

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

43/2-82

4/1-82

P4-81-683

Нгуен Динь Данг, В.Ю.Пономарев

ВЛИЯНИЕ СПИНОВЫХ КОМПОНЕНТ  
ОСТАТОЧНЫХ СИЛ  
НА СВОЙСТВА СОСТОЯНИЙ  
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТИПА  
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

*Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./*

1981

## I. ВВЕДЕНИЕ

На протяжении последних двух десятилетий в теоретической ядерной физике успешно применяются полумикроскопические модели. Привлекает в них главным образом относительная простота, позволяющая численно рассчитывать различные характеристики основного и возбужденного состояний в ядрах. Однако в отличие от микроскопических подходов, где гамильтониан ядра строится на основе нуклон-нуклонного взаимодействия, полученного из экспериментальных данных по NN-рассеянию, в полумикроскопических моделях взаимодействие между нуклонами, находящимися в среднем поле, выбирается феноменологически. Поэтому выбор более реалистического остаточного взаимодействия является важным моментом в усовершенствовании подобных моделей.

В связи с новыми экспериментальными данными по  $(e, e')$ - и  $(p, p')$ -рассеянию повышенный интерес проявляется к изучению спиновых компонент остаточного взаимодействия. Исследуется их влияние на свойства возбужденных состояний аномальной четности, магнитные моменты ядер,  $M1$ -радиационные силовые функции. Вопрос же об их роли в формировании состояний электрического типа остается пока мало изученным. Так, например, в квазичастично-фонной модели ядра /КФМ/ /1/, которую мы возьмем за основу, ЕЛ-состояния традиционно генерируются сепарабельными мультипольными силами. В настоящей работе помимо них в гамильтониане мы учтем также и спин-мультипольные силы. Аналогичный подход к учету спиновых компонент при изучении свойств нижайших  $0^+$ - и  $2^+$ -возбужденных деформированных ядер использовался авторами работ /2,3/. Здесь мы рассмотрим влияние спиновых сил на свойства как нижайших возбужденных состояний электрического типа, так и высоковозбужденных состояний сферических ядер, а именно: изменения в структуре, переходных плотностей коллективных возбуждений, в распределении силы электрических переходов.

## II. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

### 1. Уравнение для энергий и структуры однофонных состояний электрического типа

Гамильтониан КФМ представляет собой сумму членов, соответствующих движению независимых нуклонов в среднем поле ядра  $H_{s.p.}$ , спаривательному нейтрон-нейтронному и протон-протонному

взаимодействию  $H_{\text{pair}}$  и остаточным мультипольным  $V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  и спин-мультипольным  $V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  силам, генерирующим фононные возбуждения:

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

Остаточные силы выбираются в сепарабельной форме и имеют вид:

$$V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} \{ \kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)} \vec{r}_1 \vec{r}_2 \} \frac{\partial U}{\partial \vec{r}_1} \cdot \frac{\partial U}{\partial \vec{r}_2} \sum_{\mu} Y_{\lambda\mu}(\Omega_1) Y_{\lambda\mu}^*(\Omega_2),$$

$$V_{\sigma\lambda}^L(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{2} \{ \kappa_0^{(\lambda L)} + \kappa_1^{(\lambda L)} \vec{r}_1 \vec{r}_2 \} \frac{\partial U}{\partial \vec{r}_1} \cdot \frac{\partial U}{\partial \vec{r}_2} \sum_M [\vec{\sigma}_1 \vec{Y}_{\lambda}(\Omega_1)]_{LM} [\vec{\sigma}_2 \vec{Y}_{\lambda}(\Omega_2)]_{LM}^* \quad /2/$$

Радиальная зависимость сил нами выбрана в виде производной от потенциала среднего поля  $U$ , что означает поверхностный характер остаточного взаимодействия;  $\kappa_0$  и  $\kappa_1$  - соответственно изоскалярные и изовекторные константы. Сразу же отметим, что согласно правилам отбора вклад в однофононное состояние электрического типа будут давать спин-мультипольные компоненты с  $\lambda = L$ .

В рамках однофононного приближения КФМ волновая функция как коллективных, так и двухквазичастичных возбужденных состояний выражается через операторы рождения  $a_{jm}^+$  и уничтожения  $a_{jm}$  квазичастиц следующим образом:

$$\Psi = Q_1^+(\lambda\mu) \Psi_0 = \frac{1}{2} \sum_{jj'}^{N,P} \{ \psi_{jj'}^{\lambda i} [a_{jm}^+ a_{j'm'}^+]_{\lambda\mu} - (-)^{\lambda-\mu} \phi_{jj'}^{\lambda i} [a_{j'm'} a_{jm}]_{\lambda-\mu} \} \Psi_0, \quad /3/$$

где  $\Psi_0$  - фононный вакуум, принимаемый за основное состояние четно-четного ядра.

