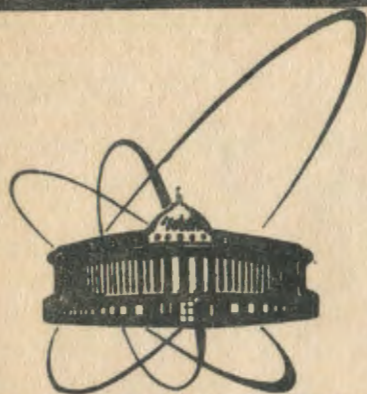


90 - 490



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-90-490

Р.Р.Сафаров*, А.И.Вдовин

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ ВИБРАЦИОННЫХ
СОСТОЯНИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

*Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

1990

Недавно в работе^{/1/} исследовалось влияние на магнитные моменты низколежащих квадрупольных состояний четно-четных изотопов Sn $\mu(2_1^+)$ взаимодействия вибрационных и неколлективных (двухквaziчастичных) степеней свободы в рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМ)^{/2-4/}. При этом учитывалась перенормировка μ за счет смешивания различных однофононных компонент в структуре соответствующего состояния, а также из-за магнитной поляризации остова, связанной с двухфононными компонентами волновых функций, в которые входят резонансные M1-фононы. Было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

В соседних четно-четных изотопах Te и Cd картина поведения $\mu(2_1^+)_{\text{эксп.}}$ отличается от изотопов Sn (см. последнюю компиляцию^{/5/}). Главной отличительной чертой является то, что величины $\mu(2_1^+)_{\text{эксп.}}$ почти постоянны вдоль цепочек изотопов, т.е. не наблюдается резких изменений величин и тем более знаков $\mu(2_1^+)_{\text{эксп.}}$ с изменением числа нейтронов, как это имеет место в изотопах Sn.

Возникает вопрос, описывает ли КФМ значения $\mu(2_1^+)$ в ядрах с сильно коллективизированными состояниями (типа Te и Cd) с той же степенью точности, что и в изотопах Sn. Изучению этой проблемы и посвящена, главным образом, настоящая работа.

Как и в^{/1/}, модельную волновую функцию четно-четного сферического ядра будем искать в виде

$$\Psi_V(JM) = \left\{ \sum_i R_i(Jv) Q_{JMi}^+ + \right. \quad (1)$$

$$\left. + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} R_{\lambda_2 i_2} \left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{JM} \right\} \Psi_0,$$

где

$$\left[Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+ \right]_{JM} =$$

$$= \sum_{\mu_1 \mu_2} \langle \lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2 | JM \rangle Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+.$$

$$Q_{\lambda\mu 1}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda 1} [a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2}^+]_{\lambda\mu} -$$

$$- (-1)^{\lambda-\mu} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda 1} [a_{j_2 m_2} a_{j_1 m_1}]_{\lambda-\mu}. \quad (2)$$

$$Q_{\lambda\mu 1} \Psi_0 = 0.$$

В (1), (2) использованы следующие обозначения: $Q_{\lambda\mu i}^+$, $Q_{\lambda\mu i}$ — операторы рождения и уничтожения фонона с моментом λ , его проекцией μ и номером i ; a_{jm}^+ , a_{jm} — операторы рождения и уничтожения квазичастицы на уровне среднего поля с квантовыми числами $j; m \equiv n l j; m$; квадратные скобки означают связь угловых моментов; Ψ_0 — волновая функция основного состояния четно-четного ядра.

Волновую функцию (1) можно использовать для описания структуры состояния, главная компонента которого — однофононная, в тех ядрах, где взаимодействие фононов не слишком сильно. Это, как правило, низколежащие (до 3-4 МэВ) состояния полумагических ядер. В соседних же ядрах такая волновая функция описывает спектр и структуру возбужденных состояний хуже, чем в полумагических (например, нельзя воспроизвести расщепление двухфононного триплета). Для более корректного описания таких эффектов нужно учитывать взаимодействие с трехфононными и более сложными компонентами. Поэтому в расчетах с волновой функцией (1) для изотопов Te и Cd мы ограничились рассмотрением только первых квадрупольных возбужденных состояний — 2_1^+ . Здесь можно надеяться, что влияние трехфононных и более сложных компонент будет не очень заметным.

