

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-249

А.И.Вдовин, О.О.Родригес,² В.Андрейчев,¹
Ч.Стойанов¹

М2-ПЕРЕХОДЫ
МЕЖДУ НИЗКОЛЕЖАЩИМИ СОСТОЯНИЯМИ
НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР
И МАГНИТНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОСТОВА

Направлено в "Известия АН СССР, сер. физ."

¹ Институт ядерных исследований
и ядерной энергетики БАН, София

² Московский государственный университет

1985

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе исследуются вероятности $M2$ -переходов между низколежащими состояниями $11/2_1^-$ и $7/2_1^+$ в нечетных сферических ядрах из областей $Z = 50$ и $N = 82$. Приведенные вероятности $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ известны сейчас для трех десятков ядер^{/1/}. Их характерные значения составляют $0,1-0,2 W.U.$ и оказываются на 1-2 порядка меньше значений, получающихся из простых оценок по оболочечной модели. Довольно интенсивные исследования $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ в изотопах Sn и Sb и в нечетно-протонных ядрах с числом нейтронов, близким к $N = 82$, были выполнены в 70-х годах. Итоги этих исследований подведены в обзоре Эйджири и Фуджиты^{/2/}, где можно найти и ссылки на соответствующие оригинальные работы. Известно, что для получения экспериментальных значений $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ в расчетах, учитывающих только эффекты спаривания и перенормировку одноквaziчастичных амплитуд за счет взаимодействия с вибрациями, необходимо использовать нереалистически маленькие значения эффективных гиромагнитных факторов $g_s^{eff} = 0,19-0,25 g_s^{free}$. Авторы^{/2/}, основываясь на оценках в рамках довольно схематической модели, сделали вывод о том, что учет магнитной поляризации остова, ее деструктивной интерференции с одночастичной составляющей $M2$ -перехода вполне достаточен для объяснения малых величин g_s^{eff} . Нам, однако, известны лишь две работы^{/3,4/}, в которых вклад магнитной поляризации остова в вероятности $M2$ -переходов между низколежащими состояниями был учтен непосредственно. При этом для перехода $11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$ в ^{141}Pm было получено $g_s^{eff} = 0,5 g_s^{free}$ ^{/3/}, а вероятность $V(M2, 15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^+)$ в ^{209}Pb ^{/4/} воспроизводилась при $g_s^{eff} = 0,85 - 0,9 g_s^{free}$ *

В рамках КФМ уже исследовалось влияние поляризации остова на $M2$ -переходы между состояниями $11/2_1^-$ и $7/2_1^+$ в изотопах $^{109-121}Sn$ ^{/6/}. Было обнаружено, что вклад поляризации остова существенно зависит от размеров учтенного в расчетах базиса 2^- -фононов и соотношения констант изоскалярных ($\kappa_0^{(12)}$) и изовекторных ($\kappa_1^{(12)}$) спин-дипольных сил. Последнее обстоятельство означает, что вклад поляризации остова в $V(M2)$ может оказаться разным в Z -нечетных и N -нечетных ядрах. Чтобы проверить эту возможность, мы исследовали вероятности $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ в Z -нечетных ядрах Sb, Pt, Pm, Eu. Результаты этих расчетов и составляют основное содержание данной работы.

* Точнее, при значениях параметров ζ_s и ζ_f теории конечных ферми-систем^{/5/}, равных 0,06 и 0,04 соответственно.

1. МОДЕЛЬ И НЕКОТОРЫЕ ДЕТАЛИ РАСЧЕТОВ

Расчеты величин $B(M2, 11/2_1^- + 7/2_1^+)$ в ядрах $^{113-121}\text{Sb}, ^{139,141}\text{Pr}, ^{141-145}\text{Pm}, ^{143,147,149}\text{Eu}$ были выполнены в рамках квазичастично-фононной модели ядра $^{7-9/}$ с помощью программы RHOQUS $^{10/}$. Волновая функция возбужденного состояния нечетного ядра J_1^π задавалась в виде

$$\Psi_{J_1}(JM) = C_{JM} \{ \alpha_{JM}^+ + \sum_{\lambda ij} D_j^{\lambda i}(J\nu) [\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM} \} \Psi_0, \quad /1/$$

где α_{jm}^+ и $Q_{\lambda\mu i}^+$ - операторы рождения квазичастицы с оболочечными квантовыми числами $j(=nlj)$ и i -го фонона с угловым моментом λ и его проекцией μ ; Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра-остова.

