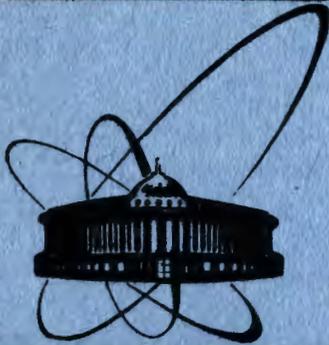


28/IV-84



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2063/84

P4-84-32

А.И.Вдовин, Нгуен Динь Данг,
В.Ю.Пономарев, В.М.Шилов

ТРАНСВЕРСАЛЬНЫЙ Е1-РЕЗОНАНС
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в журнал "Physica Scripta"

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение спиновых и спин-изоспиновых компонент эффективных сил, действующих между нуклонами ядра, и связанных с ними ядерных свойств вызывает в настоящее время особый интерес /см., например, /1/ /. При этом основное внимание обращается на низколежащие возбуждения и резонансы магнитного типа и зарядово-обменные. Однако, согласно правилам отбора, спиновые силы должны влиять и на свойства ядерных возбуждений электрического типа. Этот вопрос изучен в гораздо меньшей степени, хотя известно, что влияние спиновых сил на свойства $E\lambda$ -состояний приводит в ряде случаев к интересным явлениям. Например, с помощью неупругого рассеяния электронов в ядре ^{16}O обнаружен так называемый трансверсальный $E1$ -резонанс /2/, существование которого обусловлено спин-дипольной компонентой эффективных сил /3/. Расчеты Гончаровой и др. /4/ указывают на возможность существования трансверсального $E1$ -резонанса и в более тяжелых ядрах - $^{58,60}\text{Ni}$.

В настоящей работе мы исследуем вопрос о свойствах и возможности экспериментального обнаружения трансверсального $E1$ -резонанса в средних и тяжелых атомных ядрах. Как известно, в этих ядрах на свойства высоколежащих коллективных возбуждений большое влияние оказывает взаимодействие с двухфононными /или $2p-2h$ / конфигурациями. Чтобы учесть такое взаимодействие мы использовали квазичастично-фононную модель ядра /КФМ/.

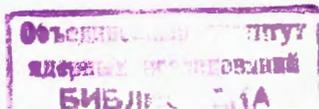
2. ЭФФЕКТИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

Основы КФМ детально изложены в /5-7/. Модельный гамильтониан содержит одночастичные потенциалы для нейтронов и протонов, силы спаривания и сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы /изоскалярные и изовекторные/. Структура состояний электрического типа с моментом λ и четностью $\pi = (-1)^\lambda$ определяется следующими компонентами модельных сил:

$$V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} \sum_{\mu} (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} \vec{r}_1 \vec{r}_2) f(r_1) f(r_2) Y_{\lambda\mu}(\Omega_1) Y_{\lambda\mu}^*(\Omega_2) +$$

$$+ (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda\lambda)} \vec{r}_1 \vec{r}_2) f(r_1) f(r_2) [\sigma_1 Y_{\lambda\mu}(\Omega_1)]_{\lambda\mu} [\sigma_2 Y_{\lambda\mu}(\Omega_2)]_{\lambda\mu}^+$$

/1/



где $\kappa_0^{(\lambda)}$, $\kappa_1^{(\lambda)}$ и $\kappa_0^{(\lambda\lambda)}$, $\kappa_1^{(\lambda\lambda)}$ - изоскалярные и изовекторные константы мультипольных и спин-мультипольных сил. В настоящих расчетах радиальный формфактор $f(r)$ выбран в виде производной от центральной части одночастичного потенциала Вудса-Саксона U , $f(r) = \partial U / \partial r$.

Значения параметров гамильтониана определяются по известным экспериментальным данным о низколежащих коллективных состояниях и гигантских резонансах четно-четных ядер. Поскольку в настоящей работе исследуются электрические дипольные возбуждения, мы подробнее остановимся только на выборе констант $\kappa_{0,1}^{(1)}$ и $\kappa_{0,1}^{(11)}$.

Константы сепарабельных дипольных сил $\kappa_{0,1}^{(1)}$ определяются в каждом ядре по экспериментальному положению гигантского дипольного резонанса и из условия исключения духового состояния, связанного с движением центра масс ядра. Для выбора констант $\kappa_{0,1}^{(11)}$ у нас нет столь однозначных экспериментальных указаний. Здесь можно воспользоваться экспериментальными данными об M2-резонансе, т.к. его свойства также определяются спин-дипольным эффективным взаимодействием. В предположении, что константы $\kappa_{0,1}^{(\lambda L)}$ не зависят от λ и L /для $f(r) = \partial U / \partial r$ это предположение удовлетворительно, по крайней мере, для небольших λ и L /, можно так выбрать значения κ_0 и κ_1 , что совокупность данных о положении M1- и M2-резонансов и вероятности возбуждения M2-резонанса в разных ядрах /8,9/ будет описываться с хорошей точностью. Во всяком случае, эта точность оказывается не хуже, чем в расчетах с сепарабельными силами, имеющими радиальную зависимость $f(r) = r^\lambda / 10^{-13}$ *. Так как изоскалярное спин-дипольное взаимодействие слабо влияет на интегральные характеристики изучаемых возбуждений, в настоящей работе это взаимодействие не учитывалось. При этом условии константа $|\kappa_1^{(11)}|$ получается в $1,5 \div 2$ раза больше константы изовекторных дипольных сил $|\kappa_1^{(1)}|$.

3. СТРУКТУРА ОДНОФОНОННЫХ 1^- -СОСТОЯНИЙ

Рассмотрим сначала свойства 1^- -состояний, генерируемых взаимодействием /1/ в приближении случайной фазы /ПСФ/. Волновая функция однофнонного состояния представляет собой линейную суперпозицию прямых $[a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+]$ и обратных $[a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}]$ двухквазичастичных компонент

$$Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_0 = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+]_{\lambda\mu} - \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} (-)^{\lambda-\mu} [a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}]_{\lambda-\mu} \Psi_0. \quad /2/$$

* Подробное обсуждение влияния радиальной зависимости эффективных сил на результаты теоретических расчетов M λ -резонансов см. в /6/.

