

e
f

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

507/82

1/2-82
P4-81-740

А.И.Вдовин, В.Ю.Пономарев, Ч.Стоянов

ВЫСОКОЛЕЖАЩИЕ M_1 -СОСТОЯНИЯ
СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik A"

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые на существование в сферических четно-четных ядрах коллективных $M1$ -состояний, образованных одночастичными переходами через две оболочки и расположенных при энергиях возбуждения $E_x = 15 \div 19$ МэВ, было указано в работе /1/. Расчеты в рамках теории конечных ферми-систем, выполненные Шпейтом Й. и др. /2/ для ядра ^{208}Pb , показали, что, хотя эти коллективные 1^+ -состояния имеют маленькую величину $B(M1, 0^+_{g.s.} \rightarrow 1^+) \approx 0,01 \div 0,1 \mu_0^2$ они должны сильно возбуждаться в неупругом рассеянии электронов. С наибольшей интенсивностью должно согласно /2/ возбуждаться сильно коллективизированное 1^+ - состояние с энергией возбуждения $E_x = 25,16$ МэВ, токовая переходная плотность которого имела поверхностный характер. Рассчитанная величина сечения возбуждения этого состояния в (e, e') -рассеянии назад составила 150 нб/ср. В работах /2/ дана также оценка ширины этого состояния, обусловленной связью со сплошным спектром $\Gamma^{\dagger} \approx 1 \div 4$ МэВ. Однако попытка обнаружить высоколежащий 1^+ - резонанс с $\Gamma \approx 1$ МэВ при энергиях возбуждения $E_x = 19 \div 25$ МэВ в неупругом рассеянии электронов с энергией $E_0 = 60$ МэВ на угол $\theta = 180^\circ$ /3/ дала отрицательный результат. С большой долей неопределенности экспериментаторы выделили при энергии $E_x = 24$ МэВ пик шириной $\Gamma \approx 1,5$ МэВ. Полная величина сечения в пике /после выделения фона/ составила $50 \div 20$ нб/ср, что существенно меньше теоретической предсказанной.

Для адекватного описания коллективных состояний ядер, лежащих в области сплошного спектра, необходимо преодолеть две основные трудности. Во-первых, расчеты следует проводить с достаточно большим одночастичным базисом, строго говоря, включая и одночастичный континуум. Во-вторых, при высоких энергиях возбуждения важную роль играет взаимодействие простых конфигураций /в данном случае $1p-1h$ / с более сложными, и в первую очередь с $2p-2h$ -конфигурациями. /Известны примеры /4/, когда такое взаимодействие кардинально изменяло распределение силы $M1$ -переходов, полученное в приближении случайной фазы. Поэтому результаты расчетов в ПСФ, выполненных на сильно ограниченном одночастичном базисе, могут рассматриваться лишь как ориентировочные и нуждаются в дальнейшей проверке/.

Последовательное преодоление вышеупомянутых трудностей представляет собой очень трудоемкую задачу, и пока для ее решения

сделаны лишь первые шаги /5/. В настоящей работе мы рассмотрим, к каким последствиям для существования высоколежащего M1-резонанса приведет учет взаимодействия 1p-1h конфигураций с более сложными. Для этого мы воспользуемся формализмом квази-частично-фононной модели ядра /6,7/. Мы рассмотрим также и другие вопросы, связанные с существованием и возможностями обнаружения высоколежащего M1-резонанса.

§2. КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА И МЕТОД СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ

Подробное описание квазичастично-фононной модели ядра и полученных в ее рамках результатов можно найти в монографии /6/ и обзорах /7/. Наиболее существенные результаты последнего времени опубликованы в работах /8/, поэтому здесь мы ограничимся лишь кратким очерком основных положений этой модели, необходимым для понимания дальнейшего.

Квазичастично-фононная модель /КФМ/ относится к классу так называемых полумикроскопических моделей. Ядро в ней рассматривается как система нуклонов, движущихся в среднем потенциале и взаимодействующих посредством эффективных двухнуклонных сил, функциональный вид которых выбирается на основе качественных соображений, а параметры подбираются исходя из условия наилучшего описания экспериментальных данных. Строго говоря, параметры эффективных сил должны быть согласованы с параметрами самосогласованного одночастичного потенциала /9,10/.

В расчетах по КФМ в качестве потенциала среднего поля используется потенциал Вудса-Саксона. В канале частица-частица учитываются монополярные нейтрон-нейтронные и протон-протонные силы спаривания, в канале частица-дырка - сепарабельные мультиполярные $V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ и спин-мультиполярные $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ силы, включающие изоскалярные и изовекторные компоненты. Каждое слагаемое $V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ и $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ характеризуется двумя константами: $\kappa_0^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda)}$ /или - для спин-мультиполярных сил $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2) - \kappa_0^{(\lambda L)}$, $\kappa_1^{(\lambda L)}$ /. В тех случаях, когда это возможно /например, для сил спаривания, сепарабельных дипольных, квадрупольных и октупольных сил/, константы взаимодействия определяются по экспериментальным данным /разностям масс соседних четных и нечетных ядер, энергиям нижайших вибрационных состояний и гигантских резонансов/. В других случаях используют качественные оценки /10,11/. Более детально выбор силовых параметров обсуждался нами в работах /4,12/. В следующем параграфе мы еще вернемся к этому вопросу.

