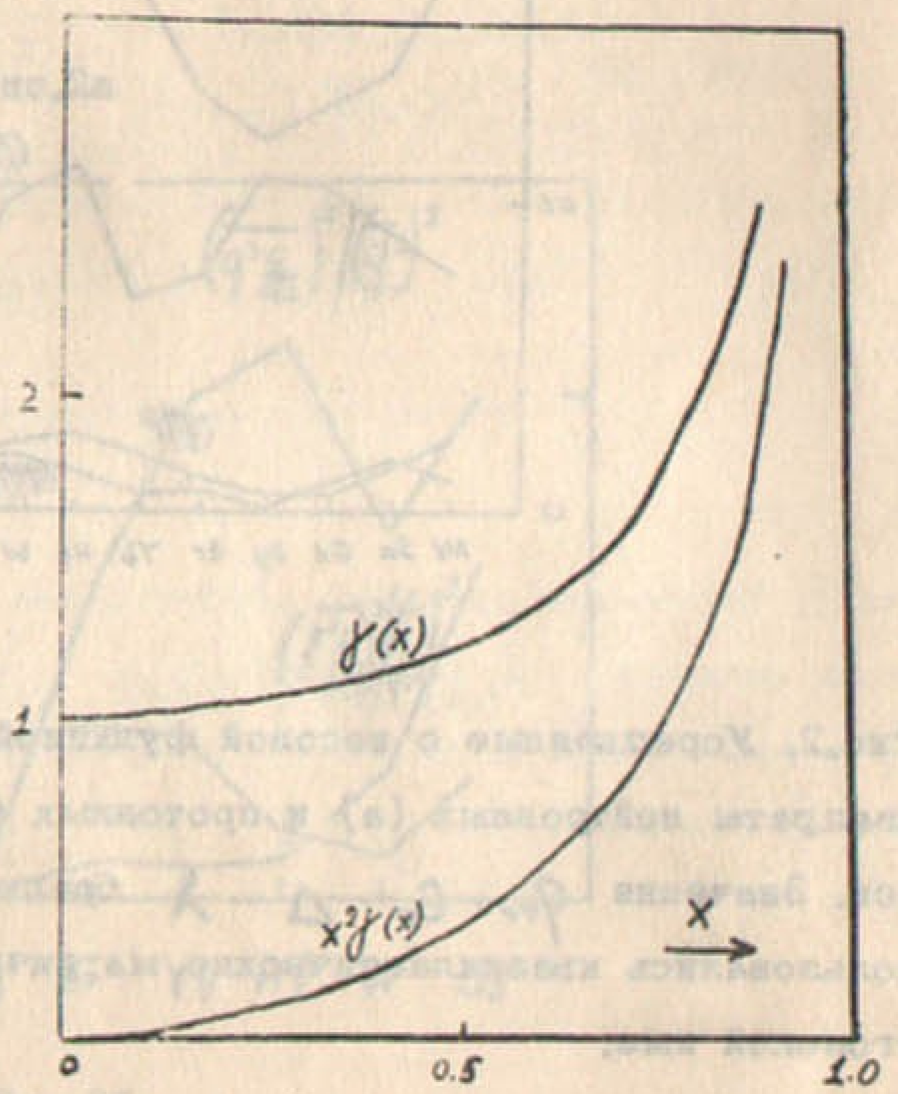

Рис.4.

