

е
+

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

1595/2-81

30/III-81

P4-80-817

А.И.Вдовин, В.Ю.Пономарев, В.М.Шилов

ЭЛЕКТРОВЗБУЖДЕНИЕ М1- И М2-РЕЗОНАНСОВ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

Направлено в ЯФ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

Большинство экспериментальных данных об интенсивно изучающихся в последние годы гигантских резонансах атомных ядер получено с помощью неупругого рассеяния электронов. Достаточно упомянуть работы Питтхана и др.^{/1/} и Фукуды и др.^{/2/}, в которых был открыт первый из "новых" гигантских резонансов - изоскалярный E2-резонанс, и эксперименты Линдгрена и др.^{/3/} и Рихтера и др.^{/4/}, которые обнаружили M2-резонанс в средних и тяжелых ядрах.

Преимущества (e, e') -рассеяния в изучении структуры ядра общеизвестны: это и известный механизм реакции, и возможность корректного ее описания методом искаженных волн /МИВ/, и возможность, регулируя переданный ядру импульс q , возбуждать ядерные состояния различной природы. Последнее обстоятельство в совокупности с высоким разрешением, которое достигается в (e, e') -экспериментах, и делает неупругое рассеяние электронов одним из самых распространенных способов изучения гигантских мультипольных резонансов. Кроме того, изученность механизма реакции позволяет использовать данные (e, e') -рассеяния для проверки различных моделей ядерной структуры.

Однако в большинстве теоретических работ при изучении гигантских резонансов рассматриваются главным образом приведенные вероятности электромагнитных переходов из основного состояния ядра на резонансные состояния. А экспериментальные величины $B(E\lambda)$ и $B(M\lambda)$, с которыми сравниваются результаты таких расчетов, получаются в результате обработки данных по (e, e') -рассеянию, причем весьма часто с использованием довольно примитивных моделей ядерной структуры. Несомненно, что непосредственный расчет сечения неупругого рассеяния электронов с использованием достаточно совершенных ядерных моделей является более естественным и информативным. Нельзя сказать, чтобы такие расчеты отсутствовали вовсе. Дармштадтская группа при обработке данных (e, e') -экспериментов использует волновые функции ядерных возбуждений; рассчитанные по MSI-модели^{/5/} формфакторы рассеяния электронов с возбуждением гигантских резонансов изучались в работах Гончаровой Н.Г. и др.^{/6/}. В последнее время в рамках теории конечных ферми-систем выполнен ряд исследований (e, e') - и (α, α') -рассеяния с возбуждением гигантских резонансов сферических ядер^{/7/}.

В настоящей работе рассмотрено неупругое рассеяние электронов с возбуждением M1- и M2-резонансов сферических ядер. Волновые функции возбужденных состояний ядер рассчитывались в приближении случайной фазы /ПСФ/ в рамках квазичастично-фононной модели ядра /КФМ/ ^{18/}. В рамках КФМ уже изучалось рассеяние электронов с возбуждением низколежащих вибрационных уровней и электрических резонансов как сферических ^{19/}, так и деформированных ^{10/} ядер. Хорошее согласие с экспериментальными данными, полученное в этих расчетах, позволяет надеяться, что и для магнитных резонансов будет получена полезная и достоверная информация.

2. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Дифференциальные сечения рассеяния в рамках МИВ рассчитываются с учетом потерь энергии электрона в выходном канале на возбуждение ядра-мишени ^{11/}. В результате взаимодействия с электроном ядро из состояния, описываемого волновой функцией Ψ_j , переходит в возбужденное состояние Ψ_f . В настоящей работе Ψ_f - состояние аномальной четности и вся информация о его структуре, необходимая для расчета сечений, содержится в токовых переходных плотностях /ТПП/ $\vec{j}(\vec{r})$, которые определяются следующим образом ^{12/}:

$$\vec{j}(\vec{r}) = \vec{j}^c(\vec{r}) + \vec{j}^m(\vec{r}) + \vec{j}^{exch}(\vec{r}), \quad /1/$$

$$\vec{j}^c(\vec{r}) = -i\mu_N \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_L^k \{ \Psi_f^* \vec{\nabla}_k \Psi_i - \Psi_i \vec{\nabla}_k \Psi_f^* \}, \quad /2/$$

$$\vec{j}^m(\vec{r}) = \mu_N \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_S^k \vec{\nabla}_k \{ \Psi_f^* \vec{s}_k \Psi_i \}. \quad /3/$$

Суммирование в формулах /2/ и /3/ проводится по всем нуклонам ядра; $\vec{j}^c(\vec{r})$ - конвекционный ток, возникающий из-за движения нуклонов в ядре; $\vec{j}^m(\vec{r})$ - магнитный ток, обусловленный их собственными магнитными моментами. Обменный ток $\vec{j}^{exch}(\vec{r})$ в наших расчетах учитывается эффективно - введением в формулу /3/ эффективных, а не свободных значений нуклонных g_s - факторов. Ядерные волновые функции Ψ_i и Ψ_f вычисляются в приближении случайной фазы в рамках КФМ. В этой модели для описания однофононных возбуждений аномальной четности используются сепарабельные остаточные силы вида

$$V_{\sigma\lambda-1}^{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} (\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)} + \kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)}) \vec{r}_1^{\lambda-1} \vec{r}_2^{\lambda-1} \times \\ \times \sum_{\mu} [\vec{\sigma}_1 Y_{\lambda-1\mu}(\Omega_1)]_{\lambda\mu} \cdot [\vec{\sigma}_2 Y_{\lambda-1\mu}(\Omega_2)]_{\lambda-\mu} \quad /4/$$

Волновая функция однофононного возбужденного состояния ядра имеет вид

$$\Psi_{\Gamma} = Q_{\lambda\mu i}^{+} \Psi_0 = \frac{1}{2} \sum_{jj'} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [a_{jm}^{+} a_{j'm'}^{+}]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} [a_{j'm} a_{jm}]_{\lambda-\mu} \} \Psi_0, \quad /5/$$

где Ψ_0 - фононный вакуум /т.е. $Q_{\lambda\mu i} \Psi_0 = 0$ /, принимаемый за основное состояние четно-четного ядра /у нас $\Psi_i = \Psi_0$ /; a_{jm}^{+} и a_{jm} - операторы рождения и уничтожения квазичастицы на уровне среднего поля с квантовыми числами $p j j m$.