Приведенный матричный элемент оператора $M\lambda$ -перехода между начальными состоянием $|J_1\rangle$ и конечным $|J_2\rangle$, которые описываются волновыми функциями типа /1/, имеет вид

$$\begin{aligned} \langle J_2 || \mathbb{M}(M\lambda) || J_1 \rangle &= M_{qp} + M_{ph} = (2J_1 + 1)^{-1/2} (C_{J_1} C_{J_2}) \{ \mathbb{M}_{J_1 J_2}^{(\lambda)} v_{J_1 J_2}^{(+)} + \\ &+ \sum_i [(\frac{2J_1 + 1}{2J_2 + 1})^{1/2} D_{J_2}^{\lambda i}(J_1) + (-)^{J_1 - J_2 + \lambda} (\frac{2J_2 + 1}{2J_1 + 1})^{1/2} D_{J_1}^{\lambda i}(J_2)] \times /2/ \\ &\times \sum_{j_1 j_2} \{ \mathbb{M}_{j_1 j_2}^{(\lambda)} u_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} - \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}) \}. \end{aligned}$$

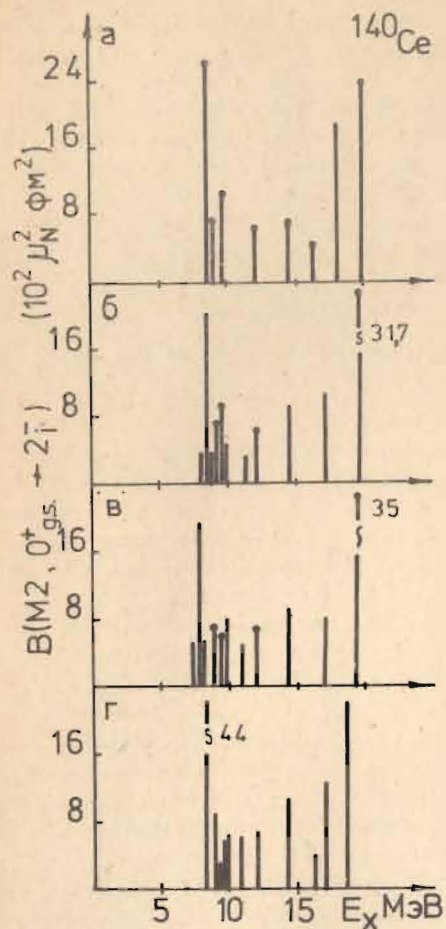
В формуле /2/ введены следующие обозначения: $\mathbb{M}_{j_1 j_2}^{(\lambda)}$ - приведенный одночастичный матричный элемент оператора $\mathbb{M}(M\lambda)$, $u_{j_1 j_2}^{(-)}$, $v_{j_1 j_2}^{(+)}$ - известные комбинации коэффициентов преобразования Боголюбова, $\psi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ и $\phi_{j_1 j_2}^{\lambda i}$ - прямая и обратная амплитуды в волновой функции фонона /однофононные состояния описываются в приближении хаотических фаз /ПСФ//. Выражение /2/ получено в предположении, что операторы α_{jm}^+ и $Q_{\lambda\mu i}^+$ коммутируют, кроме того, мы отбросили члены $-D^2$.