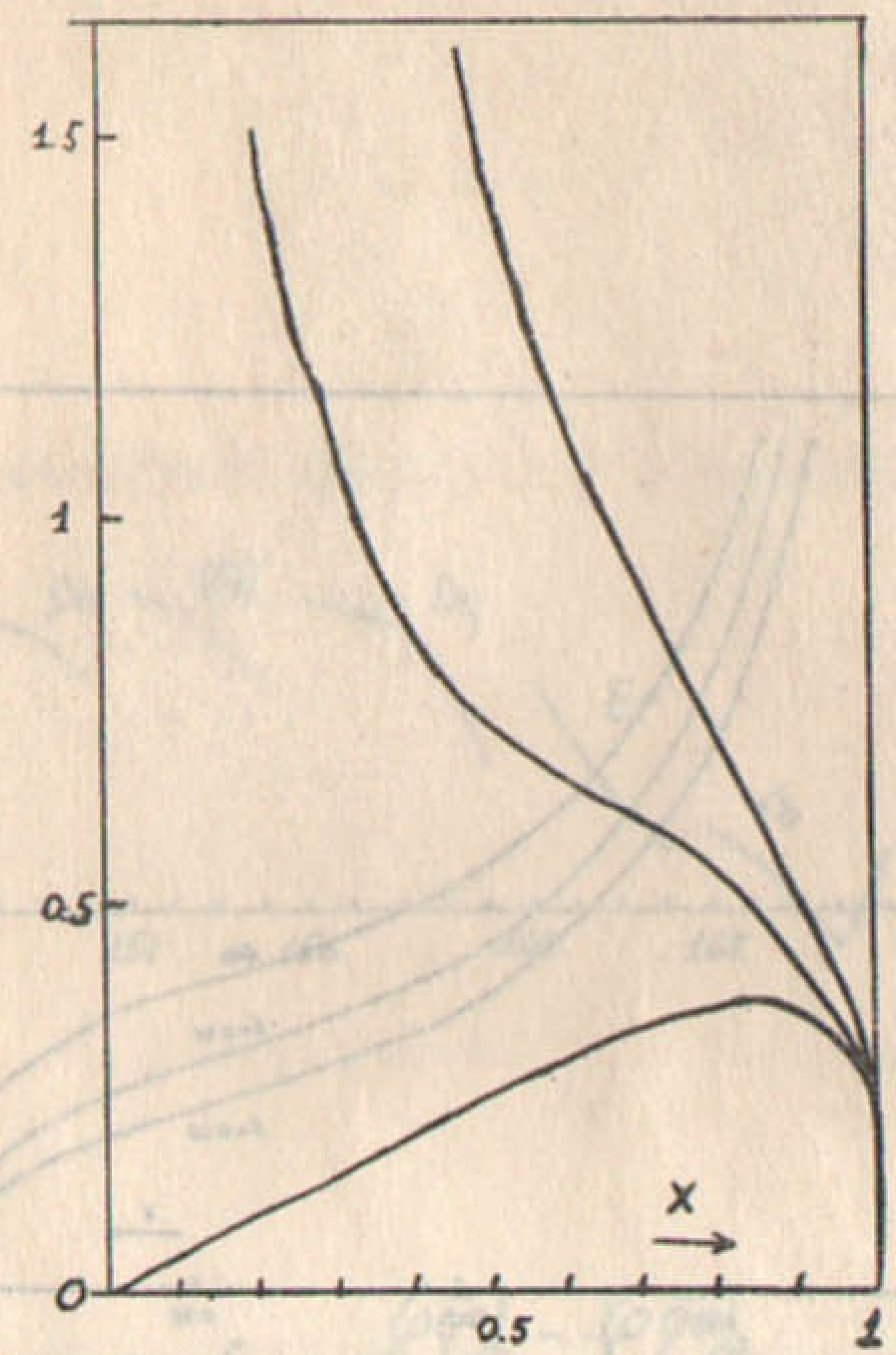

Рис.5. Функция $F^2(x; \frac{\varkappa}{\varkappa'})$ для трех значений параметра a/b. Верхняя и нижняя кривые отвечают чистым β-колебаниям ($a/b = 0$) и флуктуациям спаривания ($a/b = \infty$) соответственно. Реальному значению параметра a/b = 0,6 отвечает промежуточная кривая.