Перейдем теперь к обсуждению полученных результатов, которое начнем с результатов, полученных в приближении случайной фазы (ПСФ). В этом случае выражение для магнитного момента состояния $Q_{21}^+ |0\rangle$ четно-четного сферического ядра имеет вид

$$\mu(2_1^+) = \sqrt{\frac{20\pi}{3}} \langle 2210 | 22 \rangle \sum_{j_1 j_2 j'} M_{j_1 j_2}^{(1)} v_{j_1 j_2}^{(+)} (-1)^{j_1 - j_2} \times$$

$$(3)$$

$$\times \left\{ \begin{matrix} 1 & 2 & 2 \\ j' & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} (\psi_{j_1 j'}^{21} \psi_{j' j_2}^{21} + (-1)^{j_1 + j_2} \phi_{j_1 j'}^{21} \phi_{j' j_2}^{21}),$$

где $v_{j_1 j_2}^{(+)}$ — билинейная комбинация коэффициентов преобразования Боголюбова, $M_{j_1 j_2}^{(1)}$ — приведенный одночастичный матричный элемент магнитного дипольного оператора, в который входят гиромагнитные факторы нуклонов. Значения $\mu(2_1^+)$ для изотопов Те и Сд представлены в табл.1 и 2. Видно, что уже в ПСФ экспериментальные данные описываются неплохо. Величины $\mu(2_1^+)$ имеют положительные значения и не сильно меняются при переходе от одного изотопа к другому. Причина такого поведения в следующем. Состояния 2_1^+ в изотопах Сд и Те

Таблица 1. Магнитные моменты (в ед. магн. μ_0) 2_1^+ — состояний четных изотопов Те, рассчитанные в ПСФ и с учетом взаимодействия фононов

Ядро	ПСФ		$Q^+ + Q^+ Q^+$			
	μ	$\mu/6/$	μ_1	μ_2	$\mu = \mu_1 + \mu_2$	$\mu_{\text{эксп.}}$
^{120}Te	0,68	0,82	0,64	-0,07	0,57	+0,58 (6) 81
						+0,78 (14) 85
^{122}Te	0,58	0,64	0,56	-0,09	0,47	+0,66 (4) 88
						+0,68 (4) 85
						+0,72 (4) 88
						+0,66 (4) 81
						+0,56 (11) 85
^{124}Te	0,53	0,56	0,53	-0,12	0,41	+0,52 (6) 81
						+0,56 (6) 88
						+0,66 (6) 88
						+0,62 (8) 88
^{126}Te	0,50	0,52	0,48	-0,13	0,35	+0,68 (8) 85
						+0,62 (8) 88
						+0,38 (6) 81
^{128}Te	0,51	0,52	0,45	-0,10	0,35	+0,50 (6) 88
						+0,62 (8) 81
						+0,70 (8) 85
^{130}Te	0,57	0,62	0,48	-0,13	0,35	+0,58 (10) 88
						+0,58 (12) 83
						+0,66 (16) 85

Таблица 2. Магнитные моменты (в ед. магн. μ_0) 2_1^+ -состояний четных изотопов Cd, рассчитанные в ПСФ и с учетом взаимодействия фононов

Ядро	ПСФ		$Q^+ + Q^+Q^+$			$\mu_{\text{экср.}}$	
	μ	$\mu/\theta/$	μ_1	μ_2	$\mu = \mu_1 + \mu_2$		
^{106}Cd	0,85	0,82	0,64	0,08	0,72	+0,80 (20)	80
^{108}Cd	0,97	0,88	0,71	0,06	0,77	+0,68 (18)	80
^{110}Cd	1,01	0,94	0,75	0,04	0,79	+0,57 (11)	80
						+0,62 (14)	79
						+0,56 (10)	78
^{112}Cd	1,00	0,96	0,75	0,02	0,77	+0,64 (16)	80
						+0,72 (12)	79
^{114}Cd	0,92	0,94	0,69	0,05	0,74	+0,58 (14)	80
						+0,60 (8)	79
^{116}Cd	0,84	0,90	0,65	0,03	0,68	+0,60 (14)	80