Итак, гамильтониан ядра \mathcal{H} имеет вид

$$\mathcal{H} = N_{s.p.} + N_{pair} + \sum_{\lambda} V_{\lambda} (\vec{r}_1, \vec{r}_2) + \sum_{\sigma\lambda} V_{\sigma\lambda}^L (\vec{r}_1, \vec{r}_2). \quad /1/$$

В результате серии преобразований и приближений, подробно изложенных в^{6/} гамильтониан \mathcal{H} для сферического четно-четного ядра, записанный в представлении вторичного квантования через операторы рождения и уничтожения квазичастиц α_{jm}^+ , α_{jm} и фононов $Q_{\lambda\mu}^+$, $Q_{\lambda\mu}$, принимает вид

$$\tilde{\mathcal{H}} = H_0 + H_{qph}. \quad /2/$$

Слагаемое H_0 соответствует приближению невзаимодействующих фононов:

$$H_0 = \sum_{\lambda\mu i} \omega_{\lambda i} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu}. \quad /3/$$

В этом приближении, т.е. в приближении случайной фазы, основное состояние ядра считается фононным вакуумом (Ψ_0), а возбужденные рассматриваются как однофононные с разными моментами, четностями и энергиями. В принципе, возможно построение двух-, трех- и т.д. многофононных состояний, хотя при этом следует помнить о возможных искажениях, возникающих из-за пренебрежения принципом Паули.

Однофононная волновая функция представляет собой суперпозицию двухквазичастичных компонент:

$$Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_0 = \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{jm}^+ \alpha_{j'm'}^+]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} [\alpha_{j'm'} \alpha_{jm}]_{\lambda-\mu} \} \Psi_0. \quad /4/$$

Энергия $\omega_{\lambda i}$ состояния /4/ и коэффициенты $\psi_{jj'}^{\lambda i}$ и $\phi_{jj'}^{\lambda i}$ находятся путем решения уравнений ПСФ для сепарабельного частично-дырочного взаимодействия^{7/}. Мы приведем это уравнение для случая, когда фонон $Q_{\lambda\mu}^+$ имеет аномальную четность и генерируется одним типом спин-мультипольного взаимодействия $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$:

$$(\kappa_0^{(\lambda L)_+} + \kappa_1^{(\lambda L)_-}) (X_{Li}^n(\omega) + X_{Li}^p(\omega)) - 4\kappa_0^{(\lambda L)_+} \kappa_1^{(\lambda L)_-} X_{Li}^n(\omega) X_{Li}^p(\omega) = 1,$$

$$X_{Li}^{n(p)}(\omega) = \frac{1}{2L+1} \sum_{jj'}^{n(p)} \frac{[f_{jj'}^{\lambda L} u_{jj'}^{(-)}]^2 \epsilon_{jj'}}{\epsilon_{jj'}^2 - \omega^2}, \quad u_{jj'}^{(-)} = u_j v_{j'} - u_{j'} v_j. \quad /5/$$

u_j , v_j - коэффициенты преобразования Боголюбова; $\epsilon_{jj'}$ - энергия двухквазичастичного состояния, $f_{jj'}^{\lambda L}$ - приведенный одночастичный матричный элемент спин-мультипольного оператора. Энергии многофононных состояний в ПСФ являются просто суммой энергий составляющих их однофононных возбуждений.

Слагаемое H_{qph} описывает взаимодействие фононов четно-четного ядра. Оно имеет следующий вид:

$$H_{qph} = -\frac{1}{2\sqrt{2}} \sum_{LMi} (Q_{LMi}^+ + (-)^{L-M} Q_{L-Mi}) \sum_{jj'r} \frac{f_{jj'}^{L, \lambda} v_{jj'}^{(+)}}{\sqrt{y_{Li}^r}} B(jj'L-M) + h.c.,$$

$$B(jj'L-M) = \sum_{mm'} (-)^{j'+m'} \langle jmj'm' | L-M \rangle \alpha_{jm}^+ \alpha_{j'-m'}, \quad /6/$$

$$y_{Li}^{n(p)} = Y_{Li}^{n(p)} + Y_{Li}^{p(n)} \left\{ \frac{[\kappa_0^{(\lambda L)} - \kappa_1^{(\lambda L)}] X_{Li}^{n(p)}}{1 - [\kappa_0^{(\lambda L)} + \kappa_1^{(\lambda L)}] X_{Li}^{p(n)}} \right\},$$

$$Y_{Li}^r = \frac{2L+1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \omega} X_{Li}^r(\omega) \right) \Big|_{\omega=\omega_{Li}}, \quad v_{jj'}^{(+)} = u_j u_{j'} + v_j v_{j'}.$$

В /6/ явно выписана только часть H_{qph} , связанная со спин-мультипольными слагаемыми эффективных сил. Выражение для мультипольной части, вполне аналогичное приведенному, можно найти в работе /12/. Взаимодействие H_{qph} приводит к смешиванию состояний с разным числом фононов. В первом приближении отличными от 0 оказываются матричные элементы H_{qph} между состояниями, отличающимися по числу фононов на один, например,

$$\langle \Psi_0 Q_{LMi} | H_{qph} [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{LM} \Psi_0 \rangle \neq 0.$$

Подчеркнем, что взаимодействие фононов не содержит никаких новых дополнительных параметров по сравнению с исходным гамильтонианом $K/1/$. Взаимодействие фононов известно, если известны параметры исходного эффективного гамильтониана.