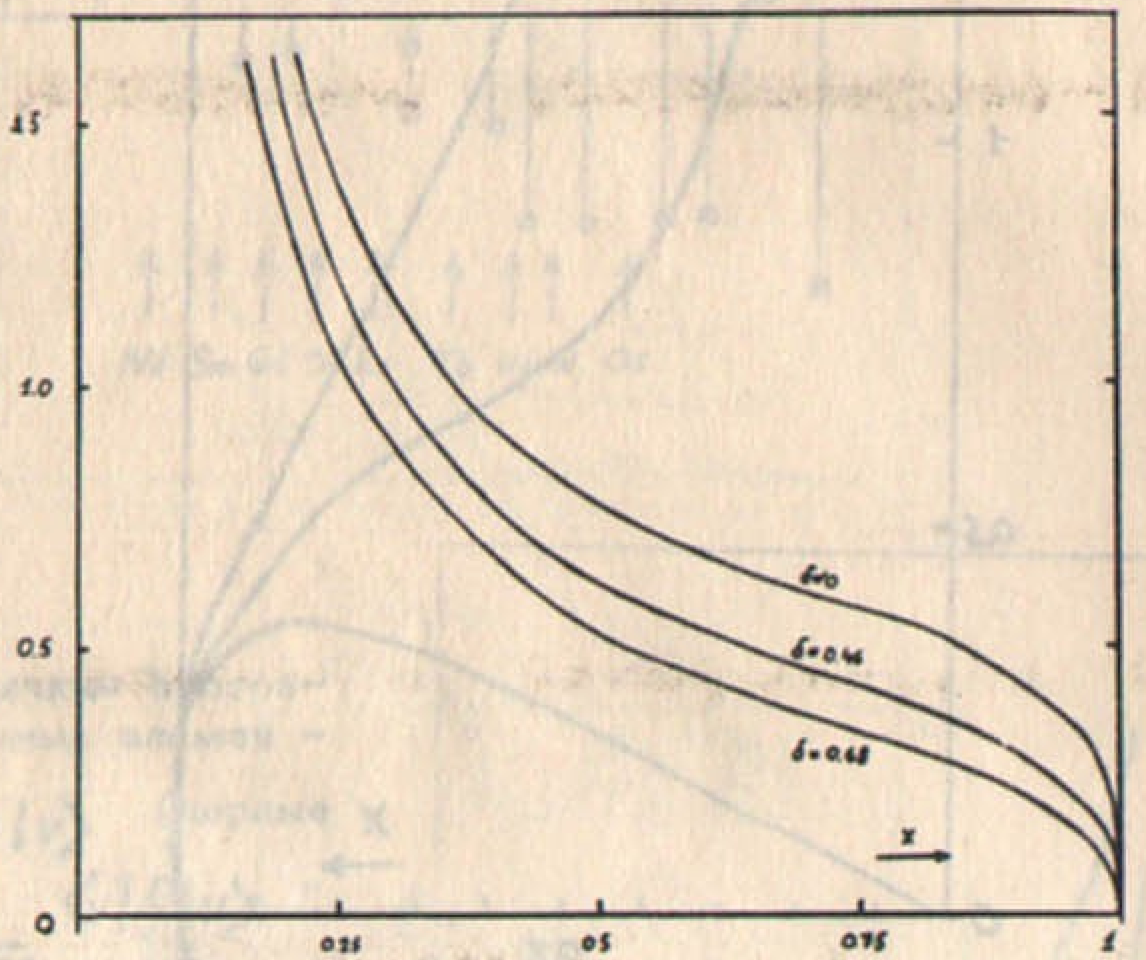

Рис.6. Зависимость функции $F^2(x; \frac{\varkappa}{\varkappa'}; \delta)$ от x для различных значений параметра δ (a/b = 0,83).