являются коллективными. Значительный вклад в структуру 2_1^+ -состояний дают как нейтронные, так и протонные двухквaziчастичные конфигурации. Рассмотрим сначала роль протонных конфигураций. Здесь главную роль играют конфигурация $(1g_{9/2} 1g_{9/2})_{\pi}$ в Cd и конфигурация $(2d_{5/2} 2d_{5/2})_{\pi}$ в Te, которые имеют большие значения амплитуд ψ и, следовательно, дают большой вклад в нормировку 2_1^+ -состояния (20 — 30%). Значения ψ меняются слабо при переходе от одного изотопа к другому в обеих цепочках изотопов. Магнитные моменты этих ведущих протонных двухквaziчастичных компонент имеют большие положительные значения:

$$\mu(1g_{9/2} 1g_{9/2})_{\pi} = +2,26 \mu_0, \quad \mu(2d_{5/2} 2d_{5/2})_{\pi} = +1,53 \mu_0.$$

Если рассматривать нейтронные подсистемы, то основной вклад в структуру 2_1^+ -состояний дают конфигурации $(1g_{7/2} 1g_{7/2})_{\nu}$.

$(1g_{7/2} 2d_{3/2})_{\nu}$, $(1h_{11/2} 1h_{11/2})_{\nu}$ для Cd и $(1h_{11/2} 1h_{11/2})_{\nu}$, $(1g_{7/2} 2d_{3/2})_{\nu}$, $(3s_{1/2} 2d_{3/2})_{\nu}$ для Te. При увеличении числа нейтронов в изотопах вклад их в структуру 2_1^+ -состояния меняется. Например, вклад конфигурации $(1g_{7/2} 1g_{7/2})_{\nu}$ меняется с 23% для ^{106}Cd до 3% для ^{116}Cd . Но из-за того, что $\mu_{\text{г.р.}}$ этих нейтронных конфигураций в несколько раз меньше, чем протонных, эти изменения не сильно отражаются на $\mu(2_1^+)_{\text{псф}}$. Поэтому те изменения ($\sim 20\%$) величин $\mu(2_1^+)$ в ПСФ, которые происходят вдоль цепочек изотопов Te и Cd, связаны в основном с колебаниями вклада в структуру 2_1^+ -состояний протонных конфигураций.

Заметим, что для изотопов Sn наблюдалась обратная картина^{1/}. Основную роль в формировании $\mu(2_1^+)_{\text{псф}}$ в этих ядрах играли нейтронные двухквазичастичные компоненты, а роль протонных была не очень значительна. Именно за счет изменения вклада различных нейтронных конфигураций в структуру 2_1^+ -состояний в изотопах Sn и происходили сильные изменения величины $\mu(2_1^+)$.

Сравнивая результаты, полученные в ПСФ для обеих цепочек изотопов, хотелось бы отметить, что $\mu(2_1^+)$ в Cd получились заметно больше (в 1,5 — 2 раза), чем в Te. Экспериментальные значения $\mu(2_1^+)$ для этих изотопов близки.

Результаты других теоретических расчетов^{1/6/} также представлены в табл.1 и 2. Хотя эти расчеты были выполнены в более схематической модели, чем наша, они также предсказывают положительные величины магнитных моментов в 2_1^+ -состояниях, при этом тенденции в поведении $\mu(2_1^+)$ как функции A совпадают с нашими результатами.

Рассмотрим теперь, как влияют на $\mu(2_1^+)$ взаимодействие фононов и поляризация ядра. Согласно нашим расчетам для изотопов олова^{1/1/}, примеси неколлективных квадрупольных фононов $Q_{2i}^+ \Psi_0$ ($i > 1$) в волновой функции нижайшего квадрупольного состояния $\Psi_1(2M)$ малы ($R_i(2i) \ll 1$ для $i > 1$). Эти примеси заметно влияют на $\mu(2_1^+)$ лишь в тех ядрах, где $\mu(2_1^+)_{\text{псф}} \leq 0,1 \mu_0$. Как видно из наших расчетов в ПСФ, в изотопах Te и Cd значения $\mu(2_1^+)_{\text{псф}}$ велики. Это позволяет нам ограничить наше фононное пространство нижайшим квадрупольным фононом $Q_{21}^+ \Psi_0$ и магнитными дипольными фононами $Q_{11}^+ \Psi_0$ с энергиями $\omega_{1i} \leq 15$ МэВ. Последнее условие гарантирует вклад в поляризационное слагаемое всех 1^+ -состояний с большими вероятностями $V(M1, O_{\text{г. в.}}^+ \rightarrow 1_1^+)$.