В /2/ Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра (фононный вакуум $Q_{\lambda\mu} \Psi_0 = 0$). Структура однофнонных 1^- -состояний, генерируемых взаимодействием /1/, детально исследовалась в /14/. Их энергии определяются из условия равенства нулю детерминанта четвертого порядка /при условии $\kappa_0^{(11)} = 0$ детерминант имеет третий порядок/. Среди однофнонных 1^- -состояний значительное число имеет коллективную структуру. Несколько коллективных состояний, имеющих значительную вероятность возбуждения из основного состояния $V(E1, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 1^-)$, находятся при энергии $E_x = 12 \div 17$ МэВ. Они образуют хорошо известный гигантский дипольный резонанс /ГДР/. Положение ГДР определяется величиной изовекторной дипольной константы $\kappa_1^{(1)}$. Изовекторное спин-дипольное взаимодействие слабо влияет на его свойства, лишь слегка перераспределяя силу E1-переходов между соседними однофнонными состояниями. Аналогичный результат был получен ранее в теории конечных ферми-систем /15/. Наряду с этими состояниями, во всех изученных ядрах обнаружено сильно коллективизированное 1^- -состояние /вклад максимальной двухквазичастичной компоненты в его нормировку не превышает $25 \div 30\%$ /, имеющее величину $V(E1)$ на порядок меньше, чем однофнонные состояния, образующие ГДР. Энергия этого состояния уменьшается с ростом A от $E_x = 24,5$ МэВ в ^{58}Ni * до $E_x = 19,4$ МэВ в ^{208}Pb . Картина распределения вероятности $V(E1)$ в спектре четно-четного ядра близка к изображенной на рис. 1а.

Появление высоколежащего коллективного E1-состояния целиком связано с действием изовекторных спин-дипольных сил. Его структура образована одночастичными переходами с переворотом спина, а при ослаблении спин-дипольного взаимодействия ($\kappa_1^{(11)} \rightarrow 0$) оно исчезает, как бы "распадаясь" на несколько двухквазичастичных состояний. В то же время изменения константы изовекторных дипольных сил $\kappa_1^{(1)}$ слабо влияют на его свойства.

Таким образом, спин-дипольное изовекторное взаимодействие, так же как и дипольное изовекторное, может вызвать появление среди E1-возбуждений коллективного возбуждения нового типа, формируемого частично-дырочными переходами с переворотом спина. Оно расположено на $5 \div 7$ МэВ выше ГДР. Обе коллективные E1-моды слабо связаны друг с другом. Эти свойства "обычных" и "спиновых" E1-возбуждений четно-четных ядер напоминают предсказываемые теорией конечных ферми-систем /16/ свойства недавно обнаруженных экспериментально зарядово-обменных 1^- -возбуждений.

* В работе /4/ при других параметрах одночастичного потенциала и другом типе эффективных NN-сил для энергии "спинового" состояния в ^{58}Ni получено значение 26 МэВ.

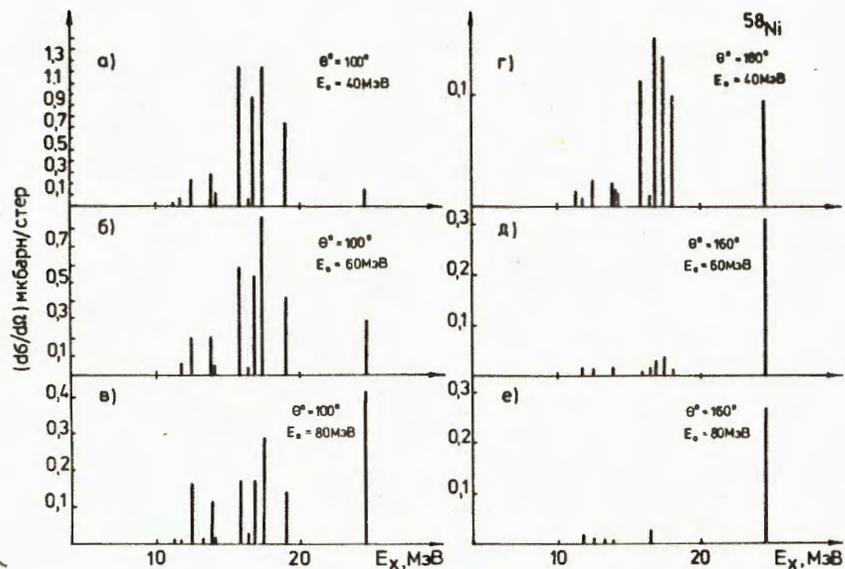


Рис.1. Сечение возбуждения однофононных 1^- -состояний ядра ^{58}Ni в неупругом рассеянии электронов для разных энергий падающих электронов E_0 и разных углов рассеяния θ : а/ $E_0 = 40$ МэВ, $\theta = 100^\circ$; б/ $E_0 = 60$ МэВ, $\theta = 100^\circ$; в/ $E_0 = 80$ МэВ, $\theta = 100^\circ$; г/ $E_0 = 40$ МэВ, $\theta = 160^\circ$; д/ $E_0 = 60$ МэВ, $\theta = 160^\circ$; е/ $E_0 = 80$ МэВ, $\theta = 160^\circ$.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ "СПИНОВОГО" $E1$ -РЕЗОНАНСА В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Коллективное "спиновое" $E1$ -состояние имеет малую величину $V(E1)$ и с этой точки зрения не является резонансным состоянием такого типа, как $E1$ -состояния, образующие ГДР. Его резонансные свойства проявляются при определенных условиях в неупругом рассеянии электронов. В легких ядрах "спиновая" $E1$ -мода доминирует в сечении (σ, σ') -рассеяния при значениях переданного импульса $q \approx 0,5 \text{ фм}^{-1}$. Поэтому мы рассмотрим /на примере ^{58}Ni / возбуждение однофононных $E1$ -состояний в (σ, σ') -рассеянии* при переданных импульсах $q = 0,0 \div 0,8 \text{ фм}^{-1}$. Как функция угла рассеяния θ , это сечение для трех однофононных состояний с максимальными $V(E1)$ /см. рис.1а/ и "спинового" коллективного $E1$ -состояния изображено на рис.2а. Поведение сечений возбуждения "обычных" резонансных $E1$ -состояний резко отличается от поведения сечения

*Расчеты сечений выполнены методом искаженных волн.