С помощью вариационной процедуры /1/ получаем уравнение для определения энергии состояний, описываемых волновой функцией /3/:

$$\begin{vmatrix} (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_1(n) - 1 & (\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_1(n) & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_2(n) & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_2(n) \\ (\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_1(p) & (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_1(p) - 1 & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_2(p) & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_2(p) \\ (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_2(n) & (\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_2(n) & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_3(n) - 1 & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_3(n) \\ (\kappa_0^{(\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda)}) X_2(p) & (\kappa_0^{(\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda)}) X_2(p) & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} - \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_3(p) & (\kappa_0^{(\lambda\lambda)} + \kappa_1^{(\lambda\lambda)}) X_3(p) - 1 \end{vmatrix} = 0$$

В выражении /4/ использованы следующие обозначения:

$$X_1 = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'}^{N(P)} \frac{(\epsilon_{jj'}^{\lambda} u_{jj'}^{(+)})^2 \epsilon_{jj'}}{(\epsilon_{jj'}^{\lambda})^2 - (\omega^{\lambda})^2},$$

$$X_2 = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'}^{N(P)} \frac{f_{jj'}^\lambda \cdot f_{jj'}^{\lambda\lambda} u_{jj'}^{(+)} u_{jj'}^{(-)} \omega_i^\lambda}{(\epsilon_{jj'}^\lambda)^2 - (\omega_i^\lambda)^2},$$

/5/

$$X_3 = \frac{1}{2\lambda + 1} \sum_{jj'}^{N(P)} \frac{(f_{jj'}^\lambda) u_{jj'}^{(-)} \epsilon_{jj'}}{(\epsilon_{jj'}^\lambda)^2 - (\omega_i^\lambda)^2},$$

$u_{jj'}^{(\pm)} = u_j v_j \pm u_j v_j$  - комбинация коэффициентов преобразования Боголюбова  $u, v$ ;  $\epsilon_{jj'}$  - энергия двухквaziчастичного состояния;  $f_{jj'}^\lambda$  и  $f_{jj'}^{\lambda\lambda}$  - приведенные одночастичные матричные элементы мультипольного  $(\partial U / \partial r) Y_{\lambda\mu}$  и спин-мультипольного  $(\partial U / \partial r) [\sigma Y_\lambda]_{\lambda\mu}$  операторов. В /5/ суммирование ведется либо по нейтронным, либо по протонным состояниям в зависимости от индекса  $N(P)$ .

Амплитуды  $\psi_{jj'}^{\lambda 1}$  и  $\phi_{jj'}^{\lambda 1}$  вычисляются по формулам:

$$\psi_{j_n j_n'}^{\lambda 1} = \frac{1}{\epsilon_{j_n j_n'}^{\lambda} - \omega_i^\lambda} \{ f_{j_n j_n'}^\lambda u_{j_n j_n'}^{(+)} [(k_0^{(\lambda)} + k_1^{(\lambda)}) D_n(\omega_i^\lambda) + (k_0^{(\lambda)} - k_1^{(\lambda)}) D_p(\omega_i^\lambda)] + f_{j_n j_n'}^{\lambda\lambda} u_{j_n j_n'}^{(-)} [(k_0^{(\lambda\lambda)} + k_1^{(\lambda\lambda)}) \mathcal{F}_n(\omega_i^\lambda) + (k_0^{(\lambda\lambda)} - k_1^{(\lambda\lambda)}) \mathcal{F}_p(\omega_i^\lambda)] \},$$

/6/

$$\phi_{j_n j_n'}^{\lambda 1} = \frac{\epsilon_{j_n j_n'}^{\lambda} - \omega_i^\lambda}{\epsilon_{j_n j_n'}^{\lambda} + \omega_i^\lambda} \psi_{j_n j_n'}^{\lambda 1}.$$

Протонные амплитуды  $\psi_{j_p j_p'}^{\lambda 1}$  и  $\phi_{j_p j_p'}^{\lambda 1}$  получаются из выражения для нейтронных амплитуд /6/ заменой  $n \leftrightarrow p$ . Функции  $D_{n(p)}(\omega_i^\lambda)$  и  $\mathcal{F}_{n(p)}(\omega_i^\lambda)$  выражаются через миноры матрицы /4/:

$$D_n(\omega_i^\lambda) = -NM_{41} \quad D_p(\omega_i^\lambda) = NM_{42} \quad /7/$$

$$\mathcal{F}_n(\omega_i^\lambda) = -NM_{43} \quad \mathcal{F}_p(\omega_i^\lambda) = NM_{44}.$$

