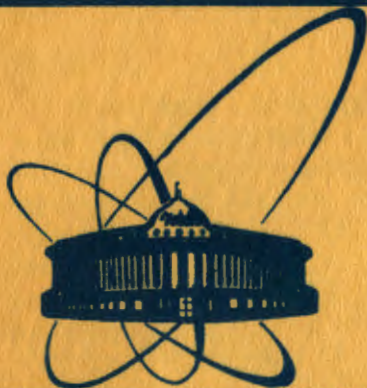


12/ХИ-83



сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна

6483/83

P4-83-654

А.И.Вдовин, В.Андрейчев\*, Ч.Стойанов\*

М2-ПЕРЕХОДЫ В НЕЧЕТНЫХ ИЗОТОПАХ ОЛОВА

---

\* Институт ядерных исследований  
и ядерной энергетики БАН, София, НРБ

1983

В настоящей работе исследуется поведение вероятностей M2-переходов между возбужденными состояниями  $II/2_1^-$  и  $7/2_1^+$  в нечетных изотопах олова. Вероятности магнитных квадрупольных переходов измерены сейчас во многих нечетных ядрах, причем в трех десятках ядер известны вероятности перехода  $II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$ . Характерное значение  $B(M2)_{\text{эксп.}}$  составляет  $0,2+0,1$  W.u., что в  $10+20$  раз меньше значения, получающегося в простой оболочечной модели. Изотопы олова выделяются тем, что, во-первых, образуют самую длинную цепочку изотопов ( $^{109}\text{Sn}$ ,  $^{121}\text{Sn}$ ,  $^{121}\text{Sn}$ ), в которых измерена величина  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ ; и, во-вторых,  $B(M2)_{\text{эксп.}}$  любопытным образом меняется с изменением числа нейтронов: она плавно убывает от  $^{109}\text{Sn}$  до  $^{115}\text{Sn}$ , затем начинает возрастать и в  $^{121}\text{Sn}$  достигает примерно такой же величины, как в  $^{109}\text{Sn}$  (рис. I).

Мы рассчитали  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  в  $^{109}\text{Sn}$  в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) ядра<sup>/3/</sup>, используя программу PHOGUS<sup>/4/</sup>. Для волновой функции состояния нечетного сферического ядра использовалось выражение

$$\Psi_{JM}^+ = \left[ \sum_{j\nu} \left\{ \alpha_{JM}^+ + \sum_{\lambda i j} D_j^{\lambda i}(j\nu) [\alpha_{jm}^+ a_{\lambda\mu i}^+] \right\} \Psi_0 \right], \quad (1)$$

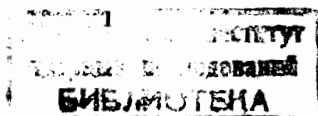
где  $\alpha_{jm}^+$ ,  $a_{\lambda\mu i}^+$  - операторы рождения квазичастицы с квантовыми числами  $j, m$  и фона с моментом  $\lambda$ , проекцией  $\mu$  и номером  $i$ ;  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния соседнего четно-четного ядра.

Магнитный мультипольный оператор следующим образом записывается через операторы рождения и уничтожения квазичастиц и фононов:

$$M(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{j_1 j_2} m_{j_1 j_2}^{(\lambda)} \sigma_{j_1 j_2}^{(+)} B(j_1 j_2 \lambda \mu) + \frac{1}{2\sqrt{2\lambda+1}} \sum_{j_1 j_2} m_{j_1 j_2}^{(\lambda)} u_{j_1 j_2}^{(+)} (\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} - \psi_{j_2 j_1}^{\lambda i}) (a_{\lambda\mu i}^+ + (-)^{\lambda-\mu} a_{\lambda-\mu i}^+), \quad (2)$$

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

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



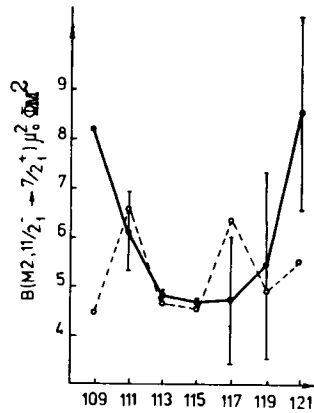


Рис.1. Экспериментальные ( $\square$ ) и теоретические ( $\circ$ ) значения приведенных вероятностей M2-переходов  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  в  $^{109-121}\text{Sn}$ .