Учет члена H_{qph} приводит к разбросу силы однофононных состояний за счет взаимодействия с более сложными конфигурациями. В настоящей работе мы будем учитывать взаимодействие только одно- и двухфононных состояний. Поэтому вид волновой функции будет следующий:

$$\Psi_\nu(LM) = i \sum_i R_i(L\nu) Q_{LMi}^+ + \sum_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2} P_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{i_1 i_2}(L\nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{LM} \Psi_0. \quad /7/$$

Секулярное уравнение для энергии $\eta_{L\nu}$ состояния $\Psi_\nu(LM)$ с гамильтонианом /2/ и выражения для коэффициентов $R_i(L\nu)$ и $P_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{i_1 i_2}(L\nu)$ были получены в работе /12/ вариационным методом. Приведем здесь только секулярное уравнение:

$$\mathcal{F}(\eta) = \det \{ (\omega_{Li} - \eta) \delta_{ii'} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2} \frac{U_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^{\lambda_2 \mu_2}(Li) U_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^{\lambda_2 \mu_2}(Li')}{\omega_{\lambda_1 \mu_1 i_1} + \omega_{\lambda_2 \mu_2 i_2} - \eta} \} = 0. \quad /8/$$

Выражения для коэффициентов

$$U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (Li) = \langle \Psi_0 Q_{LMi} | H_{\text{qph}} | [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{LM} \Psi_0 \rangle$$

мы здесь выписывать не будем, так как они имеют громоздкий вид. Они приведены в работе /12/.

Расчеты с сепарабельными эффективными силами в ПСФ очень просты с вычислительной точки зрения. В то же время решение уравнения /8/, нахождение структуры каждого из многочисленных состояний $\Psi_{\nu}(LM)$ и последующий расчет различных физических величин с этими волновыми функциями представляют собой очень трудоемкую задачу. Ее можно упростить, используя метод силовых функций, предложенный в работе /13/ и интенсивно используемый в расчетах по КМФ свойств ядерных возбуждений большой энергии /см., например, /8/ /. В настоящей работе метод силовых функций применен для расчета сечений (e, e') -рассеяния с возбуждением состояний /7/.

Для большей наглядности мы построим силовую функцию сечения (e, e') -рассеяния с возбуждением состояний $\Psi_{\nu}(LM)$ в плоско-волновом борновском приближении /БП/. Численные расчеты выполнены в МИВ. В БП сечение возбуждения однофононного состояния $Q_{LMi}^+ \Psi_0$ в (e, e') -рассеянии с переданным импульсом \vec{q} записывается в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Li} = N_{Li}(\vec{p}_i, \vec{p}_f) |F_{Li}(q^2)|^2, \quad /9/$$

где $N_{Li}(\vec{p}_i, \vec{p}_f)$ - кинематический множитель, зависящий от импульсов падающего (\vec{p}_i) и улетающего (\vec{p}_f) электронов; $F_{Li}(q^2)$ - формфактор возбуждения однофононного состояния. Структура однофононной волновой функции входит в $F_{Li}(q^2)$ через конвекционную $\rho_{LL}^c(r)$ и магнитную $\rho_{LL}^m(r)$ токовые переходные плотности*. Токовые переходные плотности являются линейными функциями амплитуд ψ_{jj}^{Li} и ϕ_{jj}^{Li} /14/. Формфактор $F_{Li}(q^2)$, в свою очередь, линейно зависит от $\rho_{LL}^{c,m}(r)$. Поэтому формфактор $F_L^{\nu}(q^2)$ состояния /7/, если учитываются только однофононные компоненты $\Psi_{\nu}(LM)$, имеет вид

$$F_L^{\nu}(q^2) = \sum_i R_i(L\nu) F_{Li}(q^2). \quad /10/$$

Теперь введем силовую функцию $b_2(d\sigma/d\Omega, \eta)$, которую определим с помощью соотношения

$$b_2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}, \eta\right) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{1}{(\eta - \eta_{L\nu})^2 + \Delta^2/4} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{L\nu}. \quad /11/$$

* Зарядовый обменный ток в наших расчетах явно не учитывался.

Величина $(d\sigma/d\Omega)_{L\nu}$ - сечение возбуждения состояния, описываемого волновой функцией /7/. Используя для формфактора этого состояния выражение /10/, можно написать для $b_2(d\sigma/d\Omega, \eta)$ следующее выражение:

$$b_2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}, \eta\right) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{1}{(\eta - \eta_{L\nu})^2 + \Delta^2/4} \left| \sum_i R_i(L\nu) F_{Li}(q^2) N_{Li}^{1/2}(p_i, p_f) \right|^2 / 12/$$

В работах /6, 12/ показано, что имеет место соотношение

$$R_i^2(L\nu) = - \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \frac{\mathcal{F}(\eta)}{M_{ii}(\eta)} \right]^{-1} \Big|_{\eta = \eta_{L\nu}}, \quad /13/$$

где $M_{ii}(\eta)$ - соответствующий минор определителя из уравнения /8/. Основываясь на формуле /13/ и аналитических свойствах функций $\mathcal{F}(\eta)$ и $M_{ii}(\eta)$, выражение /12/ можно преобразовать к следующему виду:

$$b_2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}, \eta\right) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{\sum_{ii} M_{ii}(\eta + i\frac{\Delta}{2}) N_{Li}^{1/2} N_{Li}^{1/2} F_{Li}(q^2) F_{Li}(q'^2)}{\mathcal{F}(\eta + i\Delta/2)} \right\}. \quad /14/$$

Выражение /14/ удобно тем, что устраняет необходимость находить все корни уравнения /8/ и структуру каждого состояния. Функция $b_2(d\sigma/d\Omega, \eta)$ описывает ход сечения неупругого рассеяния электронов в зависимости от энергии возбуждения η . Величина интервала Δ , по которому "размазывается" сечение возбуждения данного состояния $\Psi_{\nu}(LM)$, определяет степень детальности, на которую претендуют расчеты. Принципы выбора величины Δ , влияющие конкретного вида весовой функции /в /11/ взята лоренцевская функция, можно использовать гауссову и другие/ подробно обсуждаются в работе Л.А.Малова /15/.

§3. ВЫСОКОЛЕЖАЩИЙ M1-РЕЗОНАНС В ПРИБЛИЖЕНИИ СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ

Рассмотрим сначала, что предсказывают относительно вероятности возбуждения высоколежащих M1-состояний в (e, e') -рассеянии на большие углы расчеты, выполненные с модельным гамильтонианом /1/ в ПСФ.