Нормировочный коэффициент  $N$  определяется из условия:

$$\sum_{jj'}^{N,P} [(\psi_{jj'}^{\lambda 1})^2 - (\phi_{jj'}^{\lambda 1})^2] = 2. \quad /8/$$

## 2. Переходные плотности однофононных ЕЛ-состояний

Переходные плотности являются важными характеристиками возбужденных состояний. По их форме можно судить о характере возбуждения, в них заключена вся информация о структуре ядерных состояний, необходимая для описания процессов неупругого рассеяния частиц на ядрах. При этом вводится зарядовая переходная плотность /ЗПП/, описывающая изменение распределения нуклонов:

$$\rho^{i \rightarrow f}(\vec{r}) = e \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_\ell^k (\Psi_f^* \Psi_i), \quad /9/$$

и токовая переходная плотность /ТПП/, которая содержит конвекционную:

$$\vec{j}^c(\vec{r}) = -i \mu_N \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_\ell^k \{ \Psi_f^* \vec{\nabla}_k \Psi_i - \Psi_i \vec{\nabla}_k \Psi_f^* \} \quad /10/$$

и магнитную

$$\vec{j}^m(\vec{r}) = \mu_N \sum_k \delta(\vec{r} - \vec{r}_k) g_s^k \vec{\nabla}_k \times \{ \Psi_f^* \vec{s}_k \Psi_i \} \quad /11/$$

компоненты, первая из которых возникает из-за движения нуклонов в ядре, а вторая обусловлена их магнитными моментами. Вообще говоря, ТПП содержит и третью компоненту, описывающую обменные эффекты. Здесь, как и в работе /4/, обменный ток мы будем учитывать эффективно путем замены свободных значений спиновых гиромагнитных факторов  $g_s^{\text{free}}$  на эффективные  $/g_s^{\text{eff}} = 0,8 g_s^{\text{free}} /$ .

Поскольку в п.1 мы ограничились однофононным приближением, волновая функция возбужденного состояния  $\Psi_f$  имеет вид /3/. Тогда переходные плотности однофононных состояний мультипольности  $\lambda$  выражаются через амплитуды  $\psi_{j_a j_b}^{\lambda i}$  и  $\phi_{j_a j_b}^{\lambda i}$  и двухквaziчастичные переходные плотности следующим образом:

$$\text{зарядовая } \rho_\lambda(r) = \sum_{a \geq b}^{N, P} \frac{u_{j_a j_b}^{(+)}}{1 + \delta_{a, b}} (\psi_{j_a j_b}^{\lambda i} + \phi_{j_a j_b}^{\lambda i}) \rho_{j_a j_b}(r), \quad /12/$$

$$\text{токовые } \rho_{\lambda L}^{c(m)}(r) = \sum_{a \geq b}^{N, P} \frac{u_{j_a j_b}^{(-)}}{1 + \delta_{a, b}} (\psi_{j_a j_b}^{\lambda i} - \phi_{j_a j_b}^{\lambda i}) \rho_{j_a j_b, \lambda L}^{c(m)}(r).$$

В формуле /12/ 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. Явный вид двухквaziчастичной зарядовой  $\rho_{j_a j_b, \lambda}(r)$  и токовых  $\rho_{j_a j_b, \lambda L}^{c(m)}(r)$  переходных плотностей приведены в работе /5/.

Имея переходные плотности состояний, мы можем получить сечение их возбуждения в реакции неупругого рассеяния электронов. Ввиду того, что эта работа преследует в первую очередь методические цели, мы будем рассчитывать сечение рассеяния в борновском приближении /8/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2Z^2 a^2}{q^4 \mu} \cdot \frac{P_f}{P_i} \{ V_L(\theta) \sum_\lambda |F_\lambda^c(q^2)|^2 + V_T(\theta) \sum_\lambda |F_\lambda^E(q^2)|^2 \}. \quad /13/$$

Из этой хорошо известной формулы мы исключили магнитный фактор, описывающий возбуждение состояний аномальной четности,