Матричный элемент $\langle J_2 || \mathbb{M}(M\lambda) || J_1 \rangle$ состоит из двух частей. Часть M_{qp} , пропорциональная сверхтекучему фактору $v_{J_1 J_2}^{(+)}$, представляет собой одноквазичастичную составляющую перехода. Уже M_{qp} оказывается меньше чисто оболочечного матричного элемента $M_{sp} = (2J_1 + 1)^{-1/2} \mathbb{M}_{J_1 J_2}^{(\lambda)}$ за счет факторов C_{J_1} , C_{J_2} и $v_{J_1 J_2}^{(+)}$ /последний играет роль лишь в ядрах с развитым спариванием/. Дальнейшее

уменьшение матричного элемента /2/ по сравнению с M_{sp} связано с деструктивной интерференцией слагаемых M_{qp} и M_{ph} . M_{ph} представляет собой сумму матричных элементов перехода между квазичастичными и "квазичастица + фонон" - компонентами начального и конечного состояний, т.е. это и есть член, учитывающий поляризацию остова. Он отличен от нуля лишь в том случае, если волновые функции состояний $|J_1\rangle$ и $|J_2\rangle$ содержат примеси $M\lambda$ -фононов /т.е. в нашем случае это должны быть 2^- -фононы/. Как показали наши расчеты $^{6/}$, суммирование по i в члене M_{ph} для $M2$ -переходов должно распространяться вплоть до фононов с энергиями $\omega_{2i}^- \sim 25$ МэВ. Вклад данного однофононного состояния $Q_{2\mu i}^+ \Psi_0$ в вероятность перехода зависит от величины амплитуды $D_{J_1}^{2i}(J_2)$ и величины $\sum_{j_1 j_2} \mathbb{M}_{j_1 j_2}^{(2)} u_{j_1 j_2}^{(-)} (\psi_{j_1 j_2}^{2i} - \phi_{j_1 j_2}^{2i})$, которая представляет собой не что иное, как матричный элемент $M\lambda$ -перехода между основным состоянием остова Ψ_0 и i -м однофононным состоянием $Q_{2\mu i}^+ \Psi_0$.

Параметры модельного гамильтониана были выбраны следующими: 1/ параметры одночастичного потенциала Вудса-Саксона для изотопов Sb взяты такими же, как в работе $^{6/}$ для изотопов Sn ; для изотопов Pr , Pm , Eu использовались одни и те же параметры, значения которых приведены в работе $^{11/}$ /схема с $A = 141/$; 2/ константы сверхтекучего монополярного взаимодействия G_N и G_Z определены по четно-нечетной разности масс с использованием одночастичных схем пункта 1; константы сепарабельных квадрупольных и октупольных сил определялись из условия наилучшего описания энергий низколежащих состояний в каждом из изученных ядер. В настоящей работе мы использовали в качестве радиально-го формфактора эффективных сил, генерирующих частично-дырочные фононы, функцию $f(r) = dU/dr / U$ - центральная часть потенциала Вудса-Саксона/, поэтому для мультипольного взаимодействия значения констант $\kappa_0^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda)}$ /изоскалярной и изовекторной соответственно/ оказываются слабо зависящими от $\lambda^{12/}$. Их отношение $\kappa_1^{(\lambda)} / \kappa_0^{(\lambda)}$ фиксировалось по данным о $E1$ -резонансе и считалось от λ не зависящим.

На выборе констант спин-дипольного взаимодействия следует остановиться подробнее. Если предположить, что вышеупомянутая слабая зависимость констант мультипольных сил $\kappa_0^{(\lambda)}$ и $\kappa_1^{(\lambda)}$ от мультипольности справедлива и для спин-мультипольных констант $\kappa_0^{(\lambda L)}$ и $\kappa_1^{(\lambda L)}$, то значение изовекторной константы для всех λL можно определить по положению $M1$ -резонанса /т.е. $\kappa_1^{(\lambda L)} = \kappa_1^{(01)}$ /. Отметим, что распределение $M2$ -силы в спектре четно-четного ядра, рассчитанное с сепарабельными силами с формфактором $f(r) = dU/dr$ при $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$, весьма близко к распределению, получавшемуся в расчетах с $f(r) = r^{11/}$, при значениях константы $\kappa_1^{(12)}$, определенных по формулам работы $^{13/}$. В качестве примера, а также для большей ясности последующих обсуждений мы привели



Распределение вероятности $V(M2, 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^-)$ в ^{140}Ce , рассчитанное в ПСФ при разных значениях $\kappa_0^{(12)}$ и $\kappa_1^{(12)}$. Значения g_s , E_f - факторов - вакуумные.