Теоретические значения рассчитаны с учетом поляризации остова,  $g_s^{\text{eff}} = 0,4 g_s^{\text{free}}$ .

В формуле (2)  $m_{j_1 j_2}^{(\lambda)}$  — приведенный одночастичный матричный элемент магнитного мультипольного оператора  $\mathcal{M}(M\lambda)$ , в который входят эффективные гиромагнитные факторы нейтрона и протона — спинные  $g_s^n$ ,  $g_s^p$  и орбитальные  $g_l^n$ ,  $g_l^p$ . Коэффициенты  $u_{j_1 j_2}^{(+)}$  и  $v_{j_1 j_2}^{(+)}$  — следующие комбинации  $u, v$  — коэффициентов преобразования Боголюбова:  $u_{j_1 j_2}^{(+)} = u_{j_1} v_{j_2} - u_{j_2} v_{j_1}$ ;  $v_{j_1 j_2}^{(+)} = u_{j_1} u_{j_2} + v_{j_1} v_{j_2}$ .

Вероятность  $M\lambda$ -перехода между состояниями  $J_1$  и  $J_2$ , каждое из которых описывается волновой функцией типа (I), в предположении, что  $[\alpha_{j_1 m}^+, \alpha_{\lambda \mu i}^+] = 0$ , имеет вид

$$B(M\lambda, J_1 \rightarrow J_2) = (2J_1 + 1)^{-1} \{C_{J_1} C_{J_2}\} \left\{ m_{J_1 J_2}^{(\lambda)} v_{J_1 J_2}^{(+)} + \sum_i \left[ \left( \frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1} \right)^{1/2} D_{J_2}^{\lambda i}(J_1) + (-)^{J_1 - J_2 + \lambda} \left( \frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1} \right)^{1/2} D_{J_1}^{\lambda i}(J_2) \right] \times \sum_{j_1 j_2} m_{j_1 j_2}^{(\lambda)} u_{j_1 j_2}^{(+)} (\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} - \varphi_{j_1 j_2}^{\lambda i}) \right\}. \quad (3)$$

Из формулы (3) следует, что в рамках используемых приближений для оператора  $\mathcal{M}(M\lambda)$  и волновой функции состояния нечетного сферического ядра матричный элемент  $M\lambda$ -перехода складывается из двух частей. Первая, пропорциональная фактору  $v_{J_1 J_2}^{(+)}$ , представляет собой вклад одночастичных компонент. Вторая часть, пропорциональная  $D_j^{\lambda i}$ , представляет собой вклад компонент "квазичастица-фонон", другими словами, это часть, учитывающая поляризацию остова. Заметим, что вклад этого члена отличен от нуля лишь в том случае, когда волновая функция (I) содержит фононы с моментом таким же, как у интересу-

ющего нас  $M\lambda$ -перехода (в настоящей работе это должны быть фононы с  $\lambda^{\pi} = 2^{-}$ ).