а кулоновский  $F_{\lambda}^c(q^2)$  и электрический  $F_{\lambda}^E(q^2)$  формфакторы имеют вид:

$$F_{\lambda}^c(q^2) = \frac{\sqrt{4\pi(2\lambda+1)}}{Z} \int \rho_{\lambda}(r) j_{\lambda}(qr) r^2 dr, \quad /14/$$

$$F_{\lambda}^E(q^2) = \frac{\sqrt{4\pi(2\lambda+1)}}{Z} \int \{ \sqrt{\lambda+1} \rho_{\lambda, \lambda-1}(r) j_{\lambda-1}(qr) + \sqrt{\lambda} \rho_{\lambda, \lambda+1}(r) j_{\lambda+1}(qr) \} r^2 dr. \quad /15/$$

### 3. Детали расчетов

В настоящей работе среднее поле для нейтронов и протонов описывалось потенциалом Вудса-Саксона. Параметры потенциала /а также спаривательные константы  $G_N$  и  $G_P$ / были взяты из работы /7/. Полученный одночастичный спектр включал в себя все связанные, а также квазисвязанные с относительно малой шириной уровни; континуум при этом не учитывался.

Остановимся на выборе констант остаточного взаимодействия. В расчетах с полным одночастичным базисом с остаточным взаимодействием  $(\partial U / \partial r_1)(\partial U / \partial r_2)$  использовались константы, одинаковые для всех мультипольностей, которые определялись условием самосогласования /8/. Наш принцип выбора констант был следующим. Из расчетов  $E1$ -резонанса с исключением духового состояния мы определяли отношение изовекторной и изоскалярной констант остаточного мультипольного взаимодействия  $q^{(1)} = \kappa^{(1)} / \kappa_0^{(1)}$  и фиксировали его для всех мультипольностей  $(q^{(\lambda)} = q^{(1)})$ . Вторым условием определения мультипольных констант было условие правильного описания энергий первых возбужденных состояний, взятых из работ /9/. При таком выборе мультипольные константы для разных  $\lambda$  различались в пределах 10-20%. В спин-мультипольном взаимодействии, как и в работах /7,10/, мы учитывали только изовекторную часть /т.е. полагали  $\kappa_0^{(\lambda\lambda)} = 0$ /. Значения спин-мультипольных констант мы предполагали независимыми от мультипольности и подбирали такими, чтобы правильно описывались экспериментальные данные по  $M2$ -резонансам.

В этой работе мы рассчитали  $1^-$ ,  $2^-$  и  $3^-$ -состояния в  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$  и  $^{124}\text{Te}$  и  $1^- \div 6^+$ -состояния в  $^{208}\text{Pb}$ . При обсуждении полученных результатов остановимся на наиболее характерных из них.

### III. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали наши расчеты, учет спиновых компонент остаточного взаимодействия не приводит к существенному изменению картины  $E\lambda$ -резонансов. Область концентрации силы электрических переходов сохраняется, хотя и происходит перераспределение силы

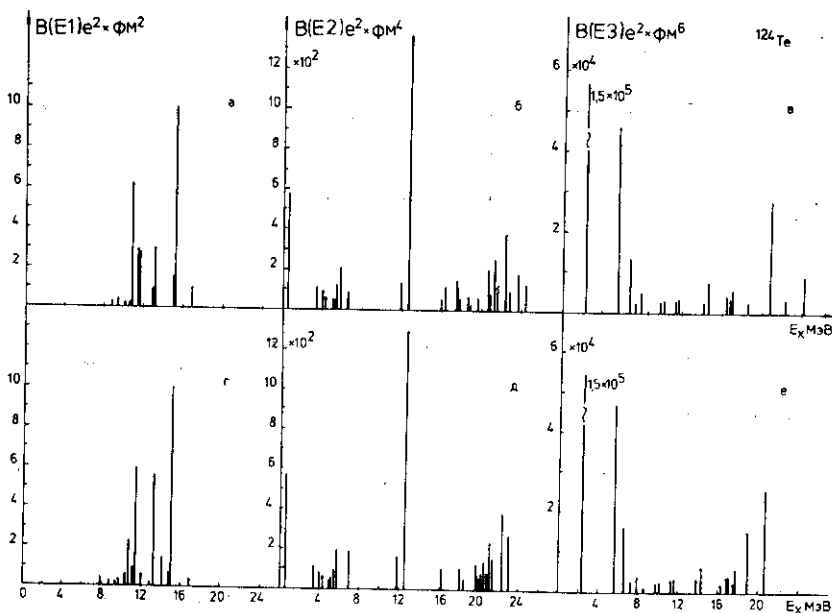


Рис. 1. Однофононные  $1^-$ ,  $2^+$  и  $3^-$  состояния в  $^{124}\text{Te}$ .