- а/ $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$, $q = 0,9$,
 б/ $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$, $q = 0,5$,
 в/ $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$, $q = 0,1$,
 г/ $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(1)}$, $q = 0,1$.

на рисунке рассчитанное в ПСФ распределение вероятностей $V(M2, 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^-)$ в спектре ядра ^{140}Ce при $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$ = $-0,03 \text{ фм}^2/\text{МэВ}$ и разных значениях $q = \kappa_0^{(12)}/\kappa_1^{(12)}$.

Не исключено, однако, что значения $\kappa_1^{(12)}$, определенные по данным о M1-резонансе, завышены. Есть указания^{14/} на то, что эффективные изоспиновое и спин-изоспиновое взаимодействия в ядре должны быть примерно равной силы. И действительно, в ТКФС, например, имеет место приблизительное равенство констант соответствующих компонент эффективного взаимодействия g' и f' ^{15/}. Поскольку в КФМ остаточное взаимодействие задается

в виде разложения по мультиполям, то в ее рамках требование $\chi_\tau = \chi_{\sigma\tau}$ принимает вид $\kappa_1^{(\lambda)} = \kappa_1^{(\lambda L)}$. Таким образом, константа спин-дипольного взаимодействия¹ должна быть близка к константе изовекторного диполь-дипольного взаимодействия $\kappa_1^{(1)}$, которую легко определить по положению E1-резонанса. Оказывается, что определенное таким образом значение $|\kappa_1^{(12)}|$ в 1,5-3 раза /в разных ядрах/ меньше, чем в первом варианте /т.е., когда $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$ /. Рассчитанное для этого случая распределение $V(M2)$ в спектре ^{140}Ce изображено на рисунке /г/.

Известная неопределенность есть и в значениях спин-спиновой константы $\kappa_0^{(12)}$. Величина $q = \chi_\sigma/\chi_{\sigma\tau}$ довольно заметно различается у разных авторов. Так, в ТКФС до недавнего времени величина q выбиралась в пределах 0,6-0,8^{4,5/}, в работе^{18/} где взаимодействие в спиновом и спин-изоспиновом канале считалось сепарабельным с формфактором $f(r) = r^\lambda$, величина $q = 1$. Однако недав-

но, в связи с обнаружением в ^{208}Pb изоскалярного 1^+ -состояния с энергией $E_x = 5,846 \text{ МэВ}$ ^{16/}, величина q была пересмотрена^{17/}. В этих работах сделан вывод о малости константы κ_σ , т.е. $q \approx 0$. Следовательно, результаты настоящей работы, полученные при $q \approx 0$, следует считать наиболее реалистическими, хотя мы провели расчеты для нескольких значений q из интервала $-0,1 \leq q < 1$.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Перейдем к обсуждению полученных результатов, сводка которых приведена в табл.1. Сначала остановимся на результатах, в которых магнитная поляризация остова не учитывалась /3-я колонка табл.1/. Одночастичные значения приведенных вероятностей $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ при значениях гиромагнитных факторов, совпадающих с вакуумными, составляют: $V(M2)_{sp} = 300 \mu_0^2 \text{ фм}^2$ в изотопах Pr, Pm, Eu; $V(M2)_{sp} = 280 \mu_0^2 \text{ фм}^2$ в изотопах Sb и $V(M2)_{sp} = 180 \mu_0^2 \text{ фм}^2$ в изотопах Sn. Теоретические значения, полученные в расчетах, не учитывающих M2-поляризацию ($V(M2)_{qp}$), меньше этих верхних пределов на 20-50%*. Это уменьшение есть результат совокупного действия двух факторов - сверхтекучего коэффициента $v_{11/2,7/2}^{(+)}$ и одноквазичастичных амплитуд в волновых функциях $1/1 - C_{7/2}$ и $C_{11/2}$. При этом в изотопах Pr, Pm, Eu и Sn главную роль в уменьшении $V(M2)$ играет сверхтекучий фактор. В частности, именно его изменение объясняет характерную зависимость $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ от массового числа в цепочке изотопов $^{109-121}\text{Sn}$ ^{6/}. На наш взгляд, интересным является тот факт, что, хотя в изотопах Sb $Z = 51 / v_{11/2,7/2}^{(+)} = 1$, уменьшение $V(M2)_{qp}$ по сравнению с $V(M2)_{sp}$ имеет тот же порядок величины, что и в других ядрах /т.е. составляет фактор $0,7 \div 0,5$ /. Дело в том, что в изотопах Sb взаимодействие нечетного протона с 2_1^- и 3_1^- фонами четно-четного остова /изотопы Sn/ оказывается весьма сильным. Это приводит к тому, что коэффициенты $C_{7/2}$ и $C_{11/2}$ в этих ядрах заметно меньше 1. В то же время в нечетных изотопах Sn это взаимодействие слабее и коэффициенты $C_{7/2}$ и $C_{11/2}$ /относящиеся теперь, конечно, к нейтронным квазичастицам/ больше, чем в изотопах Sb. Существование такого изотопического эффекта во взаимодействии квазичастиц с фонами было отмечено нами в работе^{18/}, там же обсуждаются его причины, и подробнее на этом вопросе мы останавливаться не будем /см. также^{19/}/. Отметим только, что подтверждением справедливости этого вывода является, в частности, тот факт, что спектроскопические факторы состояний $11/2_1^-$ и $7/2_1^+$ в $^{113.117.119}\text{Sb}$ и многих нечетных