Так как в дальнейшем мы будем рассматривать электровозбуждение состояний определенной мультипольности, то полезно ввести парциальные ТПП $\rho_{\lambda\lambda'}^{c,m}(\tau)$, связанные с операторами $\hat{j}^{c,m}(\vec{r})$ следующими соотношениями:

$$\hat{j}^{c,m}(\vec{r}) = e c \sum_{\lambda\lambda'} (-i)^{\lambda} \hat{J}_{\Gamma} (-)^{J_i - \lambda + M_{\Gamma}} \begin{pmatrix} J_i & \lambda & J_{\Gamma} \\ M_i & \mu & -M_{\Gamma} \end{pmatrix} \rho_{\lambda\lambda'}^{c,m}(\tau) \vec{Y}_{\lambda\lambda'}^{\mu}(\Omega). \quad /6/$$

M_{λ} - возбуждения определяются функциями $\rho_{\lambda\lambda}(\tau)$, вид которых в КФМ получается в результате довольно простых преобразований, подробно описанных в [12]:

$$\rho_{\lambda\lambda}^c(\tau) = \mu_N \sum_{a \geq b} i^{\ell_b + \lambda + 1 - \ell_a} (-)^{j_b + \ell_b + \frac{1}{2}} \hat{j}_a \hat{j}_b \hat{\lambda} \sqrt{\frac{(2\ell_b - 1) \ell_b}{\pi}} \times \\ \times g_{\ell}^{n(p)} \begin{pmatrix} \ell_a & \lambda & \ell_b - 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_a & \ell_b & \lambda \\ j_b & j_a & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell_b & 1 & \ell_b - 1 \\ \lambda & \ell_a & \lambda \end{pmatrix} \frac{2\ell_b + 1}{\tau} \times \\ \times u_a^*(\tau) u_b(\tau) (\psi_{j_a j_b}^{\lambda i} - \phi_{j_a j_b}^{\lambda i}) \frac{u_{j_a j_b}^{(-)}}{1 + \delta_{a,b}}, \quad /7/$$

$$\rho_{\lambda\lambda}^m(r) = \mu_N \sum_{a \geq b} i^{\ell_b + 1 + \lambda - \ell_a} (-)^{j_b + \lambda + 1/2} \frac{\hat{j}_a \hat{j}_b}{4 \sqrt{\pi \lambda (\lambda + 1)}} g^{n(p)} \begin{pmatrix} j_a & j_b & \lambda \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \frac{u_{j_a j_b}^{(-)}}{1 + \delta_{ab}} \left(\psi_{j_a j_b}^{\lambda_i} - \phi_{j_a j_b}^{\lambda_i} \right) \left[\frac{\lambda(\lambda + 1)}{r} + (L_a + L_b) \left(\frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \right) \right] u_a^*(r) u_b(r) / 8/$$

$$L_a = (\ell_a - j_a)(2j_a + 1), \quad \hat{\lambda} = \sqrt{2\lambda + 1}.$$

В формулах /7/ и /8/ суммирование проводится отдельно по нейтронным и протонным одночастичным состояниям. Запись $a \geq b$ означает, что состояния $|n_a \ell_a j_a\rangle$ и $|n_b \ell_b j_b\rangle$ в сумме дважды вместе не встречаются. Коэффициенты $u_{j_1 j_2}^{(-)} = u_{j_1 j_2} v_{j_1 j_2} - u_{j_1 j_2} v_{j_1 j_2}$ - известная комбинация коэффициентов преобразования Боголюбова. Для нахождения радиальных одночастичных волновых функций $u_a(r)$ /и их производных/ численно решалось уравнение Шредингера с потенциалом Вудса-Саксона. Для этого использовалась программа REDMEL, реализующая численный метод решения уравнения Шредингера для сферически-симметричного потенциала, предложенный в работах /13/. Параметры потенциала Вудса-Саксона и константы спаривательного взаимодействия для ядер из разных областей массового числа A приведены в работах /14,15/. Коэффициенты $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda_i}$, входящие в определение оператора фонона /5/, следующим образом выражаются через матричные элементы взаимодействия /4/, коэффициенты преобразования Боголюбова, энергии фононов ω_{λ_i} и двухквaziчастичных состояний $\epsilon_{j_1 j_2}$:

$$\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_i} = \frac{1}{\sqrt{2} y_{\lambda_i}^r} \frac{\langle j_1 || r^{\lambda-1} Y_{\lambda-1\mu} || j_2 \rangle u_{j_1 j_2}^{(-)}}{\epsilon_{j_1 j_2} - \omega_{\lambda_i}},$$

$$\phi_{j_1 j_2}^{\lambda_i} = \frac{\omega_{\lambda_i} - \epsilon_{j_1 j_2}}{\omega_{\lambda_i} + \epsilon_{j_1 j_2}} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda_i} \quad /9/$$

Индекс $r = n, p$ зависит от того, нейтронному или протонному одночастичному спектру принадлежат состояния $j_1 j_2$. Нормировочные коэффициенты $y_{\lambda_i}^r$ вычисляются по формуле