Расчеты выполнены с остаточным взаимодействием:

$$/a -v/ - V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \text{ и } /г -e/ - V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V_{\sigma\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) .$$

между отдельными однофононными состояниями. Наглядной иллюстрацией этого утверждения служит рис. 1, на котором изображены величины  $B(E1) - B(E3)$  в  $^{124}\text{Te}$  для однофононных состояний, генерируемых силами  $V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  /рис. 1а-в/ и силами  $V_{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V_{\sigma\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  /рис. 1г-е/.

Из рис. 1 также следует, что введение в гамильтониан сил  $V_{\sigma\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  не отражается на свойствах нижайших  $2^+$  и  $3^-$  возбуждений. Их энергия увеличивается на величину не более нескольких кэВ, а вклады отдельных двухквaziчастичных компонент изменяются в пределах нескольких процентов. Увеличение энергии нижайших состояний является следствием изовекторного характера новых сил. Эти результаты достаточно точно отражают общую ситуацию во всех исследованных ядрах. Напомним, что слабое влияние спин-квадрупольных компонент на неротационные  $2^+$  уровни отмечалось и в деформированных ядрах /3/.

При энергиях возбуждения  $E_x \geq 10$  МэВ влияние спиновых компонент на свойства однофононных  $E\lambda$ -состояний более существенно. В качестве примера рассмотрим изменения, происходящие с двумя  $1^-$  состояниями в  $^{208}\text{Pb}$ , которые характеризуются наиболь-

Таблица

Однофононные  $1^-$ -состояния в  $^{208}\text{Pb}$ . Расчеты с остаточным взаимодействием  $V_\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  и  $V_\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V_{\sigma\lambda}^\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$

Величины $\omega_i$ /МэВ/ и $B(E1^\dagger)/\text{Фм}^2 e^2/$				Вклад в нормировку однофононной волновой функции двухквaziчастичных компонент		
$V_\lambda$		$V_\lambda + V_{\sigma\lambda}^\lambda$		Индексы	$V_\lambda$	$V_\lambda + V_{\sigma\lambda}^\lambda$
$\omega_i$	$B(E1^\dagger)$	$\omega_i$	$B(E1^\dagger)$			
				$z 2d_{3/2} - 3p_{1/2}$	57,6%	38,4%
9,597	8,90	9,761	11,40	$z 2d_{5/2} - 3p_{3/2}$	9,1%	7,3%
				$n 2f_{7/2} - 3d_{5/2}$	5,0%	1,9%
				$n 1h_{9/2} - 2g_{7/2}$	3,4%	12,4%
				$n 1h_{9/2} - 1i_{11/2}$	3,3%	1,5%
				$z 3s_{1/2} - 3p_{1/2}$	2,7%	<1%
				$n 1i_{13/2} - 1j_{15/2}$	2,6%	6,1%
				$z 1h_{11/2} - 1i_{13/2}$	2,1%	5,0%
				$n 2f_{7/2} - 2g_{7/2}$	<1%	7,2%
				$z 2d_{5/2} - 2f_{5/2}$	<1%	3,0%
14,700	13,16	14,424	11,59	$z 1h_{11/2} - 2g_{9/2}$	31,2%	44,0%
				$z 1h_{11/2} - 1i_{11/2}$	22,6%	<1%
				$n 1i_{11/2} - 1j_{11/2}$	19,6%	25,7%
				$z 1g_{9/2} - 2f_{7/2}$	6,0%	6,2%
				$n 1h_{11/2} - 2g_{9/2}$	3,7%	4,4%
				$n 1i_{13/2} - 2h_{11/2}$	3,3%	3,9%
				$z 1g_{7/2} - 2f_{5/2}$	2,0%	2,6%
				$n 1i_{13/2} - 1j_{15/2}$	1,8%	2,5%

шими значениями величины  $B(E1)$ . Первое из них в отсутствие спиновых компонент имеет энергию 9,597 МэВ, второе - 14,700 МэВ. Оба состояния являются коллективными, основные двухквaziчастичные компоненты и их вклад в нормировку однофононной волновой