*Если бы мы захотели при этом получить значения $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)_{теор}$, совпадающие с экспериментальными, то следовало бы взять эффективные значения гиромагнитных факторов $g_s^{eff} \approx 0,2 g_s^{free}$ в согласии с^{12/}.

Таблица 1

Экспериментальные и теоретические значения вероятности $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ $\mu_0^2 \text{ фм}^2$ в изотопах Pr, Pm, Eu, Sb и Sn. Значения нуклонных g_s - и g_f -факторов - вакуумные

ядро	эксп.	$Z_1^{(12)}$ $Z_0^{(12)}$	$\alpha_1^{(12)} = \alpha_1^{(01)}$			$\alpha_1^{(12)} = \alpha_1^{(1)}$
			q = 0,1	q = 0,5	q = 0,9	q = 0,1
^{139}Pr	5,8 \pm 0,1	I68	43,2	45,7	50,4	70,7
^{141}Pr	10,7 \pm 0,9	I82	41,7	40,0	49,3	79,7
^{141}Pm	6,26 \pm 0,3	I81	45,5	45,8	48,6	84,0
^{143}Pm	11,3 \pm 0,9	I80	41,9	38,9	54,3	77,8
^{145}Pm	11,8 \pm 1,4	I82	45,9	46,0	56,5	84,5
^{143}Eu	3,84 \pm 0,04	I45	44,5	48,7	46,9	72,6
^{147}Eu	5,06 \pm 0,1	I73	49,0	53,9	57,1	81,8
^{149}Eu	3,15 \pm 0,05	I70	52,9	62,9	58,3	80,7
^{113}Sb	-	I94	51,1	45,3	45,3	59,9
^{115}Sb	8,97 \pm 0,8	I47	43,1	39,6	39,4	50,1
^{117}Sb	11,8 \pm 0,8	I48	42,9	39,2	39,7	49,4
^{119}Sb	8,78 \pm 1,2	I50	42,4	34,3	38,6	48,2
^{121}Sb	-	I71	48,1	39,3	41,7	54,6
^{109}Sn	8,2 \pm 1,2	I43	33,3	51,7	70,2	41,4
^{111}Sn	6,1 \pm 0,8	I27	30,4	47,4	54,6	39,9
^{113}Sn	4,8 \pm 0,1	II7	28,2	43,7	50,9	33,1
^{115}Sn	4,68 \pm 0,04	98	24,2	37,7	45,6	29,5
^{117}Sn	4,7 \pm 1,3	96	23,6	36,2	47,0	28,0
^{119}Sn	5,4 \pm 1,9	99	25,2	40,0	52,5	29,6
^{121}Sn	8,6 \pm 2,1	III	30,9	50,8	55,2	37,1

изотопах Sn, измеренные в реакциях срыва, согласуются с рассчитанными нами с точностью 20%.