Гамильтониан квазичастично-фононовой модели содержит следующие параметры: параметры одночастичного потенциала Вудса-Саксона; константы спаривательного сверхтекучего взаимодействия  $G_N, G_Z$ ; константы эффективных сепарабельных мультипольных и спин-мультипольных сил  $\alpha_0^{(\lambda)}, \alpha_1^{(\lambda)}$  и  $\alpha_0^{(\lambda \mu)}, \alpha_1^{(\lambda \mu)}$ . Для всех изотопов  $\text{Sn}$  мы использовали одни и те же параметры одночастичного потенциала, которые приведены в таблице I. Константы  $G_N$  и  $G_Z$  были выбраны по экспериментальным значениям четно-нечетной разности масс ядер. Известно,

Таблица I  
Параметры потенциала Вудса-Саксона

A=115	$r_0$ , фм	$V_0$ , МэВ	$V_{s0}$ , МэВ	$\alpha$ , фм <sup>-1</sup>
Нейтроны	1,24	54,55	9,46	1,587
Протоны	1,28	44,28	9,14	1,613

что для низколежащих состояний нечетных ядер важную роль играет взаимодействие квазичастичных возбуждений с квадрупольными и октупольными фононами. Наряду с ними мы включили в волновую функцию (I) также фононы с  $L^{\pi} = 2^{-}$ , т.к. намереваемся исследовать влияние поляризации остова на M2-переходы  $II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$ .

Радиальная зависимость эффективных сил выбрана нами в виде  $v_1^{\lambda} v_2^{\lambda}$ . Поэтому отношение констант квадрупольных и октупольных сил в изоскалярном и изовекторном каналах получилось следующим:  $\alpha_1^{(2)} / \alpha_0^{(2)} = -1,4$ ;  $\alpha_1^{(3)} / \alpha_0^{(3)} = -1,8$ . Изоскалярные константы  $\alpha_0^{(2)}, \alpha_0^{(3)}$  подгонялись из условия наилучшего описания спектров низколежащих уровней в каждом изотопе. Константы сепарабельных спин-дипольных сил были выбраны в соответствии с результатами работ <sup>5,6</sup>, где изучалось распределение сил M2-переходов в четно-четных ядрах.

$$\alpha_0^{(2)} = 0,9 \alpha_1^{(2)} = - \frac{4\pi \cdot 25}{A \langle r^2 \rangle} \text{ МэВ} \cdot \text{фм}^{-2}. \quad (4)$$

С выбранными таким образом параметрами гамильтониана энергии состояний  $7/2_1^+, II/2_1^-$  в изотопах  $^{109-121}\text{Sn}$  описываются с точностью 200–300 кэВ (хотя теоретическое значение энергии перехода  $II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$  систематически меньше экспериментального), а их спектроскопи-

ческие факторы описываются с точностью 25+30%. Правильно передается характер изменения этих величин от изотопа к изотопу.

Экспериментальные значения  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  и теоретические, рассчитанные нами в различных приближениях, приведены в таблице 2.

Таблица 2

Экспериментальные и теоретические<sup>§</sup> значения приведенной вероятности  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  в  $^{109-121}\text{Sn}$

ЯДРО	$B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+) \mu_0^2, \text{fm}^2$			
	эксп.	теор. без учета полярзации остова	теор. с учетом полярзации остова $\omega(2_1^-) \leq 15 \text{ МэВ}$	теор. с учетом полярзации остова $\omega(2_1^-) \leq 24 \text{ МэВ}$
$^{109}\text{Sn}$	8,2	135	101	30,4
$^{111}\text{Sn}$	$6,1 \pm 0,8$	125	92,0	40,6
$^{113}\text{Sn}$	$4,82 \pm 0,1$	115	83,5	29,5
$^{115}\text{Sn}$	$4,68 \pm 0,04$	98	71,9	29,2
$^{117}\text{Sn}$	$4,74 \pm 1,3$	93	75,6	36,5
$^{119}\text{Sn}$	$5,39 \pm 1,9$	105	71,8	31,4
$^{121}\text{Sn}$	$8,61 \pm 2,1$	116	74,9	35,8

<sup>§</sup> Расчеты выполнены с гиромангнитными факторами свободных нуклонов.