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

$$X_{\lambda i}^r = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{j_1 j_2}^r \frac{[\langle j_1 || r^{\lambda-1} Y_{\lambda-1\mu} || j_2 \rangle u_{j_1 j_2}^{(-)}]^2 \epsilon_{j_1 j_2}}{\epsilon_{j_1 j_2}^2 - \omega_{\lambda i}^2}, \quad /10/$$

$$Y_{\lambda i}^r = \frac{2\lambda + 1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial \omega} X_{\lambda i}^r(\omega) \right) \Big|_{\omega = \omega_{\lambda i}}.$$

Энергии фононов мультипольности λ являются решениями секулярного уравнения ПСФ:

$$[\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)} \kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)}] [X_{\lambda i}^n(\omega) + X_{\lambda i}^p(\omega)] - 4\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)} \kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)} X_{\lambda i}^n(\omega) X_{\lambda i}^p(\omega) = 1. \quad /11/$$

Решение уравнения /11/ и расчет амплитуд $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ выполнялись с помощью программы RPAS /16/. Изоскалярная

и изовекторная $\kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)}$ константы эффективного взаимодействия $V_{\sigma\lambda-1}^{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ являются параметрами модели. В значительной мере от них зависит положение $M\lambda$ -резонанса и структура составляющих его однофононных $M\lambda$ -состояний. Как показано в работах /14, 15, 17/, известные экспериментальные данные о $M1$ -радиационных силовых функциях и $M2$ -резонансе в средних и тяжелых сферических ядрах вполне удовлетворительно воспроизводятся при следующих значениях $\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)}$ /см. также /18//:

$$\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)} = 0, \quad \kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)} = - \frac{4\pi \times 28}{A \langle r \rangle^{2\lambda-2}} \text{ МэВ/Фм}^{2\lambda-2}. \quad /12/$$

Для эффективных гиромангнитных факторов выбраны следующие значения: $g_s^* = 0,8 g_s^{\text{free}}$, $g_l^* = g_l^{\text{free}}$ /14, 15/.

3. ТОКОВЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПЛОТНОСТИ ОДНОФОННЫХ 1^+ - И 2^- -СОСТОЯНИЙ

Как уже говорилось, влияние структуры возбужденных состояний аномальной четности на сечение процесса неупругого рассеяния электронов осуществляется через токовые переходные плотности /формулы /7/, /8//. Форма ТПП однофононного состояния определяется двумя факторами: 1/ формой ТПП входящих в волновую функцию однофононного возбуждения /5/ двухквazi-частичных компонент и 2/ относительным весом этих двухквazi-частичных компонент /т.е. относительной величиной и фазой коэффициентов $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda_1}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda_1}$ /. Именно эти два фактора и определяют различие в ТПП 1^+ - и 2^- -состояний, формирующих М1- и М2 -резонансы в сферических ядрах.

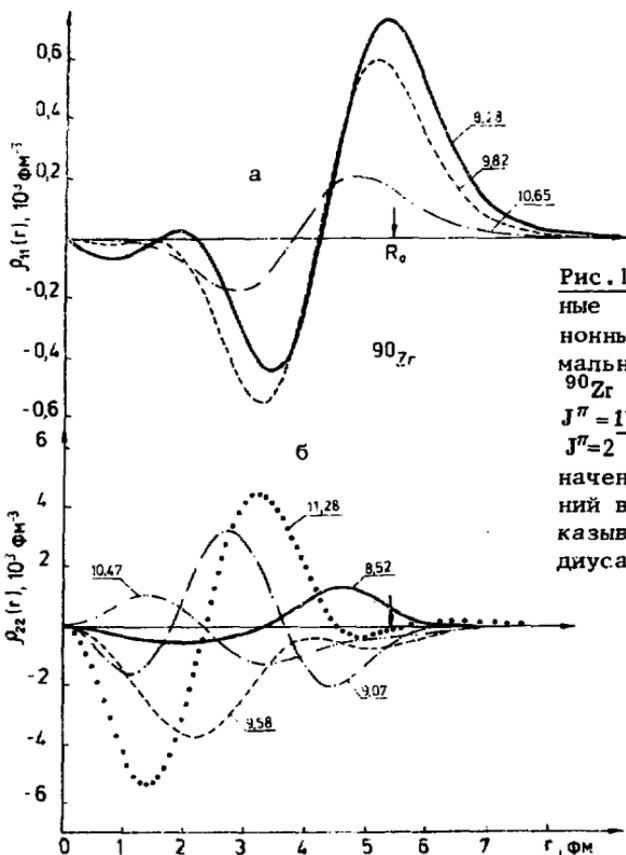


Рис.1. Токoвые переходные плотности однофононных состояний аномальной четности ядра ^{90}Zr : а/состояния $J^\pi = 1^+$; б/состояния $J^\pi = 2^-$; цифрами обозначены энергии состояний в МэВ; стрелка показывает значение радиуса ядра.

Как видно на рис. 1, на котором изображены ТПП некоторых резонансных 1^+ - и 2^- -состояний ядра ^{90}Zr , ТПП магнитных дипольных состояний имеют поверхностный характер, а магнитных квадрупольных состояний - объемный^{/19/}. Конкретная причина такого различия суть следующая. Как показали предыдущие расчеты^{/15,20/}, вклад в структуру однофононных резонансных 1^+ -состояний дают не более 2-3 двухквазичастичных компонент, образованных состояниями спин-орбитальных дублетов, причем довольно часто вклад одной из компонент является подавляющим. Известно, что одночастичные волновые функции связанных состояний в потенциале Вудса-Саксона имеют экстремум вблизи поверхности ядра. Так как волновые функции состояний, принадлежащих спин-орбитальному дублету, мало различаются, положение их экстремумов совпадает и происходит возрастание абсолютной величины соответствующей ТПП у поверхности ядра /см. формулы /7/-/8//. В то же время структура однофононных 2^- -состояний коллективная, то есть они представляют собой суперпозицию большого числа двухквазичастичных компонент. Одночастичные волновые функции $u_a(r)$ и $u_b(r)$, входящие в выражение /7/ и /8/ для $p_{22}(r)$, соответствуют разным значениям главного и орбитального квантовых чисел, их экстремумы смещены друг относительно друга, в результате чего и происходит ослабление ТПП 2^- -состояний у поверхности ядра.