Из табл.1 видно, что учет M2-поляризации остова приводит к дальнейшему, и значительному, уменьшению $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ во всех ядрах. Вклад M2-поляризации довольно чувствителен к величине констант $\kappa_0^{(12)}$ и $\kappa_1^{(12)}$. В большинстве ядер самое сильное уменьшение $V(M2)$ по сравнению с $V(M2)_{\text{qp}}$ происходит при $q = 0,1$ и $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$. Вероятности $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ возрастают при уменьшении $|\kappa_1^{(12)}|$. В ядрах Pr, Pm и Eu это возрастание более заметно потому, что в них два значения константы $\kappa_1^{(12)}$ различаются в 2 раза, а в изотопах Sn и Sb - в 1,3 раза /подчеркнем, что при этом $\kappa_1^{(1)}$ определялась по положению E1-резонанса/.

В изотопах Sn значения $V(M2)$ оказываются весьма чувствительными и к константе изоскалярного спин-дипольного взаимодействия $\kappa_0^{(12)}$. Значения $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$, вычисленные при $q = 0,1$ и $q = 0,9$, различаются в два раза. На вероятности M2-переходов в нечетно-протонных ядрах константа $\kappa_0^{(12)}$ оказывает гораздо меньшее влияние. Здесь значения $V(M2)$, рассчитанные при разных q, отличаются всего лишь на 10%. Любопытно, что в изотопах Sb ход изменения $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ как функции q обратный, нежели в Sn и других ядрах. Здесь $V(M2)$ минимально при $q = 0,9$, хотя отличия от значений при $q = 0,1$ невелико.

Причину разного поведения $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ как функции q в нечетно-нейтронных и нечетно-протонных ядрах можно понять, проанализировав распределение вероятности M2-переходов в четно-четном остова и взаимодействие фононов с нечетной квазичастицей. Как видно из рисунка, при любом выборе $\kappa_0^{(12)}$ и $\kappa_1^{(12)}$ среди одно-фононных 2^- - состояний выделяются два, имеющие максимальные значения $V(M2, 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^-)$. Положение нижайшего из этих двух состояний / $E_x \approx 8$ МэВ/ очень слабо зависит от величины констант спин-дипольного взаимодействия $\kappa_{0,1}^{(12)}$, так как в его структуру относительно большой вклад дает так называемая "крутильная" или "твистовая" компонента^{20/}. Состояние с большей энергией - "спиновое" состояние, и при изменении $\kappa_1^{(12)}$ его положение меняется в пределах 18 \pm 20 МэВ. Основной вклад в структуру этих фононов дают протонные компоненты, поэтому для них матричный элемент взаимодействия с протонной квазичастицей в 1,5 \pm 2 раза больше, чем с нейтронной /при $q \geq 0,1$ /. Заметим также, что верхнее состояние, в силу его большей коллективности, гораздо сильнее взаимодействует с квазичастицами. Хотя вклад компонент, включающих эти 2^- -фононы, в волновые функции низколежащих состояний $11/2_1^-$ и $7/2_1^+$ составляет 0,1 \pm 0,4%, благодаря большому матричному элементу M2-перехода на эти состояния из основного они играют главную роль в уменьшении вероятности M2-переходов $11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+$.

С увеличением q вероятность $V(M2, 0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^-)$ для состояния с $E_x \approx 8$ МэВ растет, а для состояния с $E_x \approx 20$ МэВ уменьшается /см. рисунок а-в/. В то же время матричные элементы взаимодейст-

вия с протонной квазичастицей /а значит, и примеси в волновых функциях низколежащих состояний нечетно-протонных ядер/ у обоих фононов растут, а матричные элементы взаимодействия с нейтронной квазичастицей - уменьшаются. Таким образом, в нечетно-нейтронных ядрах при увеличении q оба эффекта в целом уменьшают вклад поляризации остова, а в нечетно-протонных суммарный результат оказывается разным в разных ядрах, но в любом случае $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ в зависимости от q в нечетно-протонных ядрах меняется мало. При изменении знака q /когда спин-спиновое взаимодействие становится притягивающим/ в изотопах Sn $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ продолжают уменьшаться, а в Sb, Pr, Pm, Eu - растут. При ослаблении изовекторного спин-дипольного взаимодействия ослабляется и связь коллективных $M2$ -фононов с квазичастицами, в результате чего вклад $M2$ -поляризации остова в $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ падает и вероятность $M2$ -перехода возрастает.