Рассмотрим сначала результаты, полученные без учета  $2^-$ -фононов, т.е. без учета полярзации остова (вторая колонка таблицы 2). Значения  $B(M2)_{\text{теор.}}$  получились в 13+20 раз больше экспериментальных. Этот факт был известен и ранее. Если определить эффективное значение спинового гиромангнитного фактора  $g_s^{\text{эф}}$  так, чтобы совпали  $B(M2)_{\text{теор.}}$  и  $B(M2)_{\text{эксп.}}$ , мы получим  $g_s^{\text{эф}} = 0,42 g_s^{\text{free}}$ , что полностью согласуется с результатами Эйджири и др.<sup>6/7/</sup>. Качественно воспроизводится характер изменения  $B(M2)$  от изотопа к изотопу. Из формулы (3) видно, что в отсутствие поляризационного слагаемого величина  $B(M2)_{\text{теор.}}$  определяется приведенным матричным элементом  $m_{k/2, g/2}^{(2)}$ , коэффициентами  $C_{k/2}$  и  $C_{g/2}$  и сверхтекучим фактором  $v_{k/2, g/2}^{(4)}$ . От

изотопа к изотопу меняются только три последние величины, причем коэффициенты  $C_{k/2}$  и  $C_{g/2}$  меняются незначительно (они колеблются в пределах  $0,99 \pm 0,92$ ). Так что изменение  $B(M2)_{\text{теор.}}$  от изотопа к изотопу определяется в основном изменением множителя  $v_{k/2, g/2}^{(4)}$ , который минимален в  $^{117}\text{Sn}$ . Таким образом, основной причиной характерного поведения вероятности  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  в цепочке нечетных изотопов олова является изменение вероятностей заполнения одночастичных уровней  $1h_{1/2}$  и  $1g_{7/2}$ , связанное с изменением числа нейтронов в изотопах.

Перейдем теперь к расчетам, учитывающим полярзацию остова. Для этого в волновой функции (I) учитывались компоненты "квазичастица+ $2^-$ -фонон". Вклад ее в матричный элемент  $M2$ -перехода зависит от двух факторов - коэффициента  $D_{J_2}^{2i}(J_1)$  и величины  $\sum m_{j_1 j_2}^{(2)} u_{j_1 j_2}^{(1)} \times (\Psi_{j_1 j_2}^{2i} - \varphi_{j_1 j_2}^{2i})$ . Последняя величина пропорциональна матричному элементу перехода  $O_{g.s.}^+ \rightarrow Q_{2i}^+$  в четно-четном ядре-остове. Детальный анализ распределения  $M2$ -переходов в спектрах четно-четных ядер среднего и тяжелого атомного веса можно найти в работе <sup>6/</sup>. Здесь мы лишь кратко коснемся этого вопроса для большей ясности последующего обсуждения.

Распределение приведенных вероятностей  $M2$ -переходов на однофононные  $2^-$ -состояния в изотопах  $^{108, 114, 120}\text{Sn}$  приведено на рис.2.

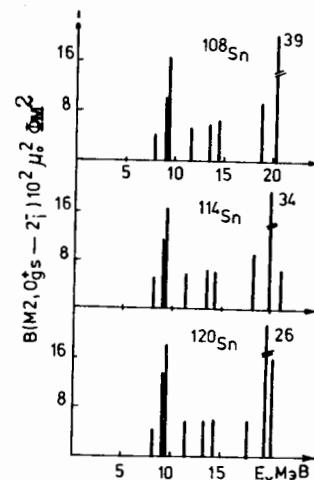


Рис.2. Распределение сил  $M2$ -переходов на однофононные  $2^-$ -состояния в  $^{108, 114, 120}\text{Sn}$ . Изображены состояния с  $B(M2) \geq 400 \mu_0^2 \text{fm}^2$ . Расчет выполнен с константами (4) и гиромангнитными факторами свободных нуклонов.