Структура коллективных однофононных 2^- -состояний чувствительна к силовым параметрам эффективных сил. ТПП, изображенные на рис. 1, рассчитаны для значений констант $\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)}$, вычисленных по формуле /12/. Изменение ТПП в зависимости от констант $\kappa_0^{(\lambda-1, \lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda-1, \lambda)}$ можно видеть на рис. 2. Для того чтобы можно было сопоставить изменения ТПП с изменениями структуры состояний и других их характеристик, мы привели соответствующие данные в таблице. Из сравнения рис. 2 и данных таблицы видно, что при уменьшении константы $|\kappa_1^{(12)}|$ в два раза, пока еще сохраняется коллективная природа 2^- -состояния, сохраняется и качественный ход ТПП. Более существенные изменения ТПП происходят, когда 2^- -состояние становится неколлективным и ТПП определяется вкладом 2-3 двухквазичастичных компонент. Существенно также, что такие интегральные характеристики отдельных 2^- -состояний, как энергия возбуждения E_x и $B(M2)$, гораздо менее чувствительны к изменениям $\kappa_1^{(12)}$, чем ТПП. Например, при изменении $\kappa_1^{(12)}$ в 10 раз $B(M2)$ меняется в $1,5 \div 2,0$ раза. Отчасти это понятно, так как $B(M2)$ есть не что иное, как интеграл от $p_{22}(r)$. Более тонкой характеристикой состояния будет являться сечение возбуждения его в (e, e') -рассеянии, особенно при больших пере-

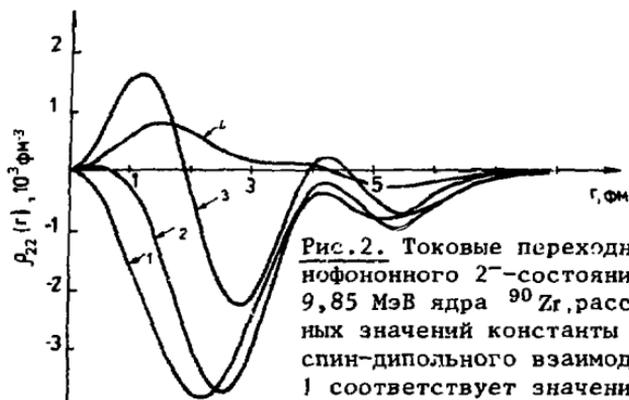


Рис. 2. Токовые переходные плотности од-
нофононного 2^- -состояния с энергией $E_x =$
 $9,85$ МэВ ядра ^{90}Zr , рассчитанные для раз-
ных значений константы изовекторного
спин-дипольного взаимодействия $\kappa_1^{(12)}$; кривая
1 соответствует значению $\kappa_1^{(12)}$, рассчи-
танному по /12/; 2 - $0,5\kappa_1^{(12)}$; 3 - $0,2\kappa_1^{(12)}$;
4 - $0,1\kappa_1^{(12)}$.

Таблица

Энергия, величины $V(M2)$ и $d\sigma/d\Omega$ /при энергии падающих электро-
нов $E_0 = 50$ и 100 МэВ и $\theta^0 = 165^\circ$ / коллективного 2^- -состояния
ядра ^{90}Zr при разных значениях константы изовекторного спин-
дипольного взаимодействия. Величина $\kappa_1^{(12)}$ рассчитана по фор-
муле /12/

		$\kappa_1^{(12)}$	$0,5\kappa_1^{(12)}$	$0,2\kappa_1^{(12)}$	$0,1\kappa_1^{(12)}$
E_x	МэВ	9,58	9,48	9,33	9,31
$V(M2)$	$\mu_N^2 \text{fm}^2$	700	1260	810	720
$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$E_0 = 50$	$0,46 \cdot 10^{-5}$	$0,67 \cdot 10^{-5}$	$0,33 \cdot 10^{-5}$	$0,22 \cdot 10^{-6}$
	$E_0 = 100$	$0,43 \cdot 10^{-6}$	$0,32 \cdot 10^{-6}$	$0,2 \cdot 10^{-7}$	$0,18 \cdot 10^{-7}$
Структура состояния	$(2p_{3/2}-3s_{1/2})_n$	29,7%	13,8%	1,4%	<1%
	$(1f_{5/2}-1g_{7/2})_n$	11,5%	6,0%	<1%	<1%
	$(1g_{9/2}-1h_{11/2})_n$	5,0%	4,8%	1,0%	<1%
	$(2p_{1/2}-2d_{3/2})_n$	2,7%	5,4%	13,5%	1,4%
	$(2p_{3/2}-2d_{5/2})_n$	26,5%	41,1%	27,4%	1,5%
	$(1f_{7/2}-1g_{9/2})_n$	14,6%	17,1%	5,3%	<1%
	$(1f_{5/2}-2d_{5/2})_n$	2,4%	5,3%	50,0%	96,7%

данных импульсах. Значения $d\sigma/d\Omega$ для $\theta^0 = 165^\circ$ и двух значений энергии падающего электрона E_0 также приведены в таблице. При относительно малых q уменьшение $|k_1^{(12)}|$ вначале не вызывает заметных изменений в $d\sigma/d\Omega$, и величина сечения начинает заметно падать, лишь когда состояния становятся по существу неколлективными. При больших q величина $d\sigma/d\Omega$ становится чувствительной к тонким деталям ТПП, может очень резко изменяться в зависимости от $|k_1^{(12)}|$ и возрастет при уменьшении $|k_1^{(12)}|$.

4. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОДНОФОННЫХ 1^+ - и 2^- -СОСТОЯНИЙ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ПЕРЕДАННОГО ИМПУЛЬСА И МАССОВОГО ЧИСЛА ЯДРА-МИШЕНИ

Перейдем теперь к обсуждению результатов расчета собственно сечений возбуждения 1^+ - и 2^- -состояний в (e, e') -рассеянии. Еще раз подчеркнем, что структура возбужденных состояний рассчитывалась нами в приближении случайной фазы. Это накладывает известные ограничения на возможность сравнения теории и эксперимента. Так, в ядрах ^{90}Zr , ^{140}Ce и ^{208}Pb влияние взаимодействия с двухфонными конфигурациями на $M1$ - и $M2$ -резонансы незначительно 14,15 , и расчеты в ПСФ дают вполне удовлетворительное описание эксперимента. Но в ядре ^{58}Ni только влиянием этого взаимодействия и можно объяснить результаты экспериментов Линдгрена и др. 21 . Вследствие этого сравнение наших расчетов с экспериментом носит ограниченный характер.

Меняя энергию падающих электронов или угол рассеяния, можно изменять импульс, передаваемый электроном ядру. При этом из-за различий в форме ТПП разных ядерных возбуждений они будут по-разному возбуждаться при данной величине q , и, что также очень важно, при изменении q будут изменяться относительные вероятности их возбуждения. Таким образом, по крайней мере в принципе, возможен выбор условий эксперимента, при которых преимущественно будут возбуждаться состояния определенного типа.

Это общее утверждение демонстрируют рис. 3, 4, на которых изображены дифференциальные сечения неупругого рассеяния электронов на ядре ^{208}Pb с возбуждением однофонных 1^+ - и 2^- -состояний из интервала энергии возбуждения $0 \leq E_x \leq 15$ МэВ. На рис. 3 изменение q обусловлено изменением угла рассеяния θ^0 , а на рис. 4 - изменением энергии падающих электронов. При малых q , когда справедливо длинноволновое приближение, отношение $d\sigma/d\Omega$ для разных состояний с данным J^π практически совпадает с отношением $V(MJ)$. С ростом q начинает меняться отно-

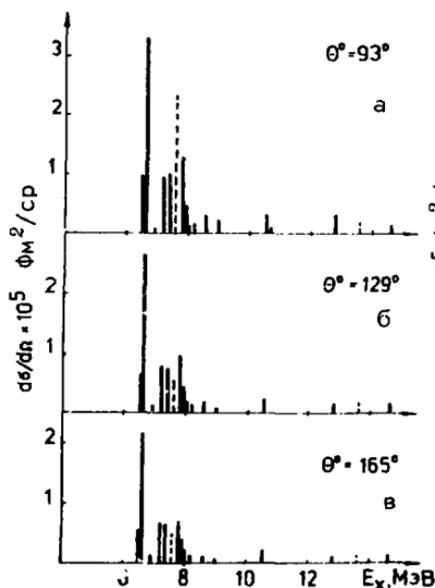


Рис. 3. Дифференциальные сечения электровозбуждения однофононных состояний ядра ^{208}Pb с $J^\pi = 1^+$ /пунктирная линия/ и $J^\pi = 2^-$ /сплошная линия/ для разных углов рассеяния θ / $E_0 = 40$ МэВ/.

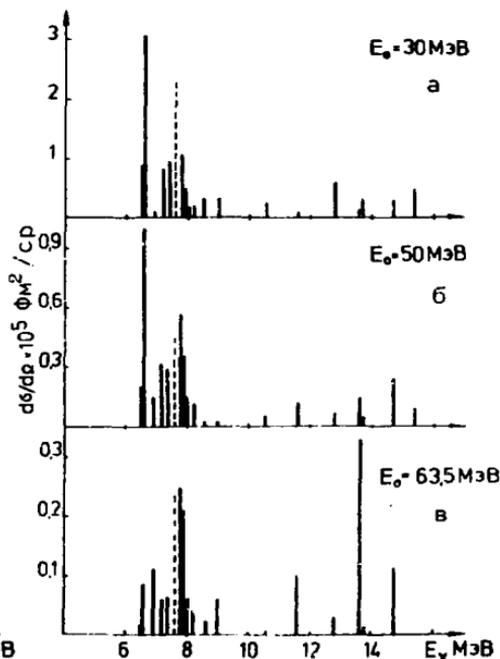


Рис. 4. Дифференциальные сечения электровозбуждения однофононных состояний ядра ^{208}Pb с $J^\pi = 1^+$ /пунктирная линия/ и $J^\pi = 2^-$ /сплошная линия/ для разных значений энергии падающих электронов E_0 / $\theta = 165^\circ$ /.