Выражение для магнитного момента состояния (1) было получено в работе^{1/1/}. При принятых нами ограничениях на число и типы фононов, включенных в волновую функцию возбужденного состояния, это выражение примет вид

$$\mu_J = \langle \psi_1(22) | \mathbb{M}(M10) | \psi_1(22) \rangle = \mu_1 + \mu_2, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \mu_1 = & \sqrt{\frac{20\pi}{3}} \langle 2210 | 22 \rangle \sum_{j_1 j_2 J'} R_1^2(21) M_{j_1 j_2}^{(1)} v_{j_1 j_2}^{(+)} \times \\ & \times (-1)^{j_1 - j_2} \left\{ \begin{matrix} 1 & 2 & 2 \\ J' & j_2 & j_1 \end{matrix} \right\} (\psi_{J_1 J'}^{21} \psi_{J' J_2}^{21} + (-1)^{j_1 + j_2} \phi_{j_1 J'}^{21} \phi_{J' j_2}^{21}), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \mu_2 = & \frac{4}{3} \sqrt{\pi} \langle 2210 | 22 \rangle \sum_{j_1 j_2 J'} R_1(21) P_{1j'}^{21}(21) M_{j_1 j_2}^{(1)} \times \\ & \times u_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{1j'} - \phi_{j_1 j_2}^{1j'}). \end{aligned}$$

Слагаемое μ_1 связано с перенормировкой магнитного момента $\mu(2_1^+)$, рассчитанного в ПСФ за счет взаимодействия фононов.

Член μ_2 отражает влияние на μ_J связи низколежащих возбуждений с резонансными магнитными состояниями (магнитным дипольным резонансом). Другими словами, член μ_2 ответственен за магнитную поляризацию ядра.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов, укажем, что схема и детали расчетов были такими же, как в работе ^{1/}. Константы квадруполь-квадрупольных сил определялись в каждом ядре таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальные энергии 2_1^+ -состояний с учетом взаимодействия фононов. Константа спин-изоспинового взаимодействия $\kappa_1^{(01)}$ была взята такой же, как в работе ^{1/} для изотопов олова, так как отсутствует экспериментальная информация о M1-резонансах в Те и Cd. Наши расчеты показали, что вариация константы в пределах ~50% не приводит к существенным изменениям результатов.

Входящие в $\mathbb{M}(M1\mu)$ гиромагнитные факторы нуклонов g_s и g_l являются в нашей модели параметрами. Мы полагали их совпадающими со значениями g_s и g_l свободных нуклонов.

Результаты расчетов с учетом взаимодействия фононов представлены также в табл.1 и 2. Влияние первого эффекта на значения $\mu(2_1^+)$ изотопов Те невелико. Оно заметнее для изотопов Cd, это отражает факт усиления взаимодействия фононов для этих изотопов по сравнению с изотопами Те, из-за чего $R_1^2(Cd) < R_1^2(Te)$.

Слагаемое μ_2 оказалось в целом одного порядка величины, как для изотопов Te, так и для изотопов Cd. С увеличением числа нейтронов μ_2 возрастает по модулю для изотопов Te и уменьшается для изотопов Cd. Это связано с изменением силы взаимодействия резонансных M1-состояний с низколежащими квадрупольными состояниями. Соответствующие матричные элементы возрастают по абсолютной величине в первом и уменьшаются во втором случае с увеличением числа нейтронов. Сам матричный элемент взаимодействия невелик $U_{11}^{21, (2_1^+)} \sim \pm(0,06 \div 0,05)$ МэВ для обеих цепочек изотопов и его знак отражается на знаке μ_2 . Величины $U_{11}^{21, (2_1^+)}$, связывающие наиболее коллективные резонансные M1-состояния с 2_1^+ -состояниями, имеют положительные значения для изотопов Cd и отрицательные для изотопов Te.

Хорошо известно^{17/}, что магнитные моменты коллективных состояний, согласно гидродинамической оценке, равны $\mu(J) = \frac{Z}{A} J$, и что наблюдаются сильные отклонения от этой оценки. Наиболее яркий пример — значения $\mu(2_1^+)$ в четно-четных изотопах Sn. Возникает вопрос: какова будет ситуация с другими коллективными состояниями, например, октупольными вибрациями? Экспериментальная информация о $\mu(3_1^-)$ практически отсутствует. Нам неизвестны и систематические теоретические расчеты $\mu(3_1^-)$. Единственное исключение — значение $\mu(3_1^-)$ в ^{116}Sn , рассчитанное в^{18/}. Поэтому мы рассчитали $\mu(3_1^-)$ в изотопах $^{110-122}\text{Sn}$ в рамках КФМ. Схема и детали расчетов были такими же, как в работе^{17/} для $\mu(2_1^+)$, поэтому не будем здесь на них останавливаться.

Значения $\mu(3_1^-)$, выполненные в ПСФ, а также с учетом взаимодействия фононов, представлены в табл.3. Главную роль в формировании структуры 3_1^- -состояния играют конфигурации $(2d_{5/2} 1h_{11/2})_\nu$, $(1g_{7/2} 1h_{11/2})_\nu$ и $(1g_{7/2} 1h_{11/2})_\pi$, $(2p_{1/2} 2d_{5/2})_\pi$. Несмотря на то, что протонная оболочка в изотопах Sn замкнута и энергии нижайших протонных конфигураций с $J^\pi = 3^-$ больше 6 МэВ, их вклад в нормировку однофононных волновых функций 3_1^- -состояний составляет ~20%. В структуре 3_1^- -состояний важную роль играют переходы в соседнюю оболочку, в отличие, например, от 2_1^+ -состояний, где основной вклад в структуру дают переходы внутри валентной оболочки (в частности, для изотопов Sn вклад от протонных конфигураций с $J^\pi = 2^+$ в нормировку 2_1^+ -состояний меньше 10%).

Магнитные моменты ведущих протонных частично-дырочных компонент велики:

$$\mu(1g_{9/2} 1h_{11/2})_\pi = -4,3\mu_0, \quad \mu(2p_{1/2} 2d_{5/2})_\pi = -4,5\mu_0.$$

Но из-за разницы в знаках амплитуд ψ этих компонент суммарный вклад их в $\mu(3_1^-)$ псф оказался малым.

Таблица 3. Магнитные моменты (в ед. магн. μ_0) 3_1^- -состояний четных изотопов Sn, рассчитанные в ПСФ и с учетом взаимодействий фононов

Ядро	ПСФ	$g^+ + g^+ g^+$		
	μ	μ_1	μ_2	$\mu = \mu_1 + \mu_2$
^{110}Sn	0,79	0,64	-0,41	0,23
^{112}Sn	0,73	0,60	-0,35	0,25
^{114}Sn	0,15	0,18	0,08	0,26
^{116}Sn	0,02	0,046	-0,048	-0,002
^{118}Sn	0,11	0,112	-0,117	-0,005
^{120}Sn	0,31	0,30	-0,45	-0,15
^{122}Sn	0,36	0,37	-0,45	0,08

Основной вклад в $\mu(3_1^-)_{\text{псф}}$ дают магнитные моменты двухквazi-частичных нейтронных компонент

$$\mu(2d_{5/2} 1h_{11/2})_{\nu} = +0,28 \mu_0, \quad \mu(1g_{7/2} 1h_{11/2})_{\nu} = +1,81 \mu_0.$$

С увеличением числа нейтронов вклад этих компонент в структуру 3_1^- -состояния возрастает. Именно из-за увеличения вклада компоненты $(1g_{7/2} 1h_{11/2})_{\nu}$, для которой амплитуда ψ принимает отрицательное значение, противоположное по знаку амплитуде ψ компоненты $(2d_{5/2} 1h_{11/2})_{\nu}$, и происходит уменьшение абсолютной величины $\mu(3_1^-)_{\text{псф}}$. Начиная с ^{118}Sn , вес компоненты $(1g_{7/2} 1h_{11/2})_{\nu}$ уменьшается быстрее, чем компоненты $(2d_{5/2} 1h_{11/2})_{\nu}$, что приводит к дальнейшему увеличению значения $\mu(3_1^-)_{\text{псф}}$. Значение $\mu(3_1^-) = +0,12 \mu_0$ в ^{116}Sn , полученное в v^6 , совпадает по знаку с вычисленным нами, но его абсолютная величина примерно в 6 раз больше.

Абсолютная величина поправок, связанная со смешиванием различных однофононных конфигураций, к значениям $\mu(3_1^-)_{\text{псф}}$ невелика. Однако в тех изотопах Sn, где $|\mu(3_1^-)|$ мал, относительные изменения $\mu(3_1^-)$ получаются значительными. Например, в ^{116}Sn $\mu_1(3_1^-)$ примерно в 2,5 раз больше значения $\mu(3_1^-)_{\text{псф}}$.

Заметное влияние на $\mu(3_1^-)$ оказывает спиновая поляризация остова, которая зависит от положения и структуры резонансных M1-состояний, а также от степени коллективности однофононных октупольных возбуждений. Резонансные M1-состояния сильнее других 1^+ -состояний

примешиваются к низколежащим октупольным 3_1^- -состояниям. Матричные элементы $U_{11}^{31}(3_1^-)$ оказались довольно большими ($-0,15 \div 0,25$ МэВ), и для большинства изотопов Sn они принимают отрицательные значения (исключением является ^{114}Sn , для которого $U_{11}^{31}(3_1^-) \sim +0,1$ МэВ). Значения U максимальны ($\sim -0,4$ МэВ) для легких изотопов $^{110-112}\text{Sn}$. С увеличением A U по абсолютной величине начинает уменьшаться. Начиная с $N = 66$, $|U|$ возрастает, а знак U становится отрицательным для всех учитываемых $M1$ -состояний. Их когерентный вклад в $\mu_2(3_1^-)$ и приводит к его большой отрицательной величине в $^{120,122}\text{Sn}$.

Итак, мы рассчитали в рамках КФМ значения магнитных дипольных моментов 2_1^+ -уровней в четно-четных изотопах Te, Cd и 3_1^- -уровней в четно-четных изотопах Sn. Полученные нами значения $\mu(2_1^+)$ изотопов Te лежат несколько ниже $\mu(2_1^+)_{\text{ксп}}$. Для изотопов Cd ситуация обратная, здесь $\mu(2_1^+)$ несколько выше экспериментальных и проходят по верхней границе экспериментальных погрешностей. Как показали расчеты, для этих изотопов значительна перенормировка $\mu(2_1^+)_{\text{псф}}$ за счет взаимодействия фононов. Вклад от поляризации остова оказался не столь уже существенным.

В целом полученные в КФМ результаты для $\mu(2_1^+)$ удовлетворительно согласуются с экспериментом. Конечно, в рамках МВБ-2^{'8} для этих изотопов получено лучшее описание значений $\mu(2_1^+)$. Но следует иметь в виду, что эта феноменологическая модель наряду с другими параметрами использует входящие непосредственно в оператор магнитного момента гиромагнитные факторы протонного и нейтронного d -бозонов, связь которых с гиромагнитными факторами нуклонов не ясна.

Для $\mu(3_1^-)$ в изотопах Sn наши расчеты предсказывают такое же сильное отклонение от гидродинамических оценок, какое наблюдалось и для $\mu(2_1^+)$. Вычисленные в рамках КФМ $\mu(3_1^-)$ получились небольшими, много меньше величины $\frac{3Z}{A}$, они изменяют знак при переходе от ядра к ядру. Расчеты также показали, что вклад от поляризации остова в $\mu(3_1^-)$ оказался существенным, а для более тяжелых изотопов Sn именно он определяет знак $\mu(3_1^-)$. Этот результат заметно отличается от того, что был получен для $\mu(2_1^+)$ в тех же ядрах.

Авторы выражают благодарность В.Ю.Пономареву и Е.И.Корнилову за предоставление некоторых материалов и интерес к работе.

Литература

1. Сафаров Р.Р. и др. — Изв. АН СССР, сер. физ., 1990, т.54, с.1816.
2. Соловьев В.Г. — Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.

3. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
4. Воронов В.В., Соловьев В.Г. — ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1380.
5. Raghavan P. — Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1989, v.42, p.189.
6. Lombard R.J. — Nucl. Phys. A, 1968, v.114, p.449.
7. Бор О., Моттельсон Б. — Структура атомного ядра, М.: Мир, 1977, т.2.
8. Sambarato M., Dieperiuk A.E.L. — Phys. Lett. B, 1981, v.107, p.249.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 октября 1990 года.