

**СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА**

С 217

**P4-88-146**

**Р.Р.Сафаров, В.Д.Пономарев**

**ВКЛАД КОНФИГУРАЦИЙ  
"КВАЗИЧАСТИЦА  $\otimes$  ФОНОН"  
В МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ  
НИЗКОЛЕЖАЩИХ СОСТОЯНИЙ  
НЕЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР**

**1988**

Магнитные моменты основных и возбужденных состояний нечетных ядер не совпадают с одночастичными. Это связано как с отличием оператора магнитного момента в ядре от одночастичного, так и волновой функции ядра от волновой функции модели независимых частиц. Изучению влияния различных эффектов на магнитные моменты нечетных ядер посвящено много работ (см., например, /1,2/). Недавно /3/ этот вопрос исследовался в рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМ). В этой модели /4/ учитывается перенормировка магнитных моментов низколежащих состояний нечетных ядер, возникающая за счет связи нечетной частицы с низколежащими квадрупольными и октупольными вибрациями, и поляризации остова.

В работе /3/ структура основного и слабовозбужденных состояний нечетного ядра описывалась волновой функцией вида

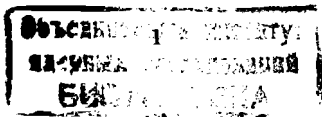
$$\Psi_{\nu}(JM) = C_{\nu}^{\nu} \left\{ \alpha_{JM}^{+} + \sum_{\substack{\lambda=1,2,3 \\ j}} D_j^{\lambda} (J\nu) \left[ \alpha_{jm}^{+} Q_{\lambda\mu}^{+} \right]_{JM} \right\} \Psi_0, \quad (1)$$

где  $\Psi_0$  (фононный вакуум) - основное состояние четно-четного остова  
 $\alpha_{jm}^{+}$ ,  $Q_{\lambda\mu}^{+}$  - операторы рождения квазичастиц и фононов, причём

$$\begin{aligned} [\alpha_{jm}^{+} Q_{\lambda\mu}^{+}]_{JM} &= \sum_{m\mu} \langle jm\lambda\mu | JM \rangle \alpha_{jm}^{+} Q_{\lambda\mu}^{+} \\ Q_{\lambda\mu}^{+} &= \frac{1}{2} \sum_{jj'} \left\{ \psi_{jj'}^{\lambda} A^{+}(jj'\lambda\mu) - (-1)^{\lambda-\mu} \varphi_{jj'}^{\lambda} A(jj'\lambda-\mu) \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $A^{+}(jj'\lambda\mu) = \sum_{m\mu'} \langle jmj'm' | \lambda\mu \rangle \alpha_{jm}^{+} \alpha_{j'm'}^{+}$ ,

а выражения для коэффициентов  $C_{\nu}^{\nu}$ ,  $D_j^{\lambda}(J\nu)$ ,  $\psi_{jj'}^{\lambda}$ ,  $\varphi_{jj'}^{\lambda}$  можно найти в /4/.



Оператор магнитного момента, выраженный через операторы  $d^+$ ,  $d$  и  $Q^+$ ,  $Q$ , имеет вид

$$M(M1) = \sqrt{\frac{4}{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{j_1 j_2} F_{j_1 j_2}^{(+)} \left\{ \psi_{j_1 j_2}^{(+)} B(j_1 j_2 1 \mu) + \right. \quad (3)$$

$$\left. + \frac{1}{2} u_{j_1 j_2}^{(-)} \sum_i (\varphi_{j_1 j_2}^{i i} - \varphi_{j_1 j_2}^{i i}) (Q_{j_1 \mu i}^+ + (-1)^{\mu} Q_{j_1 -\mu i}^-) \right\}$$

где  $F_{j_1 j_2}^{(+)} = \langle j_1 | \Gamma(M1) | j_2 \rangle$  - приведенный матричный элемент от оператора

$$\Gamma(M1) = \frac{e \hbar}{2mc} (g_s \vec{s} + g_e \vec{e}) = \mu_0 (g_s \vec{s} + g_e \vec{e}),$$

$g_s$  и  $g_e$  - спиновый и орбитальный  $g$ - факторы нуклонов

$$\psi_{j_1 j_2}^{(+)} = u_{j_1} u_{j_2} + v_{j_1} v_{j_2},$$

$$u_{j_1 j_2}^{(-)} = u_{j_1} v_{j_2} + u_{j_2} v_{j_1},$$

$u_j$  и  $v_j$  - коэффициенты преобразования Боголюбова

$$B(j_1 j_2 1 \mu) = \sum_{m_1 m_2} (-1)^{j_1 + m_2} \langle j_1 m_1 j_2 m_2 | 1 \mu \rangle d_{j_1 m_1}^+ d_{j_2 -m_2}^-$$