Такая картина характерна для средних и тяжелых ядер<sup>6/</sup>. В спектре выделяются две области, где сконцентрированы наиболее сильные  $M2$ -пере-

ходы: 1)  $8 < E_X < 10$  МэВ; 2)  $17 < E_X < 21$  МэВ. О концентрации М2-переходов в первой области (М2-резонансе) имеются экспериментальные данные, полученные в неупругом рассеянии электронов<sup>/8/</sup>. Суммарные значения  $B(M2)$  в области I, извлеченные из  $(e, e')$ -данных для ядер  $^{58}Ni$ ,  $^{90}Zr$ ,  $^{140}Ce$  и  $^{208}Pb$ , согласуются с результатами расчетов в рамках КФМ при значениях эффективных гиромагнитных факторов, равных  $0,8 g_s^{free}$ . Что касается области 2, то здесь на распределение вероятности  $B(M2)$  очень сильное влияние оказывает взаимодействие с двухфононными состояниями. Оно приводит к развалу резонансных однофононных состояний, т.е. к исчезновению здесь М2-резонанса в собственном смысле слова<sup>/6,9/</sup>. Поэтому мы провели два варианта расчетов вероятностей  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ : 1) в волновой функции (I) учитываются все  $2^-$ -фононы с энергией  $\omega_{2_1^-} \leq 15$  МэВ; 2) в волновой функции (I) учитываются все  $2^-$ -фононы с энергией  $\omega_{2_1^-} \leq 24$  МэВ. Т.е. в первом варианте учитывается вклад М2-резонанса в области  $8 < E_X \leq 10$  МэВ и нескольких сильных состояний с энергиями 12-14 МэВ, а во втором - еще и вклад очень сильных высоколежащих  $2^-$ -состояний.

Результаты расчетов приведены во второй и третьей колонках таблицы 2. Поляризация остова уменьшает значения  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ . В первом варианте это уменьшение не очень значительно - 25+35%, во втором - в 3+4 раза. Таким образом, учет поляризации остова исключительно важен для правильного описания вероятностей магнитных переходов в высоколежащей части спектра нечетных ядер. При этом ключевую роль играет учет возможно большей части силы  $M\lambda$ -переходов в четно-четном ядре-остове, т.е. обрезание базиса фононных состояний. Это согласуется с результатами расчетов других авторов. Например, в работе<sup>/10/</sup> за счет примеси трехквартичных конфигураций вероятность М2-перехода  $II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$  в  $^{141}Pr$  уменьшалась в 2 раза. А в работе<sup>/11/</sup>, где учитывался полный базис частично-дырочных возбуждений остова, включая и сплошной спектр, для М2-перехода  $i_{15/2}^- \rightarrow i_{11/2}^-$  в  $^{209}Pb$  фактор подавления за счет поляризации остова равнялся 5.

Вклад поляризации остова в вероятности М2-переходов оказывается чувствительным к соотношению изоскалярной и изовекторной составляющих спин-дипольного взаимодействия, генерирующего М2-фононы. Если ослабить изоскалярное спин-дипольное взаимодействие, то  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  будет уменьшаться и при  $\alpha_0^{(12)} = 0$  оказывается по порядку величины совпадающей с экспериментальным значением. Любопытно, что интегральная картина распределения силы М2-переходов на однофононные состояния в соседних четно-четных ядрах меняется незначительно. Сохраняются положения двух вышеуказанных резонансных областей и сосредоточенная в них суммарная вероятность возбуждения<sup>/6/</sup>. Почему же столь