Структура однофононных 1^+ -состояний определяется двумя слагаемыми эффективных спин-мультипольных сил - простыми спиновыми и спин-квадрольными силами:

$$V_{\sigma 0}^1 + V_{\sigma 2}^1(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} (\kappa_0^{(01)} + \kappa_1^{(01)} \vec{r}_1 \vec{r}_2) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 + \quad /15/$$

$$+ \frac{1}{2} (\kappa_0^{(21)} + \kappa_1^{(21)} \vec{r}_1 \vec{r}_2) \vec{r}_1 \vec{r}_2 \sum_M (-)^M [\vec{\sigma}_1 Y_{2\mu}(\Omega_1)]_{1M} [\vec{\sigma}_2 Y_{2\mu}(\Omega_2)]_{1-M}.$$

Вклад в структуру 1^+ -состояний слагаемых $V_{\sigma_0}^1$ и $V_{\sigma_2}^1(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ исследовался в работах /16,17/. Слагаемое $V_{\sigma_2}^1(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ необходимо учитывать при энергиях возбуждения $E_x > 10 \div 15$ МэВ. Включение спин-квадрупольных сил приводит к появлению при энергиях $E_x > 20$ МэВ коллективных 1^+ -состояний, отличающихся, однако, малой величиной $B(M1, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 1_1^+)$ /17/. В расчетах только с силами $V_{\sigma_0}^1$, которые необходимо учитывать для адекватного описания обычного M1-резонанса, все 1^+ -состояния с энергией $E_x > 10$ МэВ получаются чисто двухквартичными. Определяющее влияние на структуру состояний с $E_x > 10$ МэВ оказывают силы $V_{\sigma_2}^1$.

Значения констант $\kappa_0^{(\lambda L)}$ и $\kappa_1^{(\lambda L)}$ выбраны на основании оценок работ /11/

$$\kappa_0^{(\lambda L)} = 0, \quad \kappa_1^{(\lambda L)} = - \frac{4\pi \times 28}{A < r} \frac{\text{МэВ}}{\Phi_M} \frac{2\lambda}{2\lambda} \quad /16/$$

В дальнейшем значения констант $\kappa_{0,1}^{(\lambda, L)}$, рассчитанные по формуле /16/, будем обозначать $\tilde{\kappa}_{0,1}^{(\lambda L)}$. Для эффективных гиромангнитных факторов выбраны следующие значения: $g_s^* = 0,8 g_s^{\text{free}}$, $g_l^* = g_l^{\text{free}}$. Приведенные значения параметров позволяют удовлетворительно описать экспериментальные данные о M1- и M2-резонансах в ^{58}Ni , M1-радиационных силовых функциях в ядрах с $A = 140$, о M2-резонансе в ^{90}Zr , ^{140}Ce , ^{208}Pb /4,18/.

Энергии одночастичных состояний и одночастичные волновые функции в потенциале Вудса-Саксона с параметрами Чепурнова /19/ рассчитывались с помощью программы REDMEL /20/. В расчетах учитывались все связанные и квазисвязанные с шириной $\Gamma \leq 0,5$ МэВ нейтронные и протонные одночастичные состояния. Поскольку программа REDMEL позволяет рассчитывать только такие квазисвязанные состояния, у которых $E_{Nl_j} \gg \Gamma$, среди квазисвязанных состояний, учитывавшихся в наших расчетах, преобладали состояния с большими угловыми моментами, для которых высок центробежный барьер /см. работу /12/, где дан пример одночастичной схемы в потенциале Вудса-Саксона, рассчитанной с помощью программы REDMEL/. Полное число одночастичных уровней, которые учитывались в расчетах в ядре ^{208}Pb , - 34 нейтронных и 37 протонных. Полное число полученных с этим спектром $1p-1h$ состояний с $L^\pi = 1^+$ в интервале $0 < E_x < 35$ МэВ в этом ядре - 64. Гистограмма плотности $1p-1h$ состояний изображена на рис. 1а.

Сечение возбуждения однофоновных 1^+ -состояний в (e, e') -рассеянии назад рассчитывалось методом искаженных волн с помощью модифицированных программ Туана и др /21/ и Ли /22/. Явный вид $\rho_{LL}^c(r)$ и $\rho_{LL}^m(r)$ в рамках КФМ приведен в работе /14/.

Результаты расчета $(d\sigma/d\Omega)_{1_1^+}$ в ядре ^{208}Pb при энергии налетающих электронов $E_0 = 60$ МэВ и угле рассеяния $\theta = 180^\circ$ /что соответствует условиям эксперимента /3/ / изображены на рис. 1б-г /

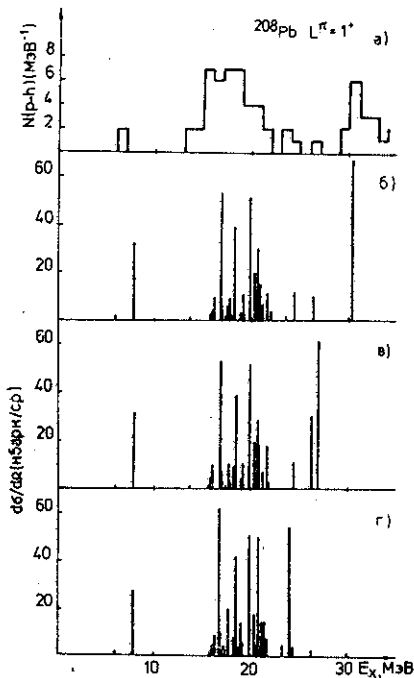


Рис. 1. Однофононные 1^+ -состояния ядра ^{208}Pb : а/ число $1p-1h$ состояний с $L^\pi = 1^+$ на интервале $\Delta E_x = 1$ МэВ как функция энергии возбуждения E_x ; б/ сечения возбуждения 1^+ - состояний в (e, e') -рассеянии при $E_0 = 60$ МэВ и $\theta = 180^\circ$; $\kappa_1^{(21)} = \tilde{\kappa}_1^{(21)}$ /см. формулу /16//; в/ то же самое, что на рис.1б, при $\kappa_1^{(21)} = 0,5\tilde{\kappa}_1^{(21)}$; г/ то же самое, что на рис.1б, при $\kappa_1^{(21)} = 0,1\tilde{\kappa}_1^{(21)}$.