В работе [3] с волновой функцией (1) и оператором (3) для магнитного момента состояния  $\Psi_J(JM)$  было получено следующее выражение:

$$\mu_J = g_J J = \langle \Psi_J(J, M=J) | M(M10) | \Psi_J(J, M=J) \rangle =$$

$$= C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4}{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\langle J J 1 0 | J J \rangle}{\sqrt{2J+1}} \mu_0 \left\{ F_{J J}^{(+)} + (2J+1) \sum_{j_1 j_2}^{i_3} x \right.$$

$$\left. \times \left[ \sum_{\lambda_3=2,3} F_{j_1 j_2}^{(+)} \psi_{j_1 j_2}^{(+)} D_{j_1}^{\lambda_3 i_3}(J\nu) D_{j_2}^{\lambda_3 i_3}(J\nu) (-1)^{\lambda_3 + j_1 + J + 1} \right] \right\}$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} \lambda_3 j_1 J \\ 1 J j_2 \end{matrix} \right\} + \sqrt{\frac{(2J+1)}{3}} F_{j_1 j_2}^{(+)} u_{j_1 j_2}^{(-)} (\varphi_{j_1 j_2}^{i_3} - \varphi_{j_1 j_2}^{i_3}) \times$$

$$\times D_J^{i_3}(J\nu) \Big\} = [g_{sp} + g_2 + g_1] J, \quad (4)$$

где  $\left\{ \begin{matrix} \lambda_3 j_1 J \\ 1 J j_2 \end{matrix} \right\}$  -  $6j$  символ.

При выводе формулы (4) был сделан ряд предположений. Во-первых, предполагалось, что

$$[d_{j m}^+, Q_{j \mu i}^+] = [d_{j m}^-, Q_{j \mu i}^-] = 0.$$

Во-вторых, при вычислении вклада в  $\mu_J$  конфигураций "квазичастица  $\otimes$  фотон" (член  $g_2 \sim DD$ ) предполагалось, что коммутатор

$$[B(j_1 j_2 1 0), Q_{j \mu i}^+] = 0. \quad (5)$$

В настоящей заметке мы исследуем, насколько обосновано последнее предположение. Если матричный элемент

$$\langle [Qd] | M(M10) | [d^+ Q^+] \rangle$$

вычислить, не используя предположения (5), то в формуле (4) добавится новое слагаемое  $g_3$

$$g_3 = C_{J\nu}^2 \sqrt{\frac{4}{3}} \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\langle J J 1 0 | J J \rangle}{\sqrt{2J+1}} \mu_0 \sum_{j_1 j_2}^{i_3} \sum_{j_1' j_2'} \sqrt{(2\lambda_3+1)(2\lambda_1+1)} \times$$

$$\times [\varphi_{j_1 j_1'}^{\lambda_3 i_3} \varphi_{j_2 j_2'}^{\lambda_3 i_3} (-1)^{j_1 + j_2} + \varphi_{j_1 j_2'}^{\lambda_3 i_3} \varphi_{j_1' j_2}^{\lambda_3 i_3}] \times$$

$$x F_{j_1 j_2}^{(1)} \psi_{j_1 j_2}^{(r+)} D_{j_3}^{\lambda_1 i_1} (J \nu) D_{j_3}^{\lambda_3 i_3} (J \nu) (-1)^{j_3 + \lambda_3 + J} x$$

$$x \begin{Bmatrix} \lambda_3 & j_3 & J \\ J & 1 & \lambda_1 \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & \lambda_1 & \lambda_3 \\ J' & j_2 & j_1 \end{Bmatrix} \quad (6)$$

Сумма членов  $g_2 + g_3$  представляет собой не что иное, как суммарный вклад в магнитный момент состояния (I) компонент "квазичастица @ фонон". Таким образом, наша цель - более последовательно рассчитать этот вклад, приняв во внимание квазичастичную структуру фононов.

Мы рассчитали  $g_3$ , модифицировав программу PHOQUS<sup>15/</sup>. Так же, как и в<sup>13/</sup>, в волновую функцию (I) были включены только фононы с  $\lambda'' = 2^+, 3^-$  и  $1^+$ . Все параметры модели были взяты такими же, как в<sup>13/</sup>, причем константы сепарабельных квадрупольных, октупольных и спиновых сил были определены по экспериментальным энергиям  $2_1^+$  и  $3_1^-$  уровней и энергии MI-резонанса.