сильно уменьшается величина  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ ? В рамках модели объяснение этого факта оказывается довольно простым. При выбранных нами значениях  $\alpha_0^{(12)}$  (4) нейтрон-протонное взаимодействие в спин-изоспиновом канале очень слабо. Коллективные  $2^-$ -фононы с наибольшими  $B(M2)$  имеют либо чисто протонную, либо чисто нейтронную структуру. Например,  $2^-$ -состояние с максимальной  $B(M2)$  и энергией  $\omega_{2_1^-} \sim 19+20$  МэВ (см. рис.2) - протонное. Но в ядрах с нечетным нейтроном в волновую функцию (I) дают вклад только нейтронные  $2^-$ -фононы, на которых сконцентрировано менее половины всей силы М2-переходов в четно-четном ядре-остове. В случае чисто изовекторных спин-дипольных сил в структуру коллективных  $2^-$ -фононов с большими  $B(M2)$  дают вклад и протонные, и нейтронные частично-дырочные конфигурации. Все эти фононы образуют с нечетной нейтронной квазичастицей конфигурации, входящие в волновую функцию (I). Поэтому вся М2-сила четно-четного ядра дает вклад в переход между низколежащими состояниями. Отсюда, кстати сказать, видно, что при  $\alpha_0^{(12)} \neq 0$  поляризация остова должна по-разному сказываться на магнитных переходах в нечетно-нейтронном и нечетно-протонном ядрах, имеющих одно и то же четно-четное ядро-остов. Причем различие это будет максимальным при  $\alpha_0^{(12)} \sim \alpha_1^{(12)}$ .

Из данных, приведенных в таблице 2, видно, что после учета поляризации остова исчезает плавная зависимость  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  от числа нейтронов в изотопе. Вероятности переходов в  $^{111}Sn$  и  $^{117}Sn$  оказываются заметно больше, чем в соседних изотопах. Причины этого не ясны. Возможно, что выбранная нами параметризация сил в спин-изоспиновом канале, вполне удовлетворительная для описания интегральных характеристик ядерных спектров, не позволяет в деталях воспроизвести более тонкие эффекты - например, изменение поляризации остова в соседних ядрах. Подчеркнем, однако, что общая тенденция изменения  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  в цепочке изотопов  $^{109-121}Sn$  грубо воспроизводится.

Несмотря на существенное уменьшение теоретических значений  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  за счет поляризации остова, они все еще остаются в 4-7 раз больше экспериментальных. По крайней мере часть этого расхождения можно объяснить перенормировкой спиновых гиромагнитных факторов нуклонов в ядре. В последние годы широко обсуждается подавление сил спиновых и спин-изоспиновых возбуждений в средних и тяжелых ядрах и ее возможные причины (см. например, <sup>/12/</sup>). Однако даже самые сильные оценки дают  $g_s^{eff} \geq 0,5 g_s^{free}$ , а наиболее реалистические значения это, по-видимому,  $0,7+0,8 g_s^{free}$ . В последнем случае дополнительное уменьшение  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  составит фактор 1,5+2. Но для совпадения теоретических и экспериментальных значений следует взять  $g_s^{eff} = -0,4 g_s^{free}$  (мы привели соответствующие значения  $B(M2, II/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  теор. на рис. I в чисто демонстрационных целях).

Какими же могут быть причины дальнейшего уменьшения  $B(M2)_{\text{теор.}}$ ? Изменения в разумных пределах параметров гамильтониана приводят к вариациям в  $B(M2)_{\text{теор.}}$  порядка  $10 \pm 20\%$ . Некоторое уменьшение  $B(M2)_{\text{теор.}}$  возможно за счет уменьшения  $|\alpha_0^{(12)}|$ , которая не известна достаточно хорошо. Но следует иметь в виду, что в тяжелых ядрах  $\alpha_0^{(12)}$  и  $\alpha_1^{(12)}$  близки. Наряду с этими факторами не исключена важная роль взаимодействия одно- и двухфононных состояний ядра-остова, поскольку известно, что при энергиях  $E_x > 15$  МэВ это взаимодействие очень сильно изменяет распределение M2-силы. Кроме того, роль этого взаимодействия оказалась весьма существенной для описания M1-радиационных силовых функций при энергии связи нейтрона  $^{13}/$ . Остается также неисследованным вопрос о влиянии полного частично-дырочного базиса и эффективных спин-орбитальных сил  $^{11}/$ .