для разных значений $\kappa_1^{(21)}$. Вплоть до значений $\kappa_1^{(21)} = 0,1\tilde{\kappa}_1^{(21)}$ /см. формулу /16// можно выделить три области энергии возбуждения E_x , где расположены 1^+ -состояния, интенсивно возбуждающихся в (e, e') -рассеянии назад:

1. Состояние с энергией возбуждения $E_x = 7,8$ МэВ.
2. Группа состояний с энергией $15,5 < E_x < 21,5$ МэВ.
3. Состояние с энергией $E_x \geq 24$ МэВ.

Обсудим структуру и свойства этих возбуждений. Уровень с энергией $E_x = 7,8$ МэВ - это обычный $M1$ -резонанс. Мы не будем рассматривать его подробно. Отметим только, что изменение $\kappa_1^{(21)}$ слабо отражается на его свойствах.

Положение второй группы совпадает с положением максимума в распределении плотности $1p-1h$ состояний. Структура состояний этой группы образована одночастичными переходами через две осцилляторные оболочки. Среди них есть как коллективные, так и неколлективные. С наибольшей интенсивностью возбуждаются неколлективные $1p-1h$ состояния типа $(N+1, \ell, j; N, \ell, j)$. Уменьшение константы $|\kappa_1^{(21)}|$ не вызывает существенных интегральных изменений в этой группе уровней. Конечно, структура отдельных состояний /в первую очередь коллективных/ заметно изменяется, изменяются и их вероятности возбуждения. Но все изменения происходят внутри самой группы, не затрагивая ее положения как целого и мало меняя полную вероятность возбуждения.

Вся сила перехода в третьей группе состояний сосредоточена практически на одном уровне, имеющем при $\kappa_1^{(21)} = \tilde{\kappa}_1^{(21)}$ энергию

$E_x = 30,4$ МэВ /см. рис.16/. Это сильно коллективизированное состояние. В его структуру дают заметный вклад многие $1p-1h$ компоненты с $\Delta l = 2$ и $\Delta j = 1$ /т.е. они отвечают одночастичным переходам с переворачиванием спина/. Его можно сопоставить с коллективным состоянием с энергией $E_x = 25,16$ МэВ, обнаруженным в расчетах по теории конечных ферми-систем /^{2/}. Положение этого состояния чувствительно к величине константы $\kappa_1^{(21)}$ /аналогичный факт отмечался и авторами /^{2/}/. Уменьшение $\kappa_1^{(21)}$ приводит к уменьшению E_x , и при $\kappa_1^{(21)} \approx 0,1$ /рис.1г/ этот уровень вплотную приближается к обсуждавшейся выше второй группе, а структура его перестает быть коллективной. Значение энергии этого состояния, полученное в работе /^{2/}, воспроизводится в наших расчетах при $\kappa_1^{(21)} \approx 0,3 \div 0,25$ /²¹/. Чувствительность E_x коллективного состояния к величине $\kappa_1^{(21)}$ объясняется тем, что оно находится в области малой плотности $1p-1h$ состояний с $L^\pi = 1^+$ /рис.1а/*.

Хотя коллективное состояние с энергией $E_x = 30,4$ МэВ, как уже отмечалось, во многом похоже на состояние с $E_x = 25,16$ МэВ из работы Шпейта и др. /^{2/}, структура его должна сильно отличаться от последнего. Главный вклад в структуру дают $1p-1h$ компоненты, образованные с участием квазистационарных одночастичных уровней, имеющих большой угловой момент. В одночастичном спектре, использовавшемся в работе /^{2/}, эти состояния отсутствуют. Другой вид имеет и токовая переходная плотность /ТПП/ этого состояния. Из рис.2 видно, что она имеет объемный, а не поверхностный, как в /^{2/}, характер. На рис.2 изображены также ТПП двух других высоколежащих 1^+ -состояний с энергиями возбуждения $E_x = 19,2$ и $19,8$ МэВ. Оба они также имеют объемные ТПП, хотя структура их весьма различна /первое - коллективное состояние, второе - неколлективное/. Отметим, что ТПП 1^+ -состояний, образующих обычный $M1$ -резонанс, у нас получаются поверхностными /^{14/}, как и у авторов /^{2/}.

Обращает на себя внимание большая разница в поведении двух коллективных ТПП состояний с $E_x = 30,4$ МэВ и $E_x = 19,2$ МэВ /рис.2/. Характер осцилляций ТПП состояния с $E_x = 19,2$ МэВ приводит к тому, что оно слабо возбуждается в (e, e') -рассеянии назад при не больших переданных импульсах. Причина этих осцилляций в том, что ТПП различных $1p-1h$ компонент, дающих вклад в его структуру /они изображены на рис.2 пунктиром/, складываются в противофазе. Для состояния с $E_x = 30,4$ МэВ происходит конструктивная интерференция составляющих его компонент.

* Стоит отметить, что, если использовать одночастичный спектр из работы /^{2/}, при энергиях $E_x > 21$ МэВ нет ни одного частичного состояния с $L^\pi = 1^+$. В /^{1/} обрезание одночастичного базиса еще сильнее.