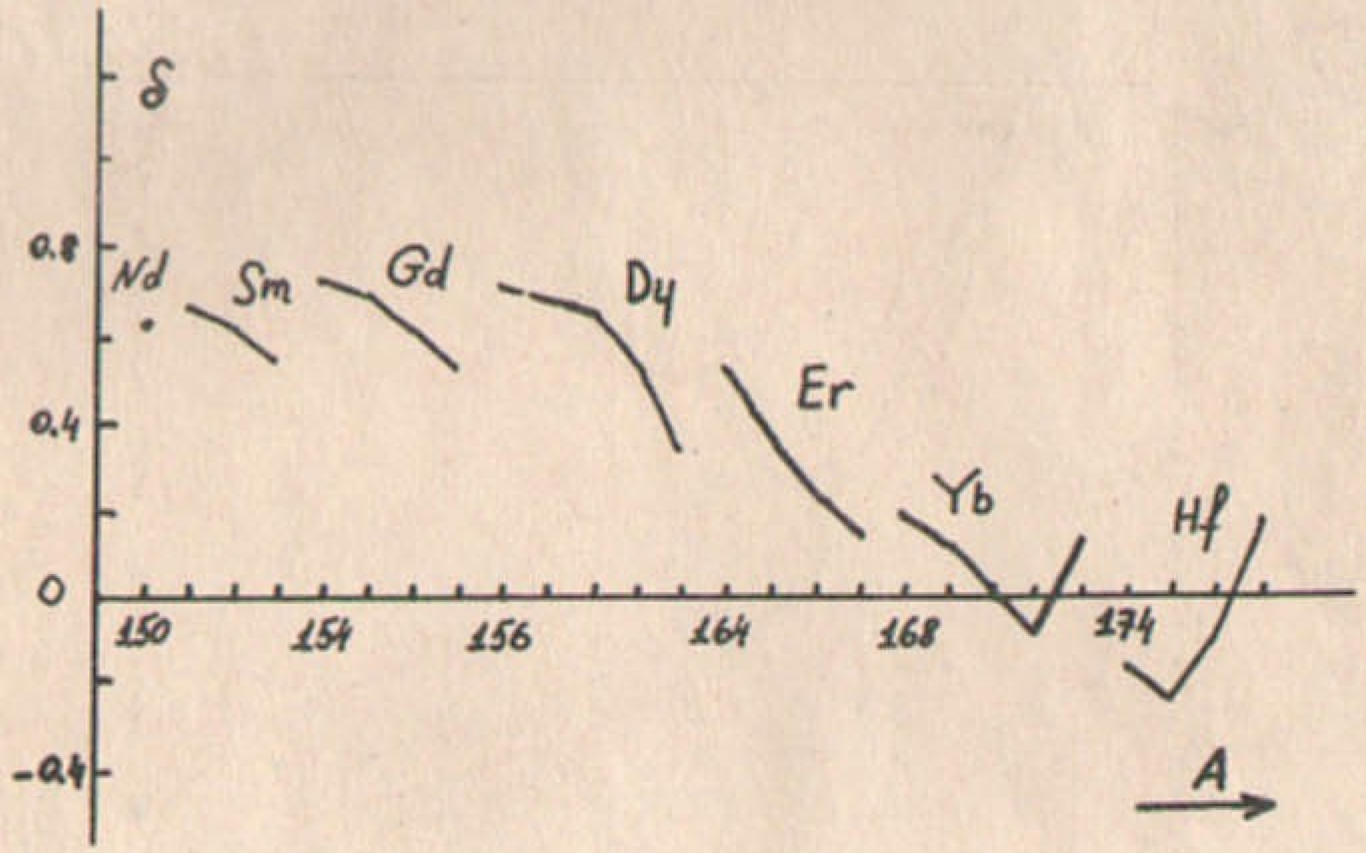

Рис.7. Параметр $\delta = \frac{\langle\rho\bar{q}^2\rangle_n - \langle\rho\bar{q}^2\rangle_p}{\langle\rho\bar{q}^2\rangle_n + \langle\rho\bar{q}^2\rangle_p}$, характеризующий отличие протонных и нейтронных средних для ядер резкоземельной области.

Ответственный за выпуск Б.А.Румянцев
Подписано к печати 20.1-70
Усл. 1,2 печ.л., тираж 150 экз.
Заказ № 1 , бесплатно. ПРЕПРИНТ.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР