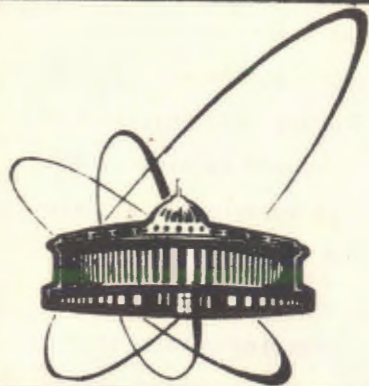


90-226



+

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

B 253

P4-90-226

А.И.Вдовин, Р.Р.Сафаров\*, В.Ю.Пономарев

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КВАДРУПОЛЬНЫХ  
СОСТОЯНИЙ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ОЛОВА

Направлено в журнал "Известия АН СССР,  
серия физическая"

\*Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

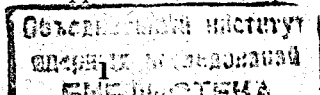
1990

Теоретическое и экспериментальное изучение статических электромагнитных моментов атомных ядер ведется на протяжении многих лет. В последние годы достигнут значительный прогресс в экспериментальной технике их измерения<sup>11</sup>, что позволило существенно расширить и область исследуемых ядер и спектр доступных изучению возбужденных состояний этих ядер. В результате объем и качество экспериментальной информации значительно возросли (см. последнюю компиляцию<sup>12</sup>). Это создает определенный стимул для более детального анализа статических ядерных моментов в рамках современных моделей ядра.

В настоящей работе рассматриваются магнитные моменты низколежащих состояний четных изотопов олова. Имеющиеся для этих ядер экспериментальные данные относятся главным образом к нижайшим квадрупольным вибрационным состояниям, а также к относительно долго живущим высокоспиновым состояниям ( $5 \leq J \leq 10$ ).

Для гиромагнитного отношения  $g(2_1^+)$  вибрационных квадрупольных состояний известна классическая феноменологическая оценка  $g \approx Z/A$ <sup>13</sup>. Известно также, что наблюдаются заметные отклонения от этой величины. В ядрах, где коллективность  $2_1^+$ -состояний ярко выражена (Ru, Pd, Te и т.д.), значения  $g(2_1^+)$  и их изменение от ядра к ядру хорошо описываются в рамках МВБ-2<sup>14</sup>. 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. А в изотопах олова, где величина  $g(J)$  не только наиболее заметным образом отклоняется от значения  $Z/A$ , но и меняет знак при изменении числа нейтронов, МВБ неприменима.

Магнитные моменты  $2_1^+$ -уровней изотопов олова исследовались на базе микроскопического подхода в приближении случайной фазы (ПСФ) в работах<sup>15,6</sup>. Но вследствие довольно схематического характера использованных моделей ряд важных эффектов в этих расчетах учтен не был.



Для описания структуры возбужденных состояний в четных изотопах олова мы используем квазичастично-фононную модель ядра (КФМ). Подробное изложение основ модели можно найти в монографии [7] и обзорах [8,9]. Исходный гамильтониан КФМ для сферических ядер, записанный в нуклонных переменных, содержит члены, ответственные за движение нейтронов и протонов в соответствующих средних полях, нейтрон-нейтронное и протон-протонное монополярное спаривательное взаимодействие в канале частица-частица и сепарабельные мультипольные и спин-мультипольные силы в канале частица-дырка. Этот гамильтониан посредством хорошо известных приемов (см., например, [10]) преобразуется в гамильтониан системы взаимодействующих фононов с различными моментами, четностями и энергиями возбуждения. В первом приближении фононы трактуются как идеальные бозоны. Их энергии и структура находятся в результате решения известных уравнений приближения случайной фазы (ПСФ) для квазичастиц с сепарабельными силами. В ПСФ гамильтониан КФМ для четно-четного ядра имеет вид гамильтониана системы не взаимодействующих фононов. Оператор взаимодействия фононов  $H_{qph}$  (его называют также оператором взаимодействия квазичастиц с фононами) смешивает состояния с разным их числом, причем в первом приближении отличен от нуля лишь матричный элемент  $H_{qph}$  между состояниями, отличающимися на один фонон.

В настоящей работе в волновой функции возбужденного состояния мы будем учитывать смешивание одно- и двухфононных компонент. Основное состояние ядра  $\Psi_0$ , как и в ПСФ, по-прежнему рассматриваем как фононный вакуум. Итак,

$$\Psi_{JM} = \left\{ \sum_i R_i(J\nu) Q_{J\nu i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 \mu_1 \\ \lambda_2 \mu_2}} D_{\lambda_2 \mu_2}^{\lambda_1 \mu_1}(J\nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2}^+]_{JM} \right\} \Psi_0, \quad (1)$$

$$Q_{\lambda \mu}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda \mu} [\alpha_{j_1 \mu_1}^+ \alpha_{j_2 \mu_2}^+]_{\lambda \mu} - (-)^{\lambda - \mu} \psi_{j_1 j_2}^{\lambda \mu} [\alpha_{j_1 \mu_1} \alpha_{j_2 \mu_2}]_{\lambda - \mu}. \quad (2)$$

В (1), (2) использованы следующие обозначения:  $Q_{\lambda \mu}^+$ ,  $Q_{\lambda \mu}$  - операторы рождения и уничтожения фонона с моментом  $\lambda$ , его проекцией  $\mu$  и номером 1 (энергией  $\omega_{\lambda 1}$ );  $\alpha_{j m}^+$ ,  $\alpha_{j m}$  - операторы рождения и уничтожения квазичастицы на уровне среднего поля с квантовыми числами  $j, m = n \pm 1/2$ ,  $m$ ; квадратные скобки означают связь угловых моментов.

Волновую функцию (1) можно использовать для описания структуры состояний, у которых главная компонента однофононная, в тех ядрах, где взаимодействие фононов не слишком сильно, т.е. в первую очередь в ядрах полумагических. Здесь можно надеяться, что влияние трехфононных и более сложных компонент будет не очень заметным. Конечно, энергии изучаемых состояний не должны превышать 3-4 МэВ. В полумагических ядрах оказываются невелики и поправки, связанные с принципом Паули, действующим между квазичастицами в двухфононных компонентах волновой функции (1) [11]. В этих же ядрах  $\omega(2_1^+) \approx \Delta$  ( $\Delta$  - энергетическая щель в подсистеме нуклонов с развитым спариванием). Поэтому при изучении свойств состояний с энергиями возбуждения  $E_x \approx 2\omega(2_1^+)$  необходимо учитывать смешивание коллективных и неколлективных ветвей возбуждений, что и достигается включением в (1) нескольких однофононных компонент с данными  $\lambda^\pi$  [12]. Заметим, что расчеты структуры и некоторых характеристик низколежащих состояний изотопов Sn и соседних с ними изотопов Cd и Te с волновой функцией (1) уже проводились [13]. Однако в [13] использовался сильно обрезанный одночастичный базис, и, кроме того, остаточное мультипольное взаимодействие не содержало изовекторной компоненты, т.е. в частично-дырочном канале pp-, pp- и np-взаимодействия совпадали. Уже в своей современной формулировке модель использовалась для описания низколежащих возбуждений в изотопах  $106-112_{Sn}$  [14] и  $142_{Nd}$  [15]. В этих работах рассматривались электрические характеристики состояний (B(E $\lambda$ )-факторы, зарядовые переходные плотности) и были получены вполне удовлетворительные результаты.

Магнитный дипольный оператор в КФМ, если его считать одночастичным оператором, выраженный через операторы квазичастиц и фононов, имеет вид

$$\mathcal{M}(M1\mu) = \frac{\sqrt{4\pi}}{3} \sum_{j_1 j_2} M_{j_1 j_2}^{(1)} (-)^{j_1 - j_2} \left\{ v_{j_1 j_2}^{(+)} [\alpha_{j_1 m_1}^+ \tilde{\alpha}_{j_2 m_2}^-]_{1\mu} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} u_{j_1 j_2}^{(-)} \sum_1 (\psi_{j_1 j_2}^{1i} - \varphi_{j_1 j_2}^{1i'}) (Q_{1\mu_1}^+ + (-)^{\mu_1} Q_{1-\mu_1}) \right\} \\ \tilde{\alpha}_{j_2 m_2}^- = (-)^{j_2 - m_2} \alpha_{j_2 - m_2}^-$$

В (3) введены следующие новые обозначения:  $u_{j_1 j_2}^{(-)}$ ,  $v_{j_1 j_2}^{(+)}$  - известные билинейные комбинации коэффициентов преобразования Боголюбова;  $M_{j_1 j_2}^{(1)}$  - приведенный одночастичный матричный элемент магнитного дипольного оператора, в который входят гиромагнитные факторы нуклонов.

Выпишем теперь выражение для магнитного момента  $\mu_J$  состояния (1)

$$\mu_J = \langle \Psi_J(JJ) | \mathcal{M}(M10) | \Psi_J(JJ) \rangle \equiv \mu_1 + \mu_2 + \mu_3,$$

где

$$\mu_1 = \frac{\sqrt{4\pi(2J+1)}}{3} \langle JJ10 | JJ \rangle \sum_{i i'} \sum_{j_1 j_2} R_i(J\nu) R_{i'}(J\nu) M_{j_1 j_2}^{(1)} v_{j_1 j_2}^{(+)} \times \\ \times (-)^{j_1 - j_2} \left\{ \begin{matrix} JJJ \\ j_1' j_2 j_1 \end{matrix} \right\} \left( \psi_{j_1 j_1'}^{Ji} \psi_{j_2 j_2'}^{Ji'} + (-)^{j_1 + j_2} \varphi_{j_1 j_1'}^{Ji} \varphi_{j_2 j_2'}^{Ji'} \right), \quad (4)$$

$$\mu_2 = \frac{4}{3} \sqrt{\pi} \langle JJ10 | JJ \rangle \sum_{i i'} \sum_{j_1 j_2} R_i(J\nu) P_{i i'}^{Ji}(J\nu) M_{j_1 j_2}^{(1)} u_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{1i'} - \varphi_{j_1 j_2}^{1i'})$$

Слагаемое  $\mu_1$  связано с вкладом однофононной части волновой функции (1) в  $\mu_J$ . В случае, если взаимодействие фононов слабое и в (1) доминирует одна однофононная компонента, значение  $\mu_1$  будет близко к тому, что получалось в ПСФ.

Член  $\mu_2$  отличен от 0 лишь в том случае, если в двухфононную часть волновой функции (1) включены фононы с  $\lambda^T = 1^+$ . Он отражает влияние на  $\mu_J$  связи низколежащих возбуждений с резонансными магнитными состояниями (магнитным дипольным резонансом), расположенными при энергиях возбуждения  $E_x \approx 7-11$  МэВ. Другими словами, член  $\mu_2$  ответствен за магнитную поляризацию ядра. По своему происхождению он аналогичен поляризационному слагаемому в выражении для  $\mu_J$  состояния нечетного ядра  $^{110}\text{I}$ . Оба поляризационных слагаемых связаны с одним и тем же членом  $N_{q\rho h}$  в гамильтониане КФМ и одним и тем же членом в операторе  $\mathcal{M}(M1\mu) \sim v_{j_1 j_2}^{(-)}$ .

Мы не включили в (4) выражение для  $\mu_3$ . Этот член связан с вкладом в  $\mu_J$  двухфононных компонент волновой функции (1). Слагаемое  $\mu_3 \approx P \cdot P'$  и в настоящих расчетах не учитывается вследствие малости.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов расчетов, остановимся на параметризации модельного гамильтониана и других технических деталях. Общие принципы выбора параметров КФМ описаны в<sup>18</sup>. Потенциалы среднего поля для протонов и нейтронов взяты в форме Вудса-Саксона (параметры см. в<sup>17</sup>) для  $A=115, 121$ . Радиольный формфактор частично-дирочных сил одинаков для всех мультиполей и имеет форму производной по радиусу от центральной части потенциала Вудса-Саксона. Отношение изовекторной и изоскалярной констант мультипольных сил  $\alpha_1^{(\lambda)}/\alpha_0^{(\lambda)} = -1,5$  получено на основе экспериментальных данных о положении  $E1$ -резонанса в изотопах Sn и предполагается не зависящим от  $\lambda$ . Значения  $\alpha_0^{(\lambda)}$  и  $\alpha_1^{(\lambda)}$  определялись в каждом ядре таким образом, чтобы воспроизвести с точностью  $\approx 100-200$  кэВ эксперимен-

тальные энергии нижайших состояний с данными  $J^\pi$  с учетом взаимодействия фононов. При этом оказалось, что полученные значения  $\alpha_{0,1}^{(\lambda)}$  слабо зависят от  $\lambda$  и не сильно изменяются от ядра к ядру.

При определении константы изовекторного спин-спинового взаимодействия  $\alpha_1^{(01)}$  мы ориентировались на экспериментальные данные работ [18] о M1-резонансе в  $^{120}\text{Sn}$ . Для изоскалярной константы  $\alpha_0^{(01)}$  было выбрано значение  $\alpha_0^{(01)} = 0,1 \alpha_1^{(01)}$ . Такое значение основано на результатах анализа в рамках КФМ данных об изоскалярных  $1^+$ -уровнях в  $^{206,208}\text{Pb}$  [19].

В волновую функцию (1) были включены фононы электрического типа с  $2 \leq \lambda \leq 6$  и магнитного типа с  $\lambda^\pi = 1^+$ . В однофононную часть (1) входили пять нижайших  $2^+$ -состояний, в двухфононную - все двухфононные состояния с  $\omega_{\lambda_1 \nu_1} + \omega_{\lambda_2 \nu_2} \leq 6$  МэВ ( $\vec{\lambda}_1 + \vec{\lambda}_2 = \vec{2}$ ), а двухфононные состояния, содержащие  $1^+$ -фононы, с энергиями до 15 МэВ. Последнее условие гарантировало вклад в  $\mu_2$  всех резонансных  $1^+$ -состояний.

Входящие в  $\mathcal{M}(M1\mu)$  гиромагнитные факторы нуклонов  $g_s$  и  $g_1$  являются в нашей модели параметрами. Все расчеты в настоящей работе выполнены со значениями  $g_s$  и  $g_1$  свободных нуклонов. Влияние перенормировки  $g_s$  и  $g_1$  на значения  $\mu_J$  будет обсуждаться при изложении результатов.

Обсуждение результатов начнем с расчетов в рамках ПСФ (табл.1), которые составляют отправную точку для последующего анализа. Выражение для  $\mu(2_1^+)$  в ПСФ получается из выражений (4), если положить в них  $\mu_2=0$  и  $R_1 \cdot R_1 = \delta_{11}$ . Как видно из табл.1, качественная тенденция изменения  $\mu(2_1^+)$  от изотопа к изотопу воспроизводится уже в ПСФ. Выпадает из этой картины значение  $\mu(2_1^+)$  в  $^{116}\text{Sn}$ , где  $\mu_{\text{теор}}$  и

$\mu_{\text{эксп}}$  имеют разные знаки \*). Уменьшение абсолютной величины  $\mu(2_1^+)$  при увеличении числа нейтронов в изотопе от 62 до 68 связано с возрастанием вклада в структуру  $2_1^+$ -состояния нейтронных конфигураций  $(1h_{11/2} 1h_{11/2})_\nu$  и  $(3s_{1/2} 2d_{3/2})_\nu$ , имеющих значения  $\mu_{\text{др}} < 0$ . Эти конфигурации начинают доминировать в структуре  $2_1^+$ -уровня в  $^{120}\text{Sn}$  и более тяжелых изотопах, что и приводит к изменению знака  $\mu(2_1^+)$ . В легких изотопах доминируют конфигурации  $(1g_{7/2} 1g_{7/2})_\nu$  и  $(1g_{7/2} 2d_{3/2})_\nu$  с положительными значениями  $\mu_{\text{др}}$ . Этот факт отмечался и в работе [20].

Другие теоретические расчеты [5,6], результаты которых мы также привели в табл.1, тоже предсказывают смену знака  $\mu(2_1^+)$  в цепочке изотопов Sn, хотя и при другом значении A, нежели впоследствии показал эксперимент [20]. Различия в количественных результатах нашей работы и работ [5,6] связаны, помимо естественной разницы в структуре одночастичного спектра, с не вполне адекватным учетом вклада протонных конфигураций в структуру  $2_1^+$ -состояний в работах [5,6]. Так же как и мы, авторы [5,6] использовали сепарабельное квадрупольное взаимодействие в канале частица-дырка, которое, однако, содержало только изоскалярную компоненту. Помимо этого, одночастичный базис в [5] был ограничен уровнями незаполненной нейтронной оболочки, т.е вклад протонов в структуру  $2_1^+$ -состояния не учитывался совсем. В [6] одночастичный базис был расширен до 2-3 главных оболочек,

\*) Необходимо сделать замечание относительно экспериментальных данных о  $\mu(2_1^+)$  в изотопах Sn. Все эти данные были получены в работе [20], откуда и были взяты (с соответствующей ссылкой) в компиляции [2,21]. Но в [21] значения  $\mu(2_1^+)$  в изотопах  $^{116,122,124}\text{Sn}$  приведены со знаками, противоположными оригинальной работе [20].

расчеты были проведены не в ПСФ, а в приближении Тамма-Данкова.

Между тем, как показывают наши расчеты, вклад протонных конфигураций весьма ощутимо влияет на  $\mu(2_1^+)$ . Несмотря на то, что протонные оболочки в Sn замкнуты и энергия нижайших протонных конфигураций с  $J^\pi = 2^+$  больше 5 МэВ, их вклад в нормировку однофононной волновой функции  $2_1^+$ -состояния составляет 10-15%. Наибольший вклад, приблизительно одинаковый во всех изотопах, дает конфигурация  $(1g_{9/2}^{-1} 2d_{5/2})_{\pi}$ , имеющая большую величину  $\mu_{qp} \approx 2,2 \mu_0 > 0$ . Именно ее вклад, на наш взгляд, в большой степени объясняет разницу результатов работ [5] и [6]. Дополнительное возрастание  $\mu(2_1^+)$  в [6] связано с отбрасыванием вклада обратных амплитуд  $\Psi$ , которые в Sn составляют 20-30% от соответствующих амплитуд  $\Psi$  (для наиболее важных конфигураций).

На вклад протонных компонент в структуру  $2_1^+$ -уровней в изотопах Sn большое влияние оказывает изовекторная компонента остаточных сил в канале частица-дырка. В Sn она увеличивает вклад протонных компонент, что приводит к значительному увеличению теоретических значений  $B(E2, 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$  [8]. Такой же эффект имеет место и для  $\mu(2_1^+)$ . Так, при  $x_1^{(2)} = 0$  значение  $\mu(2_1^+)$  в  $^{116}\text{Sn}$  получается почти в два раза меньше, чем указано в табл. 1, а в  $^{120}\text{Sn}$  - по абсолютной величине в два раза больше. Это явно связано с уменьшением вклада конфигурации  $(1g_{9/2}^{-1} 2d_{5/2})_{\pi}$ .

В ПСФ структура  $2_2^+$ -состояний получается неколлективной, в ней доминируют 1-2 нейтронные двухквазичастичные компоненты. В отличие от  $2_1^+$ -состояний, у которых в изотопах Sn знаки амплитуд  $\Psi$  и  $\Phi$  для ведущих двухквазичастичных компонент совпадают, у состояний  $2_2^+$  знаки разных амплитуд различаются, что ведет к сильным колебаниям в значениях  $\mu(2_2^+)$  и довольно нерегулярной перемене его знака от изотопа к изотопу. Изовекторная составляющая сепарабельных квадрупольных сил практически не влияет на  $\mu(2_2^+)$ .

Результаты расчетов с учетом взаимодействия фононов представлены в табл.2. Оно двояким образом сказывается на значениях  $\mu(2_{1,2}^+)$ . Во-первых, в структуре  $2_1^+$ -состояний возникает смешивание разных однофононных компонент. Этот эффект можно рассматривать как перенормировку вклада различных двухквазичастичных компонент в структуру соответствующего состояния. Во-вторых, за счет включения в двухфононную часть волновой функции (1) фононов с  $\lambda^\pi = 1^+$  появляется вклад поляризации остово (член  $\mu_2$  в (4)).

Обсудим роль указанных эффектов детальнее. В структуре  $2_1^+$ -состояний не появляется заметных примесей квадрупольных фононов более высоких энергий, поэтому абсолютная величина поправок к значениям  $\mu(2_1^+)$ , рассчитанным в ПСФ, невелика ( $\leq 0, 1 \mu_0$ ). Однако в тех изотопах Sn, где  $|\mu(2_1^+)|$  мал, относительные изменения  $\mu(2_1^+)$  получаются значительными. Например, в  $^{118}\text{Sn}$  значение  $\mu_1(2_1^+)$  оказывается по абсолютной величине в 3 раза меньше значения  $\mu(2_1^+)$ , рассчитанного в ПСФ (ср. табл.2 и табл.1).

Противоположная ситуация имеет место для магнитных моментов состояний  $2_2^+$ . В изотопах Sn среднее расстояние между нейтронными двухквазичастичными состояниями, построенными на уровнях незаполненной оболочки, меньше 100 кэВ. В то же время максимальные матричные элементы взаимодействия  $H_{qph}$  типа  $U_{212}^{21}(21) = \langle Q_{21} || H_{qph} || [Q_{211}^+ Q_{212}^+]_2 \rangle$  имеют величину порядка 500 кэВ. Поэтому различные однофононные компоненты в волновых функциях  $2_2^+$ -состояний с  $\nu > 1$  смешиваются очень сильно. Другими словами, двухквазичастичная структура состояний  $2_2^+$  с  $\nu = 2, 3, \dots$  сильно отличается от структуры соответствующих однофононных состояний  $Q_{21}^+ \Psi_0 (1=2, 3, \dots)$ . Отражением этих изменений и являются значительные отличия  $\mu_1(2_2^+)$  (табл.2) и  $\mu(2_2^+)$  (табл.1).

Заметное влияние на  $\mu(2_2^+)$  оказывает и спиновая поляризация

Таблица 1

Магнитные моменты (в яд. магн.  $\mu_0$ )  $2_{1,2}^+$ -состояний четных изотопов Sn, рассчитанные в ПСФ<sup>\*)</sup>

Ядро	$^{112}\text{Sn}$	$^{114}\text{Sn}$	$^{116}\text{Sn}$	$^{118}\text{Sn}$	$^{120}\text{Sn}$	$^{122}\text{Sn}$	$^{124}\text{Sn}$
$\mu(2_1^+)$ <sub>теор</sub>	0,49	0,38	0,29	0,02	-0,06	-0,12	-0,10
$\mu(2_1^+)$ <sub>теор</sub> <sup> 5 </sup>	0,02	-0,04	-0,18	-0,28	-0,30	-0,28	-0,20
$\mu(2_1^+)$ <sub>теор</sub> <sup> 6 </sup>	0,32	0,22	0,15	0,12	0,03	-0,07	-0,15
$\mu(2_1^+)$ <sub>эксп</sub> <sup> 2 </sup>	0,74	0	-0,32	0,04	-0,28	-0,14	-0,30
$\mu(2_2^+)$ <sub>теор</sub>	0,60	0,67	-0,70	-0,62	0,17	1,25	1,24

<sup>\*)</sup> Значения гиромагнитных факторов взяты как у свободных нуклонов остова. В изотопах Sn с  $A \leq 116$  поляризация остова гораздо заметнее влияет на  $\mu(2_1^+)$ , чем на  $\mu(2_2^+)$ , а начиная со  $^{118}\text{Sn}$ ,  $\mu_2(2_1^+)$  и  $\mu_2(2_2^+)$  становятся одного порядка, но малыми по абсолютной величине.

Трудно проследить, как конкретно игра тех или иных структурных факторов сказывается на величине  $\mu_2$ , но влияние двух из них представляется несомненным: 1) положение и структура резонансных M1-состояний; 2) степень коллективности однофононных квадрупольных возбуждений.

Главную роль в формировании однофононных резонансных M1-состояний в изотопах олова играют конфигурации  $(1g_{9/2}^{-1} 1g_{7/2})_{\pi}$ ,  $(1g_{9/2} 1g_{7/2})_{\nu}$  и  $(1h_{11/2} 1h_{9/2})_{\nu}$ . Относительное расположение соответствующих двухквaziчастичных состояний и характер их смешивания спин-спиновым взаимодействием определяют распределение вероятности  $B(M1)$  по спектру возбуждений ядра, а это, в свою очередь, влияет на величину  $\mu_2$ . Положение протонного частично-дырочного состояния  $(1g_{9/2}^{-1} 1g_{7/2})_{\pi}$  в цепочке изотопов Sn

Таблица 2

Вклад различных составляющих (см. ф-лу(4)) в магнитные моменты  $2_{1,2}^+$ -состояний изотопов Sn<sup>\*)</sup>

Ядро	$J_i^{\pi}$	$\mu_1$	$\mu_2$	$\mu_J$	$\mu_J^{\text{эфф}}$	$\mu(2_{1,2}^+)$ <sub>эксп</sub> <sup> 2,20 </sup>
$^{112}\text{Sn}$	$2_1^+$	0,39	0,17	0,56	0,54	$+0,74 \pm 0,26$
	$2_2^+$	0,41	-0,003	0,41	0,36	
$^{114}\text{Sn}$	$2_1^+$	0,31	0,12	0,43	0,41	$> 0$
	$2_2^+$	0,35	-0,01	0,33	0,29	
$^{116}\text{Sn}$	$2_1^+$	0,20	0,12	0,33	0,32	$-0,32 \pm 0,2$
	$2_2^+$	-0,16	0,003	-0,15	-0,13	
$^{118}\text{Sn}$	$2_1^+$	0,006	0,04	0,04	0,06	$+0,04 \pm 0,2$
	$2_2^+$	-0,39	-0,01	-0,40	-0,35	
$^{120}\text{Sn}$	$2_1^+$	-0,03	-0,06	-0,09	-0,06	$-0,28 \pm 0,14$
	$2_2^+$	-0,47	-0,08	-0,55	-0,48	
$^{122}\text{Sn}$	$2_1^+$	-0,08	-0,08	-0,16	-0,12	$-0,14 \pm 0,22$
	$2_2^+$	-0,06	-0,12	-0,18	-0,16	
$^{124}\text{Sn}$	$2_1^+$	-0,04	-0,01	-0,05	-0,02	$-0,3 \pm 0,2$
	$2_2^+$	-0,11	-0,06	-0,17	-0,15	

<sup>\*)</sup> Значения  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  и  $\mu_J$  рассчитаны с гиромагнитными факторами свободных нуклонов. Значения  $\mu_J^{\text{эфф}}$  рассчитаны с перенормированными  $g_s$  и  $g_l$  (см. [16] и текст настоящей статьи).

практически стабильно. Систематическим образом меняются энергии нейтронных двухквaziчастичных конфигураций  $(1g_{9/2} 1g_{7/2})\nu$  и  $(1h_{11/2} 1h_{9/2})\nu$ . С ростом  $A$  энергия первой из них растет, а ее вклад в  $B(M1)$  падает из-за уменьшения сверхтекучего коэффициента  $U_{j_1 j_2}^{(-)}$ ; со второй конфигурацией ситуация обратная. В легких изотопах конфигурации  $(1g_{9/2} 1g_{7/2})\pi$  и  $(1g_{9/2} 1g_{7/2})\nu$  сильно смешиваются, в результате этого основная сила  $M1$ -переходов ( $\sim 15 \mu_0^2$ ) концентрируется на одном однофоновом состоянии с энергией  $\omega_{1+} \sim 8$  МэВ. В тяжелых изотопах Sn смешивание вышеперечисленных конфигураций слабое и большие значения  $B(M1)\uparrow$  ( $\sim 8-10 \mu_0^2$ ) имеют два состояния с энергиями  $\omega_x \sim 7,5$  МэВ и  $9,5$  МэВ. В целом центроид распределения  $M1$ -силы слегка растет с ростом  $A$ .

Конечно, конкретные число зависят и от величины изовекторной константы спин-спинового взаимодействия. Как отмечалось,  $\mathcal{A}_1^{(01)}$  была выбрана по положению центра тяжести  $M1$ -резонанса в  $^{120}\text{Sn}$  и имеющиеся данные о распределении  $M1$ -силы в этом ядре<sup>[18]</sup> не противоречат нашим расчетам. От ядра к ядру величина  $\mathcal{A}_1^{(01)}$  не изменялась.

Качественно близкие картины распределения силы резонансных  $M1$ -переходов получались и у других авторов<sup>[22]</sup>, только энергии соответствующих  $1^+$ -уровней в<sup>[22]</sup> выше, чем у нас, на величину  $\leq 1$  МэВ.

Резонансные  $M1$ -состояния сильнее других  $1^+$ -состояний примешиваются к низколежащим квадрупольным состояниям. Сам матричный элемент взаимодействия невелик  $U_{11}^{21}(2_1^+) \leq 0,05 \pm 0,1$  МэВ. Значения  $U$  максимумы ( $\sim 0,1$  МэВ) для состояний  $2_1^+$ . В легких изотопах Sn они несколько больше, чем в тяжелых, и, что даже более важно, имеют одинаковый знак для всех учитывавшихся нами  $M1$ -состояний ( $U > 0$ ). Последнее обстоятельство обусловило, по-видимому, их когерентный вклад в  $\mu_2$  и его относительно большую величину в  $^{112-116}\text{Sn}$ . В более тяжелых изотопах эта когерентность исчезает, знаки матричных элементов  $U$ , отвечающих разным  $1_1^+$ -состояниям, оказываются разными, в результате чего  $\mu_2$  уменьшается.

Матричные элементы  $U_{11}^{22}(2_2^+)$ , определяющие величину поляризационных примесей в структуре  $2_2^+$ -состояний, в среднем на порядок меньше  $U_{11}^{21}(2_1^+)$ . Но в тяжелых ядрах, где в структуре  $\Psi_2(2^+)$  велико смешивание однофоновых компонент  $Q_{22}^+ \Psi_0$  и  $Q_{23}^+ \Psi_0$ , поляризационные эффекты для состояния  $2_2^+$  определяются также и связью компоненты  $Q_{23}^+ \Psi_0$  с компонентами  $[Q_{23}^+ Q_{11}^+]_{2+} \Psi_0$ , что приводит к сложной интерференции разных слагаемых в  $\mu_2$  и довольно высокой чувствительности  $\mu_2(2_2^+)$  к параметрам гамильтониана.

Открытым остается вопрос о влиянии на  $\mu(2_1^+)$  принципа Паули, действующего между квазичастицами, входящими в фононы. В работе<sup>[11]</sup> показано, что значения  $U_{21}^{21}(2_1^+)$  в Sn изменяются под действием принципа Паули незначительно. Что касается члена  $\mu_2(2_1^+)$ , то его изменения также, скорее всего, будут невелики. Косвенным свидетельством в пользу такого предложения можно считать результат работы<sup>[23]</sup>, где исследовалось влияние принципа Паули на магнитные моменты состояний нечетных изотопов олова. Согласно результатам<sup>[23]</sup> изменения  $\mu_2$  не превышали 10%, причем абсолютная величина  $\mu_2$  возрастала.

Несколько слов о перенормировке нуклонных гиромангнитных факторов. Степень согласия теоретических и экспериментальных значений  $\mu(2_1^+)$  (табл.2) не позволяет сделать никаких определенных выводов относительно возможных значений  $g_s^{3ff}$  и  $g_1^{3ff}$ . Мы рассчитали  $\mu_J^{3ff}(2_1^+)$  с перенормированными значениями  $g_s(n)$  и  $g_s(p)$ , которые были определены в рамках расчетной схемы КФМ в работе<sup>[16]</sup> по магнитным моментам состояний  $s_{1/2}$  нечетных ядер Sn и Tl ( $g_s^{3ff}(n) = 0,88 g_s^{free}(n)$ ;  $g_s^{3ff}(p) = 0,91 g_s^{free}(p)$ ). Результаты расчета приведены в табл.2 (6-я колонка). Изменения  $\mu(2_1^+)$  незначительны и не влияют заметным образом на степень согласия теории и эксперимента.

Итак, мы рассчитали в рамках КФМ значения магнитных дипольных моментов  $2_1^+$ - и  $2_2^+$ -уровней в четно-четных изотопах  $^{112-124}\text{Sn}$ . Заметное влияние на значение  $\mu(2_1^+)$  оказывает спиновая поляризация остова. Ее



влияние на  $\mu(2_2^+)$  не так важно. Для этих состояний более важным оказывается смешивание разных однофононных компонент. В целом  $\mu(2_2^+)$  оказываются чувствительными к тонким деталям смешивания конфигураций. Теоретические значения  $\mu(2_1^+)$  качественно согласуются с экспериментом, хотя количественное согласие оставляет желать лучшего. Экспериментальные значения  $\mu(2_1^+)$  довольно резко меняются от изотопа к изотопу и, строго говоря, дважды меняют знак по мере роста  $A$ . Изменения теоретических значений  $\mu(2_1^+)$  более плавны, а изменение знака происходит только один раз. Эти черты характерны и для результатов других авторов<sup>15,61</sup>. Поэтому весьма желательным представляется и уточнение экспериментальных значений  $\mu(2_1^+)$ .

#### Литература

1. Левон А.И., Немец О.Ф.—Электромагнитные моменты возбужденных и радиоактивных ядер, Киев: Наукова думка, 1989.
2. Raghavan P.—At. Data and Nucl. Data Tables, 1989, V.42, P.189.
3. Бор О., Моттельсон Б.—Структура атомного ядра. Т.2, М.: Мир, 1977.
4. Sambataro M., Dieperink A.E.L.—Phys.Lett.B, 1981, V.107, P.249.
5. Kisslinger L.S., Sorensen R.A.—Rev.Mod.Phys., 1963, V.35, P.853.
6. Lombard R.J.—Nucl.Phys.A, 1968, V.114, P.449.
7. Соловьев В.Г.—Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
8. Вдовин А.И., Соловьев В.Г.—ЭЧАЯ, 1983, Т.14, С.237.
9. Воронов В.В., Соловьев В.Г.—ЭЧАЯ, 1983, Т.14, С.1380.
10. Соловьев В.Г.—Теория сложных ядер. М., Наука, 1971.
11. Соловьев В.Г. и др.—Изв. АН СССР (сер.физ.), 1983, Т.47, С.2082.
12. Вдовин А.И., Стоянов Ч.—Изв. АН СССР (сер.физ.), 1973, Т.37, С.1750.  
Митрошин В.Е.—Изв. АН СССР (сер.физ.), 1974, Т.38, С.811.
13. Вдовин А.И., Стоянов Ч.—Изв. АН СССР (сер.физ.), 1974, Т.38, С.2604.
14. Andrejtscheff W. et al.—Nucl.Phys.A, 1989, V.505, P.397.
15. Sandor R.K.J. et al.—Phys.Lett.B, 1989, V.233, P.54.

16. Левон А.И. и др.—ЯФ, 1986, Т.43, С.1416.
17. Ponomarev V.Yu. et al.—Nucl.Phys.A, 1979, V.323, P.446.
18. Djalali C. et al.—Nucl.Phys.A, 1982, V.388, P.1.  
Alarcon R. et al.—Phys.Rev.C, 1989, V.40, P.R1097.
19. Dao Tien Khoa et al.—JINR, E4-86-198, Dubna, 1986.  
Ponomarev V.Yu. et al.—J.Phys.G:Nucl.Phys., 1987, V.13, P.1523.
20. Hass M. et al.—Phys.Rev.C, 1980, V.22, P.97.
21. Rico F.J., Rossi-Alvarez C.—Preprint Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova, INFN/BE-87/3, 1 Ottobre, 1987.
22. Ćwiok S., Wygonowska M.—Acta Phys. Pol.B, 1973, V.44, P.477.  
Борзов И.Н. и др.—ЯФ, 1976, Т.24, С.715.
23. Сафаров Р.Р. и др.—Изв. АН СССР (сер.физ.), 1988, Т.52, С.2146.

Рукопись поступила в издательский отдел  
30 марта 1990 года.