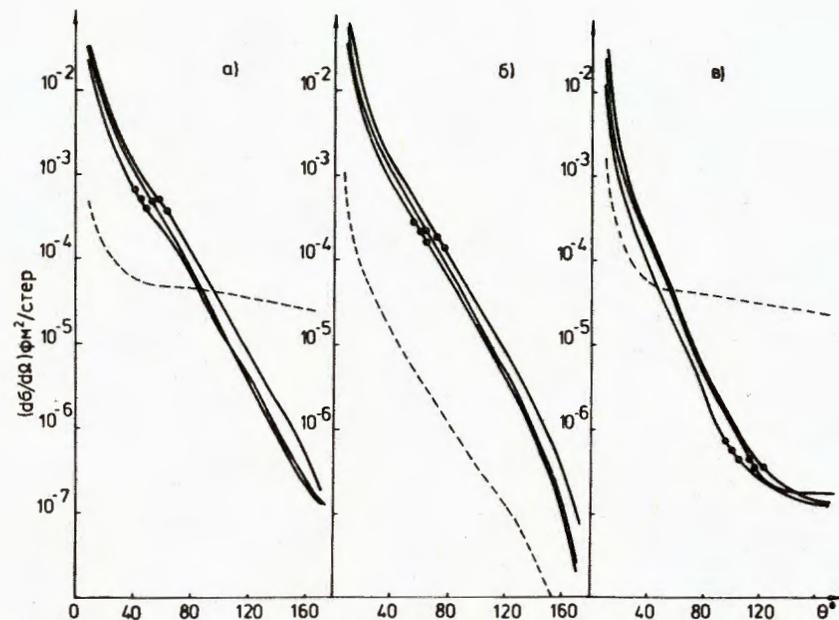


Рис.2. Зависимость от угла рассеяния θ сечения возбуждения и его составляющих /см. /3// для трех однофононных состояний ГДР с энергиями $E_x = 15,9$ МэВ (\bullet); $17,4$ МэВ ($\bullet\bullet$), $19,0$ МэВ ($\bullet\bullet\bullet$) /сплошные линии/ и "спинового" коллективного 1^- -состояния $E_x = 24,5$ МэВ /штриховые линии/ ядра ^{58}Ni : а/ полное сечение возбуждения; б/ часть сечения, обусловленная вкладом кулоновского формфактора; в/ часть сечения, обусловленная вкладом трансверсального формфактора. Энергия электронов $E_0 = 80$ МэВ.

возбуждения "спинового" $E1$ -состояния. Объясняется это существенными различиями зарядовых и токовых переходных плотностей соответствующих возбуждений. Зарядовая плотность ГДР имеет, как это хорошо известно, ярко выраженный пик на поверхности ядра. Зарядовая переходная плотность "спинового" $E1$ -состояния $\rho_1(r)$ сосредоточена внутри ядра /см. рис.3/. Она гораздо меньше токовых переходных плотностей $\rho_{10}(r)$ и $\rho_{12}(r)^*$, определяющих поведение поперечного формфактора. Поэтому для большой области углов рассеяния θ поперечный /трансверсальный/ формфактор является доминирующим при возбуждении "спинового" $E1$ -состояния. Это наглядно демонстрирует рис.2. В борновском приближении сечение

*В определении переходных плотностей мы следуем /17/.

(e, e') -рассеяния с возбуждением состояния электрического типа λ^π имеет вид

$$(d\sigma/d\Omega)_\lambda \sim V_L(\theta) |F_\lambda^C(q)|^2 + V_T(\theta) |F_\lambda^T(q)|^2, \quad /3/$$

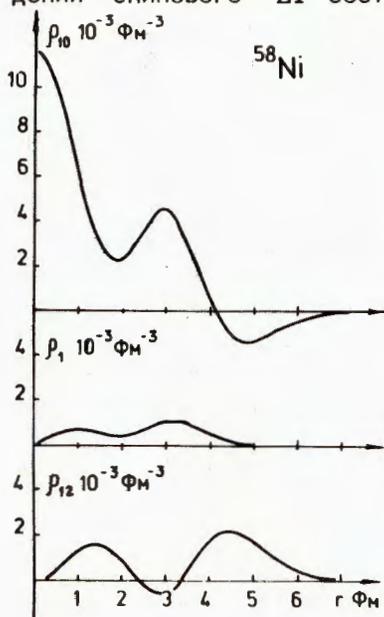
где $V_L(\theta)$ и $V_T(\theta)$ - кинематические множители, а $F_\lambda^C(q)$ и $F_\lambda^T(q)$ - кулоновский и трансверсальный формфакторы состояния λ^π . Вклады в полное сечение первого и второго слагаемых формулы /3/ по отдельности изображены на рис.2б,в. Кулоновский формфактор "спинового" $E1$ -состояния на порядок слабее, чем у состояний ГДР /поэтому, в частности, это состояние имеет столь малую величину $B(E1)$ /. Заметим, однако, что поведение $V_L(\theta) |F_\lambda^C(q)|^2$ как функции θ практически одинаково для всех 1^- -состояний. Иная картина на рис.2в/. Если при малых θ $F_\lambda^T(q) \sim F_\lambda^C(q)$ /в соответствии с теоремой Зегерта/, и поведение $|F_\lambda^T(q)|^2$ для всех 1^- -состояний также одинаково, то при $\theta > 60^\circ$ трансверсальный формфактор "спинового" $E1$ -состояния начинает уменьшаться гораздо медленнее, чем у состояний ГДР. Относительно малая величина $|F_\lambda^C(q)|^2$ и малая производная поперечной составляющей сечения $V_T(\theta) |F_\lambda^T(q)|^2$ для "спинового" $E1$ -состояния приводит к тому, что в (e, e') -рассеянии оно возбуждается принципиально иным образом, чем состояния ГДР. Если возбуждение изовекторных дипольных состояний до углов $\theta \approx 150^\circ$ определяется исключительно кулоновским формфактором, то для "спинового" $E1$ -состояния вкладом $F_\lambda^C(q)$ можно пренебречь уже при $\theta > 60^\circ$.

Из-за определяющей роли трансверсального формфактора в возбуждении "спинового" $E1$ -состояния его можно назвать трансверсальным $E1$ -резонансом / $E1_T$ -резонанс/.

Это название мы будем использовать в дальнейшем.

Полная картина возбуждения в (e, e') -рассеянии однофоновных 1^- -уровней ядра ^{58}Ni приведена на рис.1. Сечения возбуждения изображены здесь для двух углов рассеяния $\theta = 100^\circ, 160^\circ$ и трех значений энергии падающих электронов $E_0 = 40, 60, 80$ МэВ, что соответствует переданным импульсам $0,25 \leq q \leq 0,7$ фм $^{-1}$. При выборе θ мы руководствовались следующими соображениями: при

Рис.3. Токовые $\rho_{10}(r)$ и $\rho_{12}(r)$ и зарядовая $\rho_1(r)$ переходные плотности "спинового" коллективного 1^- -состояния ядра ^{58}Ni .



$\theta = 100^\circ$ кинематический фактор $V_L(\theta)$, обращающийся в нуль при $\theta = 180^\circ$, еще не подавил вклад в сечение кулоновского формфактора, и сечение возбуждения ГДР сравнимо с сечением возбуждения $E1_T$ -резонанса; при $\theta = 160^\circ$ значения q соответствуют максимуму $F_\lambda^T(q)$ уже при небольших E_0 . При наименьшем значении q /рис.1а/ распределение $(d\sigma/d\Omega)_{1^-}$ в спектре ядра практически совпадает с распределением $B(E1, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 1_1^-)$ /именно поэтому мы указывали на этот рисунок при обсуждении структуры однофоновных 1^- -состояний/. На этом рисунке выделяется только одна резонансная область - область гигантского дипольного резонанса $/14 \leq E_x \leq 19$ МэВ/. При увеличении q /см. рис.1б или 1 г/ на фоне уменьшения $(d\sigma/d\Omega)_{1^-}$ появляется относительно интенсивно возбуждающееся

состояние при $E_x \approx 24,5$ МэВ - это и есть $E1_T$ -резонанс. При дальнейшем увеличении q сечение возбуждения $E1_T$ -резонанса увеличивается, в то время как сечения возбуждения прочих однофоновных 1^- -состояний продолжают падать. При $q \approx 0,5 \div 0,7$ фм $^{-1}$ /рис.1д,е/ трансверсальный $E1$ -резонанс уже доминирует в сечении.

Аналогичная картина наблюдается и в других ядрах /нами были исследованы ^{90}Zr , ^{124}Te и ^{208}Pb /. Важно отметить следующее. $E1_T$ -резонанс при углах рассеяния $\theta \approx 160^\circ$ и энергиях электронов $E_0 \approx 50 \div 80$ МэВ возбуждается много интенсивнее не только других 1^- -состояний, но и состояний с другими моментами и четностями. Это показали расчеты в ^{90}Zr .

Таким образом, расчеты в ПСФ показывают, что в средних и тяжелых сферических четно-четных ядрах, так же как и в легких ядрах, может существовать трансверсальный $E1$ -резонанс. Его энергия возбуждения E_x колеблется в пределах от 19 до 25 МэВ /в зависимости от Δ /. Это сильно коллективизированное состояние, в структуру которого дает вклад большое число частично-дырочных компонент, отвечающих переходам с переворотом спина. Экспериментальные поиски этого состояния удобнее всего вести при передачах $q \approx 0,5 \div 0,7$ фм $^{-1}$, что соответствует первому максимуму сечения.

5. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КВАЗИЧАСТИЦ С ФОНОНАМИ И МЕТОД СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ

Как известно, при больших энергиях возбуждения важную роль играет взаимодействие однофоновных состояний с более сложными, в первую очередь с двухфоновными. Это взаимодействие может заметно изменить распределение вероятности возбуждения состояний с данными значениями момента и четности J^π по спектру ядра, рассчитанное в ПСФ.

В КФМ к смешиванию одно- и двухфоновных состояний приводит взаимодействие квазичастиц с фононами /7/

$$H_{\text{qph}} = -\frac{1}{2} \sum_{\lambda_1 \mu_1} \sum_{j_1 j_2} \Gamma(j_1 j_2 \lambda_1) (Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ - (-)^{\lambda_1 - \mu_1} Q_{\lambda_1 - \mu_1}) B(j_1 j_2 \lambda_1 \mu) + \text{h.c.} \quad /4/$$

$$B(j_1 j_2 \lambda_1 \mu) = \sum_{m_1 m_2} (-)^{j_2 + m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | \lambda_1 - \mu \rangle a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 - m_2}^-$$

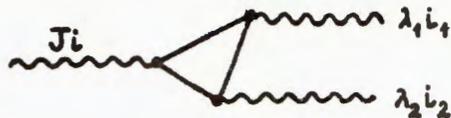
Величина $\Gamma(j_1 j_2 \lambda_1)$ зависит от структуры фонона λ_1 , приведенного матричного элемента $\langle j_1 || \partial U / \partial r || j_2 \rangle$ и сверхтекучих коэффициентов u_j, v_j . В волновой функции возбужденного состояния следует учесть примесь двухфононных компонент:

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_i R_i (J\nu) Q_{JM_i}^+ + \sum_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2} P_{\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2}^{\lambda_2 i_2} (J\nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0 \quad /5/$$

Матричный элемент взаимодействия одно- и двухфононных состояний имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} U_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} (Ji) &= \langle \Psi_0 Q_{JM_i} || H_{\text{qph}} || [Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+]_{JM} \Psi_0 \rangle = \\ &= (-)^{\lambda_1 + \lambda_2 + J} \frac{1}{\sqrt{2}} [(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1)]^{1/2} \times \\ &\times \sum_{j_1 j_2 j_3} \Gamma(j_1 j_2 Ji) \left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 & J \\ j_1 & j_2 & j_3 \end{matrix} \right\} (\psi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1} \phi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} + \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_2 i_2} \phi_{j_3 j_1}^{\lambda_1 i_1}) + \\ &+ \Gamma(j_1 j_2 \lambda_1 i_1) \left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 & J \\ j_3 & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} (\psi_{j_2 j_3}^{j_1} \psi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2} + \phi_{j_2 j_3}^{j_1} \phi_{j_3 j_1}^{\lambda_2 i_2}) + \\ &+ \Gamma(j_1 j_2 \lambda_2 i_2) \left\{ \begin{matrix} \lambda_1 & \lambda_2 & J \\ j_1 & j_3 & j_2 \end{matrix} \right\} (\psi_{j_3 j_1}^{j_1} \psi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1} + \phi_{j_3 j_1}^{j_1} \phi_{j_2 j_3}^{\lambda_1 i_1}). \end{aligned} \quad /6/$$

Выражение /6/ получено в обычном для ПСФ предположении $[Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+] = \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta_{\mu_1 \mu_2} \delta_{i_1 i_2}$ и соответствует учету следующей диаграммы теории ядерных полей /7,18,19/



Поправки к этому приближению в ядрах с не очень коллективными 2_1^+ -состояниями, к которым относятся магические и полумагические ядра, малы /20/.

Для расчета сечений электровозбуждения 1^- -состояний /5/ мы использовали метод силовых функций, предложенный в /21/ и в настоящее время широко использующийся /см. /7,19/ и ссылки в этих обзорах/. Применение метода силовых функций для описания сечений электровозбуждения детально изложено в /11,22/. Мы использовали общераспространенное определение соответствующей силовой функции:

$$b(d\sigma/d\Omega, E_x) = \sum_{\nu} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{J\nu} \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{(E_x - \eta_{J\nu})^2 + \Delta^2/4}, \quad /7/$$

где $\eta_{J\nu}$ - энергия состояния /5/, Δ - параметр. Суммирование в /7/ ведется по всем состояниям /5/ с $J^\pi = 1^-$.

6. РАЗВАЛ $E1_T$ -РЕЗОНАНСА В РЕЗУЛЬТАТЕ ЕГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ДВУХФОНОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Конструируя двухфононную часть волновой функции /5/, мы учитывали фононы с моментами и четностями $\lambda^\pi = 1^\pm + 7^\pm$. Из всех возможных двухфононных компонент, разрешенных принципом Паули, была сохранена 1000 компонент, имеющих максимальные матричные элементы $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (1^- i)$. У отброшенных компонент значения $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (1^- i)$ были в 100 и более раз меньше, чем максимальное $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (1^- i)$. Матричные элементы $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (1^- i)$ и силовые функции $b(d\sigma/d\Omega, E_x)$ были рассчитаны программой GRES /23/. При этом, однако, не учитывались входящие в выражение /6/ слагаемые $\sim \psi\phi$ и $\sim \phi^2$, поскольку всегда $\psi > \phi$, а для однофононных состояний с энергией возбуждения несколько МэВ $\psi \gg \phi$. Как показала проверка, большие матричные элементы $U_{\lambda_1 i_1}^{\lambda_2 i_2} (1^- i)$ при этом изменяются слабо. В однофононной части волновой функции /5/ учитывались однофононные состояния, образующие ГДР, и $E1_T$ -резонанс. Величина Δ выбрана равной 0,5 МэВ.

Обсуждение результатов начнем с ^{58}Ni /рис.4/. Силовая функция сечения электровозбуждения /7/ в этом ядре была рассчитана для трех значений q : $E_0 = 40$ МэВ, $\theta = 100^\circ, 160^\circ$; $E_0 = 60$ МэВ, $\theta = 160^\circ$. Результаты соответствующих расчетов в ПСФ представлены на рис.1а, г, д. Как уже указывалось при обсуждении расчетов в ПСФ /§4/, при $E_0 = 40$ МэВ и $\theta = 100^\circ$ $E1_T$ -резонанс возбуждается слабо. Поэтому и на рис.4а выделяется только одна резонансная область - это ГДР, занимающий интервал $E_x \approx 4$ МэВ /13 $\leq E_x \leq 17$ МэВ/. Влияние взаимодействия с двухфононными конфигурациями на этот резонанс обсуждалось неоднократно /18,24/, и мы на этом вопросе

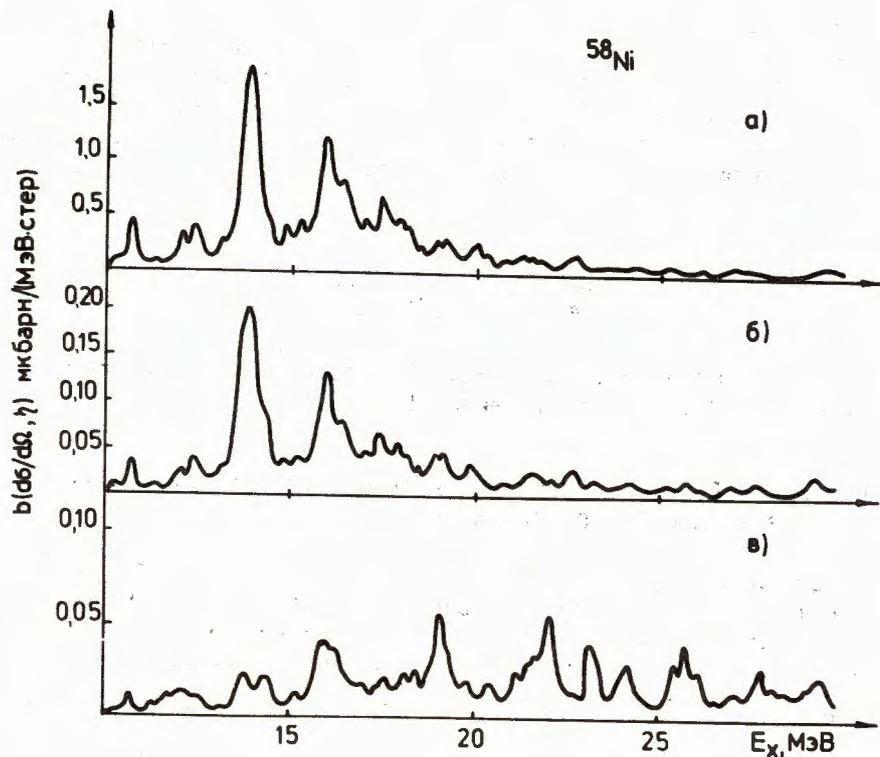


Рис.4. Силовая функция электровозбуждения 1^- -состояний ядра ^{58}Ni при разных значениях энергии электронов E_0 и угла рассеяния θ : а/ $E_0 = 40$ МэВ, $\theta = 100^\circ$; б/ $E_0 = 40$ МэВ, $\theta = 160^\circ$; в/ $E_0 = 60$ МэВ, $\theta = 160^\circ$.

останавливаться не будем. При больших значениях q расчеты в ПСФ предсказывали появление в сечении (e, e') -рассеяния нового резонанса - $E1_T$ /рис.1г/. Однако у силовой функции $b(d\sigma/d\Omega, E_x)$ на рис.4б при соответствующих энергиях возбуждения нет никакого резонанса. Это означает, что однофононное $E1_T$ -состояние "развалилось" по большому числу состояний типа /5/. Вероятность возбуждения каждого такого состояния получилась очень маленькой. Полная вероятность возбуждения $E1_T$ -состояния распределилась по энергетическому интервалу ~ 10 МэВ. Поскольку при дальнейшем увеличении q сечение возбуждения ГДР падает, то на рис.4б у силовой функции отсутствуют сколько-нибудь ярко выраженные резонансные структуры и сечение носит "фонный" характер.

Эти результаты не согласуются с выводами /4/, где также исследовалось взаимодействие $E1_T$ -резонанса в ^{58}Ni с более сложными состояниями. Хотя и в этих расчетах было получено, что вероят-

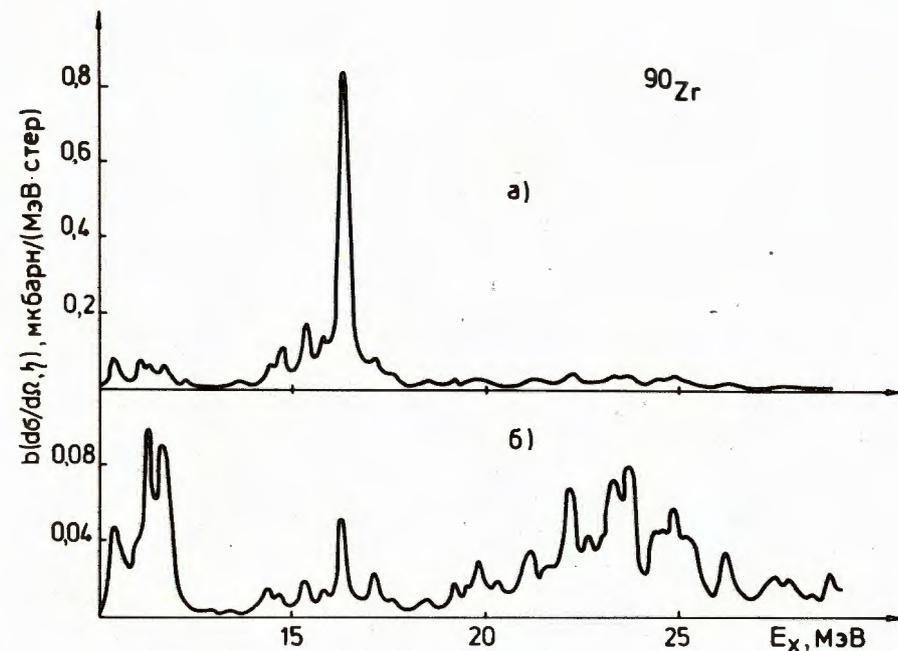


Рис.5. Силовая функция электровозбуждения 1^- -состояний ядра ^{90}Zr при разных значениях энергии электронов E_0 и угла рассеяния θ : а/ $E_0 = 40$ МэВ, $\theta = 160^\circ$; б/ $E_0 = 60$ МэВ, $\theta = 160^\circ$.

ность возбуждения $E1_T$ -резонанса уменьшается в три раза, резонанс как таковой сохранился. Наши расчеты указывают на его полное исчезновение. Причины разных результатов заключаются, как мы уже указывали ранее /11/, в слишком малом числе фонных возбуждений, взаимодействии с которыми учитывалось в /4/, поэтому в /4/ эффективно недооценивается сила взаимодействия $E1_T$ -резонанса с двухфононными конфигурациями.