сительный вклад отдельных состояний в полное сечение. Поскольку с ростом q максимум функции Бесселя $j_\lambda(qr)$, с которой свертывается $\rho_{\lambda\lambda}(r)$ в формуле для сечения (e, e')-рассеяния, сдвигается во внутреннюю область ядра, с большей вероятностью начинают возбуждаться состояния, ТПП которых имеют объемный характер. Именно поэтому уменьшается вклад в сечение 1^+ -состояний, они все больше теряются на фоне 2^- -возбуждений. Меняются и относительные вероятности возбуждения разных 2^- -состояний. Наиболее ярко это проявляется для двух 2^- -состояний с энергиями возбуждения $E_x = 6,6$ и $13,6$ МэВ. Первое из них имеет максимальную величину $B(M2)$ и сильно возбуждается при небольших значениях q . Второе же, наоборот, имеет довольно небольшую величину $B(M2)$, зато сильно возбуждается при $q > 10 \text{ fm}^{-1}$

/см. рис. 4в/. Вообще, с ростом q вероятность возбуждения 2^- -состояний из области $6 < E_x < 9$ МэВ, которые исчерпывают значительную часть полной величины $V(M2)$, быстро падает, а сечения возбуждения состояний из области $11 < E_x < 15$ МэВ, вклад которых в суммарную $V(M2)$ невелик, либо остаются постоянными, либо даже растут. В результате при $q > 1 \text{ Фм}^{-1}$ в спектре ^{208}Pb при $E_x < 15$ МэВ видны две области с повышенной вероятностью возбуждения 2^- -состояний. Этот пример лишний раз показывает, что необходимо проводить сравнение теоретических результатов с непосредственно измеряемыми величинами или же проводить обработку экспериментальных данных /например, извлекать $V(M2)$ из сечений (e, e') -рассеяния/, опираясь на достаточно последовательные теоретические модели.

Как изменяются вероятности возбуждения резонансных однофононных 1^+ - и 2^- -состояний сферических ядер с ростом массового числа A , можно видеть на рис. 5. Во-первых, с ростом A обогащается спектр однофононных 2^- -состояний и возрастают вероятности возбуждения отдельных 2^- -состояний. Во-вторых, падают вероятности возбуждения немногочисленных однофононных 1^+ -состояний. Таким образом, с ростом A все сложнее выделить вклад в сечение магнитных дипольных возбуждений на фоне магнитных квадрупольных. Этот факт, надо сказать, следует и из простых качественных оценок в длинноволновом приближении. Действительно, при малых q $(d\sigma/d\Omega)_{M\lambda} \sim q^{2\lambda} V(M\lambda)$. Если воспользоваться для $V(M\lambda)$ оценками Вайскопфа^{22/}, то для отношения сечений возбуждения $M2$ - и $M1$ -состояний получается^{23/}

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M2} / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{M1} \sim q^2 A^{2/3} . \quad /13/$$

Такая зависимость $d\sigma/d\Omega$ от A является, возможно, одной из причин неудачи поисков $M1$ -резонанса в тяжелых ядрах, на что мы уже указывали ранее^{23/}.

5. ФОРМФАКТОРЫ ОДНОФОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Определение спина и четности возбуждаемых в (e, e') -рассеянии уровней часто проводится путем сравнения экспериментально измеренных и рассчитанных в рамках той или иной модели

* Из /13/ видно также, что величина отношения сечений электровозбуждения $M2$ - и $M1$ -состояний будет расти и с ростом q /см. начало настоящего параграфа/.

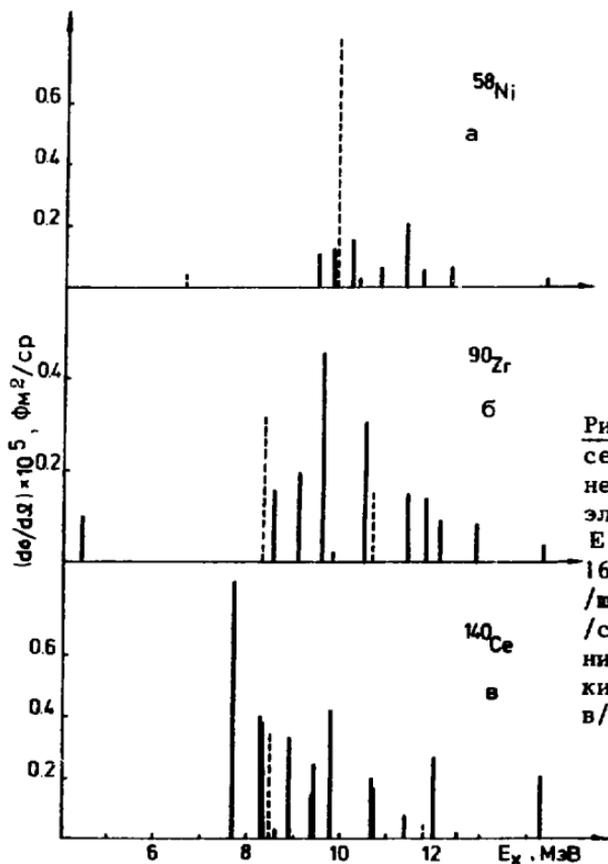


Рис. 5. Дифференциальные сечения возбуждения в неупругом рассеянии электронов с энергией $E_0 = 40$ МэВ на угол $\theta^\circ = 165^\circ$ однофононных 1^+ - /штриховая линия/ и 2^- - /сплошная линия/ состояний некоторых сферических ядер; а/ ^{58}Ni ; б/ ^{90}Zr ; в/ ^{140}Ce .

ядра формфакторов - величин $(d\sigma/d\Omega) : (d\sigma/d\Omega)_{\text{МОНТ}}$, рассматриваемых как функции переданного импульса q . Формфакторы различных ядерных возбуждений довольно заметно различаются между собой, что и позволяет определять квантовые числа возбуждаемых состояний.