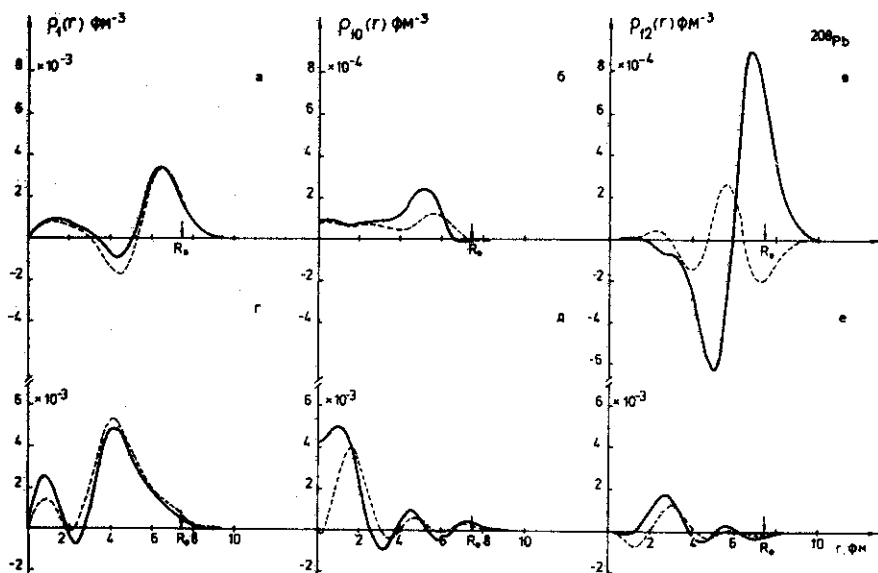


Рис. 2. Зарядовые /а,г/ и токовые /б,в,д,е/ переходные плотности  $1^-$ -состояний в  $^{208}\text{Pb}$ , генерируемых силами  $V_\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  /сплошная линия/ и  $V_\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V_{0\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  /пунктирная линия/; /г - е/ - для первого состояния из табл.; /а - в/ - для второго. Стрелка показывает значение радиуса ядра.

функции представлены в таблице. Включение спин-мультипольных сил приводит, во-первых, к изменению энергии возбуждения  $\omega_1^\lambda$  более сильному, чем для нижайших состояний, во-вторых, заметно изменяется вклад двухквaziчастичных компонент. Обратим внимание на резкое уменьшение вклада в структуру второго состояния компоненты  $(1h_{11/2} - 1i_{11/2})_Z$ , отвечающей одночастичному переходу с переворотом спина. К подобным компонентам мы еще вернемся ниже.

Отметим, что наряду с однофононными состояниями, чувствительными к спиновым компонентам остаточного взаимодействия при  $E_x \gtrsim 10$  МэВ, существуют и такие, энергия и структура возбуждения которых не изменяются. К ним относятся, в первую очередь, большая часть двухквaziчастичных, а также и некоторые коллективные состояния с большой величиной  $B(E\lambda)$ . Естественно, что у таких состояний неизменными остаются и переходные плотности и величины  $B(E\lambda)$ .

Вернемся опять к коллективным состояниям, структура которых чувствительна к включению спин-мультипольного взаимодействия.

Рассмотрим для них изменения формы переходных плотностей. На рис. 2 мы изобразили ЗПП и ТПП для  $1^-$ -состояний из таблицы. Как видно из рис. 2а и 2г, хотя форма ЗПП и изменяется слегка, но основные характерные особенности, такие, как положение максимумов и минимумов, сохраняются. Более существенные изменения происходят с ТПП. Особенно сильно отличаются  $\rho_{12}(r)$  для состояний с энергией возбуждения 14,700 и 14,424 МэВ. Анализ вклада отдельных двухквaziчастичных переходных плотностей в переходные плотности однофоновных состояний показал, что форма ЗПП определяется большим числом двухквaziчастичных компонент, чем форма ТПП. Поэтому изменение вклада основных компонент, обусловленное введением спин-мультипольного взаимодействия, влечет за собой существенные изменения ТПП. Для ЗПП происходит некоторая компенсация за счет слабых компонент: в результате этого качественно ход ЗПП сохраняется.

Как следствие изменений формы переходных плотностей коллективных состояний, изменяются величины сечений возбуждения этих состояний в различных ядерных реакциях. Процесс неупругого рассеяния электронов на ядрах является одним из наиболее простых в плане описания механизма реакции. На его примере мы и продемонстрируем изменения сечения рассеяния.