Обсуждавшиеся выше результаты для ^{58}Ni типичны. Они буквально повторяются для ^{90}Zr /рис.5/. При значениях q , когда гигантский дипольный- и $E1_T$ -резонансы должны возбуждаться примерно с равной интенсивностью, силовая функция $b(d\sigma/d\Omega, E_x)$ имеет только один ярко выраженный максимум /рис.5а/. Этот максимум соответствует ГДР. При значениях q , когда формфактор ГДР достигает минимума, в сечении (e, e') -рассеяния с возбуждением 1^- -состояний исчезают сколько-нибудь ясно выраженные резонансные структуры /рис.5б/.

В заключение рассмотрим результаты расчетов в ^{208}Pb . В этом ядре взаимодействие одно- и двухфононных состояний, вычисленное в КФМ, оказывается относительно слабым /25/. Однако велика

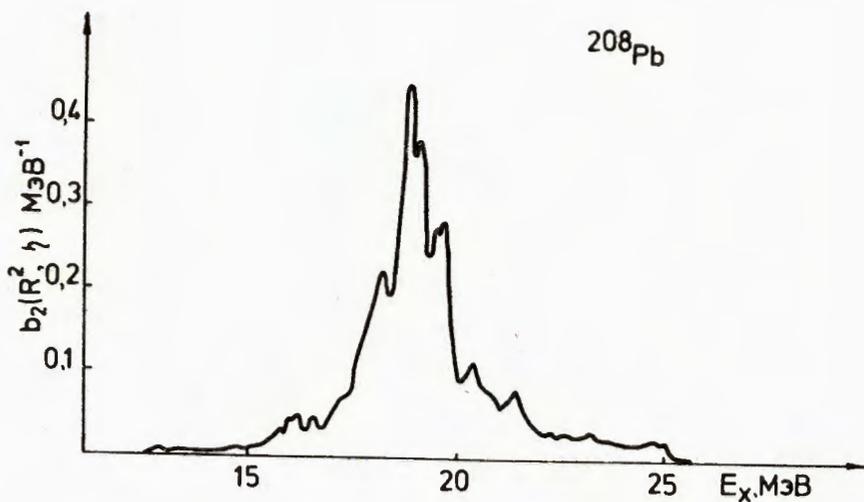


Рис.6. Силовая функция, описывающая фрагментацию $E1_T$ -резонанса в ^{208}Pb .

плотность $2p-2h$ состояний при энергиях $E_x \sim 20$ МэВ, и в однофоновой части волновой функции /5/ необходимо учесть большое число однофоновых 1^- -состояний. Из-за вычислительных сложностей мы включили в волновую функцию /5/ только однофоновое состояние $E1_T$ -резонанса. Гигантский $E1$ -резонанс и $E1_T$ -резонанс слабо связаны друг с другом. Их фрагментация из-за взаимодействия с двухфоновыми состояниями также происходит практически независимо, что было нами проверено в более легких ядрах. Поэтому погрешность, вносимая вышеуказанным ограничением, невелика. Когда в волновой функции /5/ есть только одна однофоновая компонента, сечение возбуждения этого состояния пропорционально $R_p^2(1^-)$ и, следовательно,

$$b(d\sigma/d\Omega, E_x) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{E1_T} b(R^2, E_x).$$

Поэтому на рис.6 мы изобразили силовую функцию $b(R^2, E_x)$. Видно, что и в ^{208}Pb взаимодействие $E1_T$ -резонанса с двухфоновыми состояниями приводит к его развалу. Вероятность возбуждения в максимуме уменьшается в несколько раз и становится сравнимой с вероятностями возбуждения нерезонансных состояний.

Отметим, что рис.6 является прекрасной иллюстрацией того, как возникает у резонанса ширина Γ^+ из-за взаимодействия со сложными конфигурациями. Сила единственного однофоновоего $E1_T$ -состояния распределяется по огромному числу уровней в интервале $\Delta E_x \approx 5$ МэВ.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, на вопрос о существовании трансперсального $E1$ -резонанса в ядрах с $A > 50$ настоящая работа дает отрицательный ответ.

Безусловно, мы использовали слишком схематичное эффективное взаимодействие, константы которого в спиновом канале не определены достаточно надежно. Заметим, однако, что изменение константы в довольно широких пределах не меняет выводов, сделанных в §§3,4. Во всяком случае при ослаблении спин-дипольного взаимодействия в 2-3 раза коллективное $E1_T$ -состояние не исчезает, лишь на 1-2 МэВ уменьшается его энергия возбуждения. Мы не учитывали изоскалярной составляющей спиновых сил. Есть некоторые основания считать, что она мала /26/. Но и при $\kappa_0^{(11)} = \kappa_1^{(11)}$ основные результаты расчетов в ПСФ остаются в силе. Конечно, какими бы ни были константы $\kappa_0^{(11)}$ и $\kappa_1^{(11)}$, сама схематичность взаимодействия, его сепарабельная форма, отсутствие зависимости от переданного импульса ставят вопрос о действительном существовании коллективного $E1_T$ -состояния. Так, согласно исследованиям Й.Шпета и др. /27/, π -обменное взаимодействие приводит к столь сильному эффективному ослаблению спиновых сил в ядре, что в тяжелых ядрах существование коллективных спиновых возбуждений маловероятно. Здесь мы можем отметить только, что существование $E1_T$ -резонанса следует из расчетов в ПСФ с весьма различными эффективными NN-силами. Помимо работы /4/ укажем на недавние расчеты Т.Думитреску и Т.Сузуки /28/ с силами SG-II.