Рассмотрим поведение формфакторов однофононных 1^+ - и 2^- -состояний на примере ядра ^{140}Ce , для которого известны экспериментальные формфакторы. Формфакторы отдельных однофононных 2^- -состояний ядра ^{140}Ce из области энергии возбуждения $7,5 < E_x < 10$ МэВ изображены на рис. 6. При малых q , когда работает длинноволновое приближение, формфакторы разных состояний близки по величине и практически одинаково ведут себя как функции E_0 /или q , так как θ° фиксирован/. Некоторые различия начинают возникать при $E_0 \geq 30$ МэВ, а при $E_0 > 80$ МэВ формфакторы отдельных состояний ведут себя совершенно по-разному;

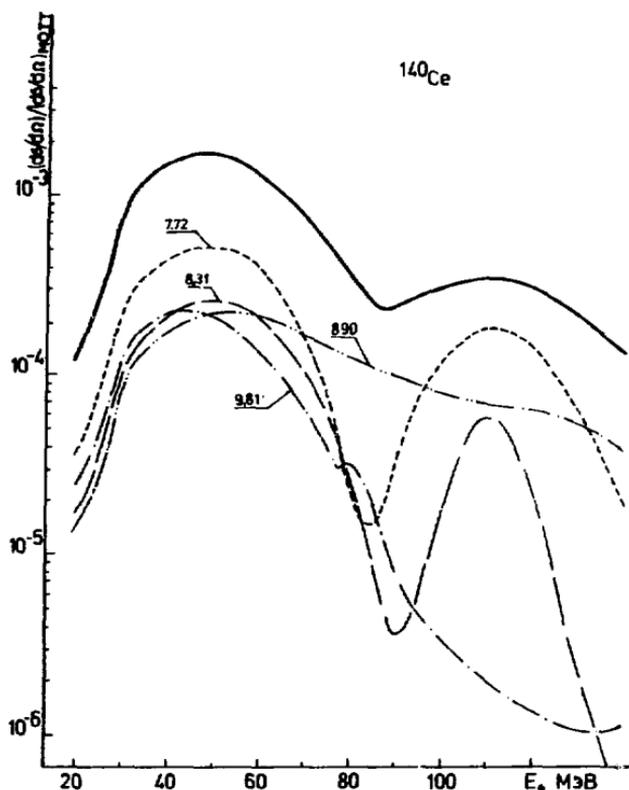


Рис. 6. Формфакторы однофононных 2^- -состояний ядра ^{140}Se из интервала энергии возбуждения $7,5 < E_x < 10$ МэВ; цифры указывают энергии состояний в МэВ; сплошная линия - сумма всех изображенных формфакторов $/\theta^\circ = 165^\circ/$.

здесь в полной мере проявляется индивидуальная форма ТПП каждого состояния. Обращает на себя внимание поведение формфактора состояния с энергией $E_x = 9,81$ МэВ. По-видимому, состояние с $E_x = 9,81$ МэВ проявляется в (e, e') -рассеянии так же, как состояние с $E_x = 6,6$ МэВ ядра ^{208}Pb , которое обсуждалось в §4. Именно, это состояние имеет значительную величину $B(M2)$ и вероятность возбуждения при малых q , но форма его ТПП такова, что при больших q оно возбуждается слабо. Интересно, что, несмотря на довольно резкие изменения формфакторов отдельных 2^- -состоя-

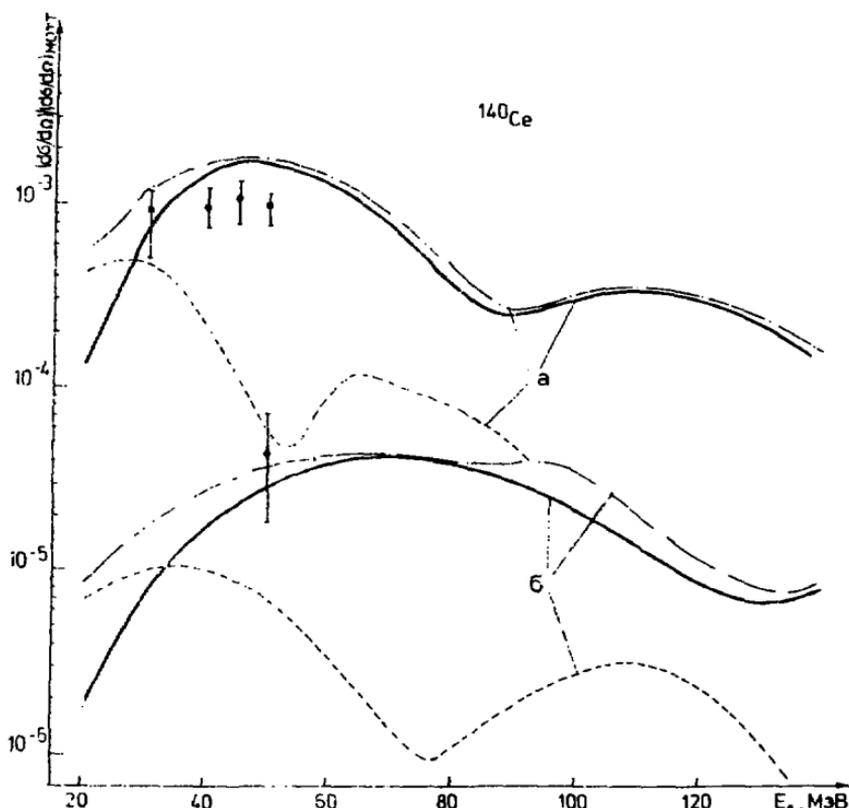


Рис. 7. Суммарные формфакторы однофононных состояний с $J^{\pi}=1^{+}$ /пунктирные линии/ и $J^{\pi}=2^{-}$ /сплошные линии/ ядра ^{140}Ce из интервала $7,5 < E_x < 10$ МэВ. Штрих-пунктирные линии - суммы M1- и M2-формфакторов. Кривые а соответствуют углу рассеяния $\theta^{\circ}=165^{\circ}$; б - $\theta^{\circ}=93^{\circ}$; экспериментальные точки - из работы ^{5/}.