#### Литература

1. Endt P.M. Atomic Data & Nucl. Data Tables, 1981, 26, p.47.
2. Andrejtscheff W. et al. Nucl.Instr.Meth., 1982, 204, p.123.
3. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, М., "Наука", 1971; ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810; Nukleonika, 1978, 23, p.1149.
4. Стоянов Ч., Чан Зуи Кхонг. ОИЯИ, P4-81-234, 1981, Дубна
5. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p.27.
6. Попомарев В.Ю. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p.446.
7. Ejiri H., Fujita J.I. Phys.Rep., 1978, 38C, p.87.
8. Richter A. Proc. of the Int. School on Nucl. Structure, Alushta, 1980, JINR, D4-80-385, Dubna, 1980, p.89.
9. Попомарев В.Ю. et al. J.Phys.G:Nucl.Phys., 1982, 8, p.L77.
10. Wargoquier M., Heyde K. Phys.Rev., 1974, C10, p.1548.
11. Дмитриев В.Ф., Телицын В.Б. ЯФ, 1983, 37, с.1147; Dmitriev V.F., Telitsin V.B. Niels Bohr Institute Preprint, NBI-82-40, Copenhagen, 1982.
12. Bertsch G.F. Nucl. Phys., 1981, A354, p.1570.
13. Soloviev V.G., Stoyanov Ch. Nucl.Phys., 1982, A382, p.206.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 сентября 1983 года.

Вдовин А.И., Андрейчев В., Стоянов Ч.  
M2-переходы в нечетных изотопах олова

P4-83-654

Чтобы объяснить величину и поведение приведенных вероятностей  $B(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$  в изотопах  $^{109-121}\text{Sn}$ , их рассчитали в рамках квазичастично-фононной модели ядра. Учтывалось взаимодействие нейтронной нечетной квазичастицы с однофононными  $2^+$ ,  $3^-$  и  $2^-$  - возбуждениями остова. Включение в волновую функцию  $11/2_1^-$  и  $7/2_1^+$  - состояний всех  $2^-$  - фононов с энергиями возбуждения до 24 МэВ, среди которых все резонансные M2-состояния, уменьшает теоретическое значение  $B(M2)$  в 3-4 раза по сравнению с одночастичным. Дальнейшее уменьшение  $B(M2)$  может быть вызвано перенормировкой гиромагнитных факторов в ядре и другими эффектами, которые не учитывались в расчетах. Зависимость  $B(M2)$  от массового числа объясняется изменением от изотопа к изотопу сверхтекучего фактора  $V_{11/2, 7/2}^{(+)} = U_{11/2} U_{7/2} + V_{11/2} V_{7/2}$  в M2-операторе, хотя учет поляризации остова несколько искажает ее.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Vdovin A.I., Andrejtscheff W., Stoyanov Ch.  
M2-Transitions in Odd Tin Isotopes

P4-83-654

To explain the experimental data on the  $B(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ -values in  $^{109-121}\text{Sn}$  they are calculated within the quasiparticle-phonon nuclear model. The coupling of an odd neutron quasiparticle with the  $2^+$ ,  $3^-$  and  $2^-$  - one-phonon core excitations are taken into account. Inclusion of all one-phonon  $2^-$ -states up to the excitation energy 24 MeV in the wave functions of the excited states  $11/2_1^-$  and  $7/2_1^+$  reduces the theoretical  $B(M2)$ -values by 3-4 times as compared with the single-particle values. A further decreasing in the  $B(M2)$ -values may be due to the renormalization of the nucleon spin gyromagnetic factors inside a nucleus and to some other effects. The specific dependence of  $B(M2)$  on the mass number appears due to the pairing factor  $V_{11/2, 7/2}^{(+)} = U_{11/2} U_{7/2} + V_{11/2} V_{7/2}$  in the M2-transition operator.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983