Как следует из выражения /14/, кулоновский формфактор электрон-ядерного рассеяния линейным образом зависит от ЗПП. При малых значениях переданного импульса  $q$ , когда для функции Бесселя  $j_\lambda(qr)$  справедливо длинноволновое разложение ( $qr_0 \ll 1$ ), различия в величине формфакторов будут того же порядка, что и в значениях  $V(E\lambda)$ . Это видно, например, на рис. 3а, на котором мы провели  $|F_1^c(q^2)|^2$  для первого  $1^-$ -состояния из таблицы. С ростом  $q/q \lesssim 1 \text{ фм}^{-1}$ , когда максимум функции  $j_1(qr)$  оказывается внутри ядра, даже небольшие различия в форме ЗПП состояний, генерируемых силами  $V_\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  и  $V_\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V_{\text{ол}}^\lambda(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ , существенно сказываются на поведении формфактора. Заметим, что поскольку с ростом  $\lambda$  максимум функции Бесселя смещается в область больших значений  $qr$ , изменения в ходе формфакторов  $F_\lambda^c(q^2)$ , обусловленные спиновыми компонентами, должны проявляться при еще больших значениях  $qr$ .

Рассмотрим теперь поведение электрических формфакторов, которое определяется формой ТПП /15/. На рис. 3б  $|F_1^E(q^2)|^2$  изображены для того же состояния, что и на рис. 3а. Отмеченные выше сильные изменения в ТПП, вызванные введением в гамильтониан спин-мультипольного взаимодействия, приводят к тому, что ход формфактора  $F_\lambda^E(q^2)$  изменяется уже при малых передачах.

Кулоновский и электрический формфакторы полностью определяют поведение сечения неупругого рассеяния электронов. Хорошо известно, что при углах рассеяния  $\theta < 150^\circ$  подавляющий вклад в сечение дает член, содержащий  $F_\lambda^c(q^2)$ . Поэтому различия в ве-

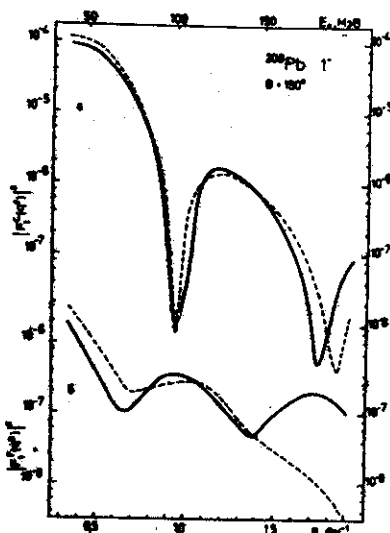


Рис. 3. Кулоновский /а/ и электрический /б/ формфакторы возбуждения  $1^-$ -состояния в  $^{208}\text{Pb}$  при рассеянии электронов на угол  $\theta = 150^\circ$ . Сплошная линия соответствует энергии  $\omega_1 = 9,597$ , пунктирная  $\omega_1 = 9,761$  МэВ.

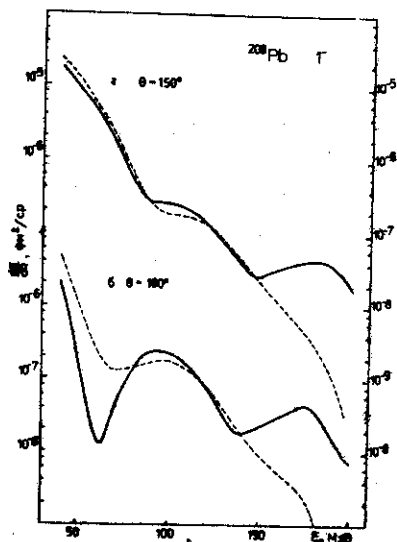


Рис. 4. Сечение возбуждения того же состояния, что и на рис. 3, при неупругом рассеянии электронов на угол  $\alpha = \theta = 150^\circ$ ,  $\beta = \theta = 180^\circ$ .

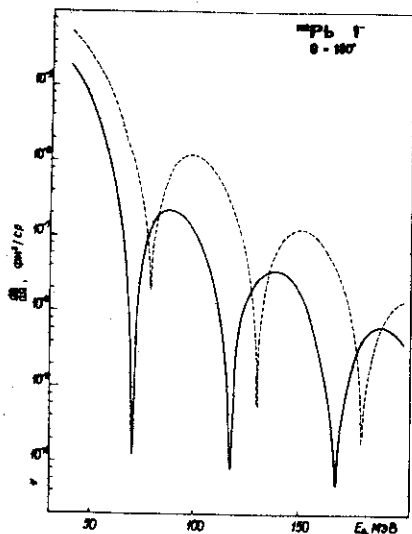


Рис. 5. Сечение возбуждения  $1^-$ -состояния с энергией  $\omega_1 = 14,700$  /сплошная кривая/ и  $\omega_1 = 14,424$  МэВ /пунктирная кривая/ в  $^{208}\text{Pb}$  при неупругом рассеянии электронов на угол  $\theta = 180^\circ$ .