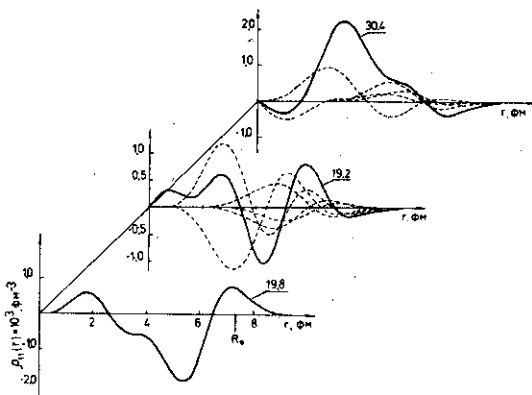


Рис. 2. Токовые переходные плотности однофононных 1^+ -состояний ядра ^{208}Pb /сплошные линии/. Цифрами обозначены энергии возбуждения состояний в МэВ. Пунктирные линии – ТПП $1p-1h$ компонент, дающих главный вклад в структуру коллективных / $E_x = 19,2$ и $30,4$ МэВ / уровней.

Аналогичные качественные результаты получаются и для ядра ^{90}Zr . Здесь также выделяются три группы 1^+ -уровней, интенсивно возбуждающихся в (e, e') -рассеянии назад. Однако число состояний, образующих вторую группу, гораздо меньше, чем в ^{208}Pb . Это связано с гораздо меньшей размерностью базиса дискретных и квазидискретных уровней с $E_N \ell_j \gg \Gamma$ в этом ядре. В ^{90}Zr учет непрерывной части одночастичного спектра должен оказаться более важным, чем в ^{208}Pb .

Таким образом, уже в расчетах методом случайной фазы мы получили в рамках КФМ картину возбуждения высоколежащих 1^+ -состояний, которая сильно отличается от полученной в работе ^{/2/}. Во-первых, наряду с сильноколлективизированным 1^+ -состоянием, имеющим энергию $E_x = 25 \pm 30$ МэВ /в зависимости от величины $\kappa_1^{(21)}$ /, в (e, e') -рассеянии назад интенсивно возбуждаются некоторые неколлективные уровни из интервала $15 < E_x < 21$ МэВ. Кроме того, структура высоколежащего коллективного 1^+ -состояния получается в наших расчетах другой, чем у Шпейта и др. ^{/2/}. Последний факт связан, скорее всего, с различием одночастичных базисов.

§4. ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОДНО- И ДВУХФОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ВЫСОКОЛЕЖАЩИЙ M1-РЕЗОНАНС

Рассмотрим теперь, как изменяются результаты, полученные в предыдущем параграфе, если учесть фрагментацию однофононных 1^+ -состояний вследствие их взаимодействия с двухфононными. При этом мы используем формализм, изложенный в §2.

Формулы §2 получены в предположении, что фононные операторы удовлетворяют бозонным коммутационным соотношениям, т.е. мы не принимали во внимание фермионную структуру фононов. Если,

оставаясь в рамках тех же приближений, строить двух-, трех-фононные состояния, то мы нарушим принцип Паули. Последовательный учет принципа Паули в рамках КФМ для состояний, описываемых волновой функцией /7/, выполнен в работе /23/. Однако численные расчеты, в которых эффекты антисимметризации многофононных состояний учтены точно, весьма громоздки. Поэтому мы ограничились тем, что из всех возможных двухфононных компонент волновой функции /7/ учитывали только такие, в которых один из фононов $Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+$, $Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+$ обязательно коллективный.

Следует подчеркнуть, что для таких компонент и взаимодействие с однофононными состояниями является наиболее сильным. Конструируя двухфононные компоненты, мы учитывали все фононы с 1^{\pm} , 2^{\pm} , ..., 7^{\pm} и энергией возбуждения $\omega_{\lambda i} \leq 30$ МэВ. Полное число двухфононных состояний, взаимодействие с которыми мы учитывали, составляло 470. В однофононной части волновой функции /7/ учитывались 14 фононов с $L^{\pi} = 1^{+}$ и наибольшими значениями $(d\sigma/d\Omega)_{i_1}^{+}$ из интервала $15 < E_x < 32$ МэВ. Для упрощения расчетов при вычислении структуры высоколежащих 1^{+} -уровней учитывалась только спин-квадрупольная составляющая остаточного взаимодействия /15/.

Результаты расчетов для ядра ^{208}Pb приведены на рис.3. На этом же рисунке представлены результаты расчетов в ПСФ. Для удобства сравнения мы изобразили их не в виде сечений возбуждения отдельных однофононных состояний, как на рис.16-г, а построили силовую функцию

$$b_1\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}, \eta\right) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_i \frac{1}{(\omega_{Li} - \eta)^2 + \Delta^2/4} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Li}$$

где сечения $(d\sigma/d\Omega)_{Li}$ рассчитаны в ПСФ. Величина Δ выбрана равной 0,5 МэВ при расчете как $b_2(d\sigma/d\Omega, \eta)$, так и $b_1(d\sigma/d\Omega, \eta)$.

Сравнение кривых на рис.3а и 3б показывает, что взаимодействие одно- и двухфононных состояний мало изменяет результаты, полученные в §3. Ни положение резонанса, ни область его локализации заметно не изменяются. Это в равной мере относится как к группе состояний из интервала $17 < E_x < 22$ МэВ, так и к двум коллективным состояниям с $E_x \approx 27$ МэВ /на рис.3 расчет выполнен при $\kappa_1^{(21)} = 0,5\kappa_1^{(21)}$ /. Конечно, некоторая фрагментация однофононных 1^{+} -состояний видна, именно благодаря ей амплитуды сильных пиков функции $b_2(\eta)$ заметно меньше, чем $b_1(\eta)$. Однако фрагментация происходит лишь по небольшой области вблизи однофононного состояния. Анализ матричных элементов $U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1(1^{+})}$ также показывает, что взаимодействие H_{qph} - слабое. Все эти результаты практически не зависят от величины константы $\kappa_1^{(21)}$.