Основной наш результат заключается, однако, не в том, что расчеты в ПСФ предсказывают существование $E1_T$ -резонанса, а в том, что этот резонанс "разваливается", исчезает в результате взаимодействия с двухфоновыми состояниями. Поэтому его экспериментальное наблюдение в тяжелых ядрах представляется нам маловероятным. При известной доле воображения можно, наверное, считать за резонансы широкие структуры при энергиях возбуждения ~ 19 МэВ в ^{208}Pb и ~ 23 МэВ в ^{90}Zr /рис. 5б/, но их выделение в полном сечении на фоне множества других состояний, вероятность возбуждения которых имеет тот же порядок величины, весьма и весьма сложная задача. Во всяком случае в единственном известном нам эксперименте, где в (e, e') -рассеянии назад исследовалась область $E_x \sim 20$ МэВ в ^{208}Pb , ярко выраженные резонансные структуры не были обнаружены /29/.

Отметим, что полный развал $E1_T$ -резонанса в результате взаимодействия с двухфоновыми состояниями не единственный пример такого рода для спиновых и спин-изоспиновых возбуждений. Такой же результат был получен для высоколежащей ветви $M2$ -резонанса в /10,11/. Сильную фрагментацию гамов-теллеровского резонанса продемонстрировали расчеты Дж.Берча и И.Хамамото /30/. В то же время высоколежащий $M1$ -резонанс взаимодействует с двухфоновыми состояниями не столь сильно /22/.

Авторы признательны В.В.Воронову за обсуждение затронутых в работе вопросов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bertsch G.F. Nucl.Phys., 1981, A354, p. 157c; Ericson M. Lecture given at the Int.School of Nucl.Physics, Erice, 1983; Ref. TH 3625-CERN, 1983.
2. Goldman A., Stroetzel M. Z.Physik, 1970, A239, p. 235.
3. Eramzhyan R.A. et al. Nucl.Phys., 1980, A338, p. 436.
4. Гончарова Н.Г. и др. Изв. АН СССР /сер.физ./, 1982, 46, с. 2091.
5. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, "Наука", М, 1971; ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 810; Nukleonika, 1978, 23, p. 1149.
6. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 237.
7. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 1380.
8. Richter A. Труды Международной школы по структуре ядра /Алушта, 1980/, ОИЯИ, Д4-80-385, Дубна, 1980, с. 89.
9. Djalali C. et al. Nucl.Phys., 1982, A388, p.1.
10. Ponomarev V.Ju. et al. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1982, 8, p.L77.
11. Ponomarev V.Ju. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p. 446.
12. Ponomarev V.Ju., Vdovin A.I. JINR, E4-81-769, Dubna, 1981.
13. Castel V., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p. 27.
14. Нгуен Динь Данг, Пономарев В.Ю. Изв. АН СССР /сер.физ./, 1983, 47, с. 2147.
15. Камерджиев С.П. ЯФ, 1972, 15, с. 676.
16. Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1983, 14, с. 953.
17. Lee H.C. Chalk River Report AECL-4839, 1975.
18. Bortignon P.F. et al. Phys.Report C, 1977, 30, p. 305.
19. Bertsch G.F. et al. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p. 287.
20. Soloviev V.G. et al. JINR, E4-83-166, Dubna, 1983. Нгуен Динь Данг, Пономарев В.Ю. ТМФ, 1983, 57, с. 154.
21. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. "Мир", М., 1971, т. 1. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p. 87.
22. Ponomarev V.Ju. et al. Z.Phys., 1982, A308, p. 157.
23. Пономарев В.Ю. и др. ОИЯИ, Р4-81-704, Дубна, 1981.
24. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1977, A288, p. 376; Nucl.Phys., 1978, A304, p. 503.
25. Soloviev V.G. et al. Nucl.Phys., 1983, A399, p. 141.
26. Toki H. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p. 1398.
27. Speth J. et al. Nucl.Phys., 1980, A343, p. 382.
28. Dumitrescu T.S., Suzuki T. Proc. of the Int.Conf. on Nucl. Structure, Florence, 1983, v. 1, p. 231.
29. Woodward C., Peterson G.A. Phys.Rev., 1979, C20, p. 2437.
30. Bertsch G.F., Hamamoto I. Phys.Rev., 1982, C26, p. 1323.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
Д2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
Д11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Вдовин А.И. и др.

Трансверсальный E1-резонанс в сферических ядрах

P4-84-32

В рамках квазичастично-фоонной модели ядра исследованы 1^- -состояния ядер, структура которых формируется под действием изовекторных дипольных и спин-дипольных эффективных сил. Расчеты в приближении случайной фазы указывают на существование в средних и тяжелых сферических ядрах при энергиях $E_x \approx 20$ МэВ коллективного 1^- -состояния, образованного одночастичными переходами с переворотом спина. Это состояние интенсивно возбуждается в (e, e') -рассеянии при переданном импульсе $q \approx 0,5 \div 0,7 \text{ фм}^{-1}$, и при углах рассеяния $\theta > 60^\circ$ основной вклад в его возбуждение дает поперечный формфактор. Поэтому такое состояние можно назвать трансверсальным E1-резонансом. Взаимодействие с двухфоонными состояниями приводит к очень сильной фрагментации трансверсального E1-резонанса, что делает маловероятным его экспериментальное обнаружение.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ. Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Vdovin A.I. et al.

Transversal E1-Resonance in Spherical Nuclei

P4-84-32

The spin-flip E1-states in medium and heavy spherical nuclei are investigated within the quasiparticle-phonon nuclear model. The RPA-calculations predict the existence of a collective 1^- -state formed by the isovector spin-dipole force. Its excitation energy is about 20 MeV. This state is intensively excited by the inelastic electron scattering at momentum transferred $q \approx 0.5-0.7 \text{ fm}^{-1}$, at the scattering angles $\theta > 60^\circ$ the main contribution to its excitation comes from the transversal formfactor. Therefore, it can be recognized as the transversal E1-resonance. The interaction with two-phonon states causes a very strong spreading of the resonance, thus making its experimental observation hardly probable.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR. Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984