личине сечения возбуждения для этих углов будут небольшими, до  $q \sim 1 \text{ фм}^{-1}$ . При  $\theta \rightarrow 180^\circ$  множитель  $V_L(\theta) \rightarrow 0$  и заметным становится вклад электрического формфактора. Рассмотрим сечение возбуждения  $1^-$ -состояния, формфакторы которого обсуждались выше. Срав-

нение рис.3 и рис.4а показывает, что определяющая роль  $F_{\lambda}^{E_0}(q^2)$  проявляется при  $q < 0,8 \text{ Фм}^{-1}$ , расхождение же кривых, описывающих сечение рассеяния, происходит для  $E_0 < 150 \text{ МэВ}$ . В случае рассеяния на угол  $\theta = 180^\circ$  заметные различия в величине сечения наблюдаются, как и следовало ожидать, уже при малых значениях  $q$  /рис.4б/. Для второго состояния из таблицы введение спиновых компонент приводит как бы к параллельному сдвигу кривой сечения рассеяния /рис.5/.

Рассмотренные примеры показывают, что существуют ядерные характеристики, которые позволяют получить экспериментальные данные о вкладе спиновых компонент остаточных сил в состоянии электрического типа.

Завершая обсуждение результатов, отметим еще одно важное следствие. Введение в гамильтониан члена  $V_{\sigma\lambda}^{\lambda}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  приводит к тому, что в районе энергии возбуждения  $E_x \sim 20 \text{ МэВ}$  во всех ядрах и для всех исследованных мультипольностей появляются коллективные состояния, построенные преимущественно из двух-квазичастичных компонент с переворотом спина. Отмеченное ранее резкое уменьшение вклада компоненты  $(1h_{11/2} - 1i_{11/2})_z$  в нормировку однофоновной волновой функции с включением спинового взаимодействия как раз связано с тем, что подобные компоненты концентрируются на одном коллективном состоянии. Эти состояния имеют, как правило, малую величину  $B(E\lambda)$ , однако, как показали наши предварительные расчеты в борновском приближении для  $J^{\pi} = 1^-$ , сечение их возбуждения в  $(e, e')$ -рассеянии назад того же порядка, что и резонансных  $E1$ -уровней. По всей видимости, эти состояния представляют собой так называемые трансверсальные  $E\lambda$ -резонансы<sup>/11/</sup>. Для изучения их свойств необходимы более подробные исследования.

#### IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение влияния спиновых компонент остаточного взаимодействия на свойства состояний электрического типа позволило нам сделать следующие выводы. Включение в гамильтониан остаточного спин-мультипольного взаимодействия не приводит к изменению интегральной картины распределения силы электрических переходов и не отражается заметным образом на свойствах нижайших коллективных возбуждений. Однако при этом изменяется структура ряда коллективных состояний с энергией возбуждения  $E_x \geq 10 \text{ МэВ}$ . Форма их ЗПП меняется незначительно, более существенны изменения в форме ТПП. Как следствие этого, происходят изменения в величине сечения возбуждения таких состояний в реакции неупругого рассеяния электронов, особенно для больших значений переданного импульса и больших углов рассеяния. При энергиях возбужде-

ния  $E_x \sim 20$  МэВ появляются новые коллективные состояния, образованные одночастичными переходами с переворачиванием спина.

Авторы выражают благодарность А.И.Вдовину за постановку проблемы и ценные консультации в процессе работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810.
2. Kisslinger L.S. Nucl.Phys., 1962, 35, p.114; Железнова К.М. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1967, 31, с.550.
3. Пятов Н.И. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1967, 31, с.1689.
4. Вдовин А.И., Пономарев В.Ю., Шилов В.М. ЯФ, 1981, 34, с.1009.
5. Lee H.C. Preprint of Chalk River Nuclear Laboratories, AECL-4839, Chalk River, Ontario, 1975.
6. De Forest T., Walecka Jr., Walecka J.D. Adv.in Phys., Phil. Mag.Supp., 1966, 15, No.57, p.1.
7. Пономарев В.Ю. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p.446.
8. Пальчик В.В. и др. ОИЯИ, Р4-80-848, Дубна, 1980; Гареев Ф.А. и др. ОИЯИ, Р4-80-695, Дубна, 1980.
9. Sasao M., Torizuka Y. Phys.Rev., 1977, C15, p.217; Morsh H.P. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.489; Sakai M., Restor A.C. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, 20, p.441.
10. Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, с.923.
11. Eramzhyan R.A. et al. Nucl.Phys., 1980, A338, p.436.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 октября 1981 года.