Аналогичные результаты получаются и для ядра ^{90}Zr /рис.4а,б/. Здесь также взаимодействие одно- и двухфононных состояний

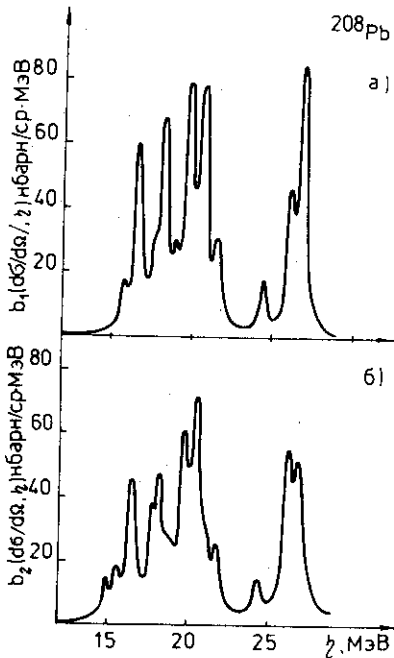


Рис.3. Силовые функции вероятности возбуждения состояний с $L^{\pi}=1^{+}$ ядра ^{208}Pb в (e, e') -рассеянии при $E_0=60$ МэВ и $\theta=180^\circ$; $\Delta=0,5$ МэВ, $\kappa_1^{(21)}=0,5\tilde{\kappa}_1^{(21)}$; а/ расчет в ПСФ; б/ расчет с учетом взаимодействия одно- и двухфонных состояний.

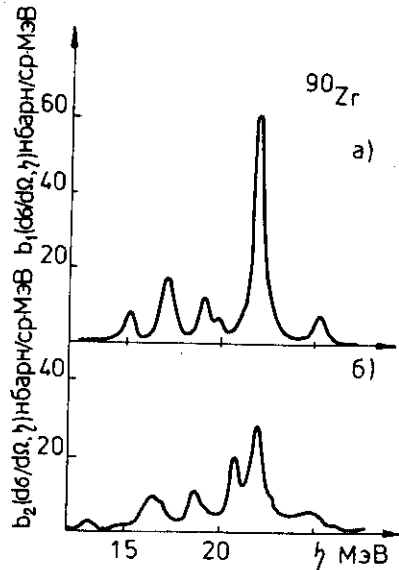


Рис.4. Силовые функции вероятности возбуждения состояний с $L^{\pi}=1^{+}$ ядра ^{90}Zr в (e, e') -рассеянии с $E_0=60$ МэВ, $\theta=180^\circ$; $\Delta=0,5$ МэВ, $\kappa^{(\lambda L)}=\tilde{\kappa}^{(\lambda L)}$; а/ расчет в ПСФ; б/ расчет с учетом взаимодействия одно- и двухфонных состояний.

с $L^{\pi}=1^{+}$ оказывается слабым, хотя амплитуда главного пика силовой функции $b_1(\eta)$ уменьшается довольно сильно. Но опять, как и в ядре ^{208}Pb , не изменяются ни положение, ни величина области локализации резонанса.

§5. МАСКИРУЮЩЕЕ ВЛИЯНИЕ М2-И М3-ВОЗБУЖДЕНИЙ

Таким образом, взаимодействие одно- и двухфонных состояний оказалось слишком слабым, чтобы объяснить неудачу эксперимента Вудварда и Петерсона^{/3/}. По-видимому, одна из причин отрицательного результата поисков высоколежащего М1-резонанса заключается в том, что распределение вероятности возбуждения 1^{+} -состояний в (e, e') -рассеянии назад при энергиях $E_x > 15$ МэВ

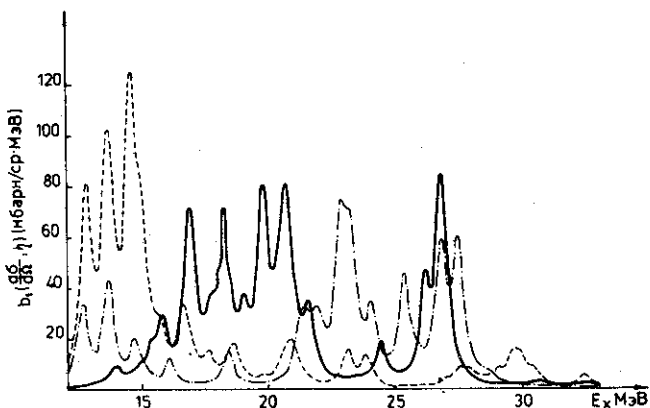


Рис.5. Силовые функции вероятности возбуждения однофононных состояний с $L^{\pi} = 1^{+}, 2^{-}, 3^{+}$ ядра ^{208}Pb в (e, e') -рассеянии при $E_0 = 60$ МэВ, $\theta = 180^{\circ}$; сплошная линия - M1-состояния, штрих-пунктирная - M2-состояния, штриховая - M3-состояния.

отличается от того, что ожидали обнаружить экспериментаторы. Кроме того, теоретические предсказания о величине энергии возбуждения высоколежащего коллективного M1-состояния неопределенны и не исключено, что оно находится выше исследованной в работе /3/ области $E_x/19 < E_x < 25$ МэВ/. Подчеркнем также, что полученная нами вероятность возбуждения этого состояния для разных значений $\kappa_1^{(21)}$ меняется в пределах 55 ± 70 нб/ср, что в 2,4-4 раза меньше величины, полученной в /2/. Но есть и еще одна причина, сильно затрудняющая обнаружение и идентификацию высоколежащих M1-состояний, на которой мы остановимся подробнее.