ний, сумма их, взятая по всем состояниям из рассматриваемого интервала, изменяется довольно плавно с ростом E_0 . Она вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными ^{5/}, как это видно из рис. 7. Экспериментальные данные по формфакторам получены для двух значений $\theta = 165^{\circ}$ и 93° . Согласие вполне удовлетворительное как по абсолютной величине /подчеркнем, что специальной нормировки теоретических формфакторов не проводилось/, так и для изменения формфактора с E_0 , что позволяет сделать заключение о возбуждении в обсуждаемом эксперименте именно 2^{-} -состояний. К аналогичному выводу пришли и авторы эксперимента ^{5/} на основании сращения своих экспери-

ментальных данных с расчетами по MSI-модели^{/24/}. Однако, как было указано в работе^{/25/}, экспериментальные данные^{/5/} не противоречат и присутствию 1^+ -состояний с $B(M1) \approx 10 \mu_N^2$ в рассматриваемом интервале E_x . Соответствующие формфакторы также изображены на рис. 7. Суммарный формфактор 1^+ - и 2^- -состояний не так быстро уменьшается с изменением E_0 , как один только $M2$ -формфактор, и это лучше согласуется с ходом экспериментальных точек при $\theta^\circ = 165^\circ$. Рис. 7, так же как и результаты, изложенные в §4, показывает, что для надежного выделения 1^+ -возбуждений на фоне 2^- -возбуждений необходимы измерения при меньших, чем в^{/5/}, энергиях падающих электронов. Однако, как показывают наши расчеты, при $\theta^\circ = 93^\circ$ вклад $M1$ -резонанса заметен при более высоких энергиях ($E_0 \approx 100$ МэВ) - в области второго максимума $M1$ -формфактора. Но не исключено, что при этих энергиях с большой вероятностью будут возбуждаться магнитные состояния с $\lambda > 2$, и это дополнительно затруднит выделение 1^+ -состояний.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе следует выделить два основных момента. Во-первых, в рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны токовые переходные плотности состояний аномальной четности. Оказалось, что ТПП однофононных 1^+ -состояний имеют поверхностный характер, а 2^- -состояний - объемный. Исследована зависимость ТПП коллективных 2^- -состояний от силовых параметров модели. Рассчитанные нами ТПП могут быть использованы для описания неупругого рассеяния элементарных частиц /электронов, протонов, π -мезонов/ на ядрах. Во-вторых, мы рассмотрели как с ТПП квазичастично-фононной модели описывается неупругое рассеяние электронов с возбуждением состояний аномальной четности. Имеющиеся экспериментальные данные о возбуждении 2^- -состояний ядра ^{140}Ce описываются моделью удовлетворительно. Вместе с тем из наших расчетов следует, что неудача поисков $M1$ -резонанса в тяжелых ядрах может быть связана с трудностью выделения 1^+ -возбуждений на фоне 2^- -возбуждений при выбранных экспериментаторами^{/5/} энергиях падающих электронов и углах рассеяния.

Авторы благодарны проф. В.Г.Соловьеву за постоянное внимание, Ч.Стоянову и В.В.Воронову за обсуждение проблем, затронутых в настоящей работе, и замечания, высказанные по прочтении рукописи настоящей работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pitthan R., Walcher Th. Phys.Lett., 1971, 36B, p. 563; Z.Naturforsch., 1972, 27a, p. 1683.
2. Fukuda S., Torizuka Y. Phys.Rev.Lett., 1972, 29, p. 1109.
3. Lindgren R.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p. 1423.
4. Richter A. Proc.Sendai Conf. on Electro- and Photoexcitations (Supp. Research Rep. Lab.Nucl.Science, Tohoku Univ., Tomizawa, Sendai, Japan, 1977, vol. 10), p. 195.
5. Richter A. Proc. Int.Conf. on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions (Ed. by Arenhövl and Dreshel), Mainz, 1979, p.19.
6. Гончарова Н.Г. и др. ЯФ, 1978, 27, с. 1183; Изв.АН СССР, сер. физ., 1980, 44, с. 168.
7. Speth J., Wambach J. Invited Talk Presented at the Int. Conf. on Band Structure and Nucl.Dynamics, New Orleans, USA, 1980.
8. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 810.
9. Акулиничев С.В. и др. ЯФ, 1978, 28, с. 883.
10. Акулиничев С.В., Шилов В.М. ЯФ, 1978, 27, с. 670.
11. Tuan S.T. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1968, 60, p. 70.
12. Lee H.C. Preprint of Chalk River Nuclear Laboratories, AECL-4839, Chalk River, Ontario, 1975.
13. Bang J. et al. Nucl.Phys., 1976, A261, p. 59; Гиззаткулов М.Х. и др. ОИЯИ, P11-10029, Дубна, 1976.
14. Ponomarev V. et al. Nucl.Phys., 1979, A209, p. 535.
15. Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, с. 923.
16. Стоянов Ч., Юдин И.П. ОИЯИ, P4-11076, Дубна, 1977.
17. Soloviev V.G. et al. Phys.Lett., 1978, 79B, p. 187.
18. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p. 27.
19. Вдовин А.И. и др. Тезисы докладов XXX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Наука", Л., 1980, с. 166.
20. Вдовин А.И. и др. ОИЯИ, P4-11081, Дубна, 1977; Пономарев В.Ю., Вдовин А.И. ОИЯИ, P4-80-392, Дубна, 1980.
21. Lindgren R.A. et al. Phys.Rev., 1976, C14, p. 1789.
22. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ, М., 1954.
23. Ponomarev V.Ju. et al. Abstracts of Int.Symp. on Highly Excited States in Nuclear Reactions, Osaka, 1980, p. 23.
24. Knüpfer W., Huber M.G. Phys.Rev., 1976, C14, p. 2254.
25. Ponomarev V.Ju. et al. JINR, E4-80-465, Dubna, 1980.