Величины  $g_{sp}, g_1, g_2$  и  $g_3$  для основных и некоторых возбужденных состояний ядер  $^{123}\text{Te}, ^{125}\text{Te}, ^{95}\text{Tc}$  и  $^{93}\text{Nb}$  приведены в таблице. Здесь же представлены значения полного  $g$ -фактора, рассчитанные как с вакуумными ( $g_T$ ), так и с эффективными ( $g_T^{эф}$ ) значениями гиромагнитных факторов нуклонов. Значения эффективных спиновых гиромагнитных факторов при этом взяты из<sup>13/</sup>:

$$g_s^{eff}(n) = 0,88 g_s^{free}(n) \quad g_s^{eff}(p) = 0,91 g_s^{free}(p).$$

В<sup>13/</sup> они были определены по экспериментальным  $\mu_J$  состояниям  $1/2_1^+$  (главной компонентой  $3S_{1/2}$ ) в  $^{197}\text{Tl}$  и  $^{119}\text{Sn}$ . Значения эффективных орбитальных гиромагнитных факторов совпадают со свободными.

В целом, как это показано уже в<sup>13/</sup>,  $g$ -факторы достаточно хорошо описываются в данной модели. Значения  $g_T^{эф}$ , как правило, ближе к  $g_{эксп}$ , чем значения  $g_T$ . Единственным исключением оказалось состояние  $3/2_1^+$  ядра  $^{123}\text{Te}$ . Расхождения между  $g_T^{эф}$  и  $g_{эксп}$  не превышают 15%.

Вклад вновь учтенного нами члена  $g_3$  в целом мал и составляет 0,1-1% от главного слагаемого  $g_{sp}$ . Член  $g_3$  по абсолютной величине также в несколько раз меньше слагаемого  $g_2$  и в большинстве случаев имеет противоположный знак.

Сумма слагаемых  $g_2 + g_3$  представляет собой вклад компонент "квазичастица @ фонон" в магнитный момент состояния (I), у которого главная компонента - одноквазичастичная. Расчеты показывают, что в изученных нами  $N$  нечетных ядрах вклад поляризации остова  $g_1$  превосходит вклад компонент "квазичастица @ фонон", а в  $Z$  нечетных ядрах  $^{93}\text{Nb}$  и  $^{95}\text{Tc}$  ситуация обратная. Неясно, однако, является ли это общим правилом для  $N$ -нечетных и  $Z$ -нечетных ядер, или связано со структурой конкретного ядра. Заметим также, что малость членов  $g_2 + g_3$  объясняется тем, что они пропорциональны  $\sim D^2$ , а в состояниях, структура которых преимущественно одноквазичастичная, амплитуды  $D_j^{i_1}$  малы.

Итак, мы показали, что приближение  $g_3 \approx 0$ , которое использовалось в расчетах работы<sup>13/</sup>, выполняется с хорошей точностью. Вычисляя  $\mu_J$  в рамках КФМ с волновой функцией (I), можно ограничиться учетом слагаемых  $g_{sp}, g_1$  и  $g_2$ , причем в большинстве случаев вклад  $g_2$  также находится за пределами точности, на которую может претендовать модель.

Таблица

Различные слагаемые  $g$  факторов основных и возбужденных состояний некоторых сферических ядер (обозначения см. в тексте)

Ядро	$J_i^{\pi}$	$g_{sp}$	$g_1$	$g_2$	$g_3$	$g_T$	$g_T^{эф}$	$g_{эксп}$
$^{123}_{52}\text{Te}$	$3/2_1^+$	0,701	-0,251	0,029	-0,007	0,471	0,414	0,48(8)
	$1/2_1^+$	-3,443	1,220	-0,107	0,039	-2,290	-2,017	-1,474
	$11/2_1^-$	-0,325	0,122	-0,016	-0,001	-0,219	-0,193	-0,182
$^{125}_{52}\text{Te}$	$3/2_1^+$	0,703	-0,257	0,028	-0,007	0,468	0,411	0,403(3)
	$1/2_1^+$	-3,458	1,247	-0,105	0,029	-2,287	-2,012	-1,777
$^{93}_{41}\text{Nb}$	$9/2_1^+$	1,321	0,045	0,151	-0,001	1,516	1,457	1,371
	$9/2_1^+$	1,176	-0,006	0,275	0,001	1,446	1,393	1,263

В заключение хотим поблагодарить А.И.Вдовина за постоянное внимание к работе и поддержку, а также С.И.Федоткина за предоставленные нам материалы.

#### Литература

1. Hуга Н., Arima A., Shimizu K. Nucl.Phys., 1980, A336, д. 363.
2. Riska D.O. Nucl.Phys., 1983, A402, p.377.
3. Левон А.И., Федоткин С.Н., Вдовин А.И. ЯФ, 1986, 43, с.1416.
4. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
5. Стоянов Ч., Чан Зуй Кхыонг. ОИЯИ Р4-81-234, Дубна, 1981.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д12-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
—	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д12-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - ES". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 февраля 1988 года.

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