На рис.5 мы изобразили наряду с силовой функцией $b_1(d\sigma/d\Omega, \eta)$, описывающей распределение по энергии возбуждения вероятности возбуждения в (e, e') -рассеянии назад M1-состояний /см.рис.3а/, аналогичные функции для M2-и M3-состояний /сечения возбуждения состояний более высокой мультипольности заметно меньше приведенных на рисунке/. Результаты расчета показывают, что в интервале $10 < E_x < 27$ МэВ наряду с 1^{+} -состояниями расположены 2^{-} -и 3^{+} -состояния, возбуждающиеся с той же интенсивностью. Это означает, что выделение вклада 1^{+} -возбуждений представляет собой сложную задачу. Высоколежащие коллективные 1^{+} -состояния также вплотную примыкают к этой области. Это означает, что на существование относительно узкого 1^{+} -резонанса можно надеять-

ся лишь в случае достаточно сильного спин-квадрупольного взаимодействия ($|\kappa_1^{(21)}| > 0,5|\tilde{\kappa}_1^{(21)}|$).

§6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из представленных выше результатов следует, что в сферических ядрах при энергиях $\bar{E}_x = 19 \pm 20$ МэВ существует локализованная в интервале $\Delta E_x \approx 5$ МэВ группа 1^+ -состояний, которые интенсивно возбуждаются в неупругом рассеянии медленных электронов на большие углы. Это в основном неколлективные состояния, поэтому их положение и вероятность возбуждения слабо зависят от силы остаточного взаимодействия нуклонов в ядре.

Возможно, что при несколько более высоких энергиях $E_x \geq 25$ МэВ/ существует коллективное 1^+ - состояние, которое так же сильно возбуждается в (e, e') -рассеянии назад. Но теоретические предсказания о его энергии возбуждения и свойствах весьма неопределенны, так как результаты расчетов очень чувствительны к константам спиновых компонент эффективных междуклонных сил в ядре и размерности используемого в расчетах одночастичного базиса. Для более обоснованных заключений о свойствах этого состояния необходимо провести расчеты с учетом одночастичного континуума.

Учет взаимодействия со сложными конфигурациями, двухфононными или $2p-2h$, не изменяет этих выводов. Мы, однако, не учитывали /как, впрочем, и авторы^{1,2/} / влияния тензорных компонент остаточных сил^{24/}. Кроме того, если окажутся справедливыми предположения о редукции гиромагнитных факторов в тяжелых ядрах, абсолютная величина сечения возбуждения $M1$ -состояний сильно уменьшится^{25/}.

В любом случае при обсуждении вопроса об обнаружении этих высоколежащих $M1$ -состояний в (e, e') -рассеянии следует иметь в виду, что расположенные в той же области энергии возбуждения $M2$ - и $M3$ -состояния возбуждаются столь же интенсивно и это будет сильно затруднять выделение 1^+ -состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cwiok S., Wygonowska-Haensele M. Acta Phys.Pol., 1975, B6, p.105.
2. Speth J. et al. Phys.Lett., 1976, 63B, p.257; Speth J. In: Proc. of the 18th Scottish Universities Summer School in Physics, ed. Hall S.J., Irvine J.M. SUSSP, Edinburgh, 1978.
3. Woodward C., Peterson G.A. Phys.Rev.C., 1979, 20, p.2437.
4. Ponomarev V.Ju. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p.446.

5. Adachi S., Yoshida S. Nucl.Phys., 1978, A306, p.53; Kamerdziev S.P. Phys.Lett., 1979, 84B, p.5.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
7. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Nucleonika, 1979, 23, p.1149; Soloviev V.G., Vdovin A.I. In: Proc. IPS Topical Conf. on Large Amplitude Collective Nuclear Motions, Keszthely, Hungary, 1979, vol.1, p.131; Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.301.
8. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1980, A342, p.261; Воронов В.В. и др. ЯФ, 1980, 31, с.327; Chan Zuy Khuong et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p.151; Soloviev V.G. et al. JINR, E4-81-290, Dubna, 1981.
9. Rowe D.J. Phys.Rev., 1967, 162, p.866; Саперштейн Э.Е. и др. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.221; Pyatov N.I., Salamov D.I. Nucleonika, 1977, 22, p.127.
10. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1977, т.2, гл.6.
11. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p.27.
12. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376.
13. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87.
14. Вдовин А.И. и др. ОИЯИ, Р4-80-817, Дубна, 1980.
15. Малов Л.А. ОИЯИ, Р4-81-228, Дубна, 1981.
16. Hsi-chen Chang. Phys.Lett., 1977, 69B, p.272.
17. Пономарев В.Ю., Вдовин А.И. ОИЯИ, Р4-80-392, Дубна, 1980.
18. Soloviev V.G. et al. Phys.Lett., 1978, 79B, p.187; Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, с.923; Ponomarev V.Ju. et al. Phys.Lett., 1980, 97B, p.4.
19. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 16, с.955.
20. Гиззаткулов М.Х. и др. ОИЯИ, Р11-10029, Дубна, 1976.
21. Tuan S.T. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1968, 60, p.70.
22. Lee H.C. Chalk River Report AECL-4839, 1975.
23. Jolos R.V. et al. Z.Phys., 1980, A295, p.147.
24. Toki H., Weise W. Z.Phys., 1980, A295, p.187.
25. Richter A. In: Proc. Int. Conf. on Nucl.Phys. with Electromagn. Interact., Mainz, 1979, Springer Tracts in Mod.Phys., 1979, p.108.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1981 года.