Несмотря на то, что совокупное действие всех учтенных нами факторов уменьшает $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ в 4-7 раз по сравнению с $V(M2)_{sp}$, теоретические значения все еще остаются больше экспериментальных в 4-5 раз, а в отдельных случаях и на порядок. Последнее обстоятельство связано с тем, что теоретические значения $V(M2)$ меняются от ядра к ядру довольно слабо и не передают резких скачков $V(M2)_{exp}$ в соседних изотопах Pr и Eu.

Если предположить, что вся оставшаяся разница теории и эксперимента связана с перенормировкой в ядерной среде нуклонных гиромагнитных факторов, то значения g_s^{eff} будут следующими: 0,5 g_s^{free} в Sn и Eu; 0,6 g_s^{free} в Sb, Pr, Pm*. При $\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(1)}$ они будут еще меньше. Хотя в литературе встречаются утверждения, что g_s -факторы в тяжелых ядрах заметно меньше вакуумных^{/21/}, такие значения g_s^{eff} кажутся нам нереалистически малыми. Во-первых, Шпет и Ча^{/22/} показали, что влияние Δ - h -возбуждений на $M2$ -переходы мало и соответственно g_s -факторы должны перенормироваться слабо. Во-вторых, последовательный анализ целой совокупности свойств спин-изоспиновых возбуждений ядер^{/17,23/}, в том числе и в рамках КФМ^{/11,24/} показывает, что $g_s^{eff} \approx 0,8 g_s^{free}$ и уж во всяком случае $g_s^{eff} \geq 0,7 g_s^{free}$.

Одной из возможных причин слишком больших значений $V(M2)_{теор}$ может быть схематичность нашего эффективного взаимодействия. Действительно, в аналогичных расчетах для изотопов Sn, выполненных при $f(r) = r^{1/8}$, значения $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ получались близкими к экспериментальным при $q = 0,1$ и вакуумных значениях g_s -факторов /правда, при этом не воспроизводилась экспериментальная зависимость $V(M2)$ от массового числа/. Возможно также,

что известную роль играет и неполнота нашего одночастичного базиса, включавшего только связанные и квазисвязанные состояния. Для проверки мы рассчитали вероятность $V(M2, 15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^+)$ в ^{209}Pb *. Она была рассчитана также в работе^{/4/} в рамках ТКФС с учетом, помимо спинового и спин-изоспинового, эффективного спин-орбитального взаимодействия и с полным одночастичным базисом, включая и континуум. Сравнение результатов наших расчетов с экспериментом и результатами^{/4/} /табл.2/ демонстрирует хорошее согласие. В ^{209}Pb $M2$ -поляризация остова является основной причиной подавления силы перехода $15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^+$ и согласие с экспериментом достигается при вполне приемлемых значениях g_s^{eff} . Отсюда можно заключить, что опущенные нами и учтенные в работе^{/4/} эффекты не играют принципиальной роли в объяснении вероятности $M2$ -переходов и даже правильный выбор $\kappa_1^{(12)}$ не так уж важен.

Таблица 2

Экспериментальное и различные теоретические значения вероятности $V(M2, 15/2_1^- \rightarrow 11/2_1^+) \mu_0^2$ в ^{209}Pb

$\kappa_1^{(12)}$	$\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(01)}$			$\kappa_1^{(12)} = \kappa_1^{(1)}$	Теор. ^{/4/}	Эксп.
q	0,1	0,5	0,9	0,1		
$g_{s,l}^{free}$	48,0	45,4	66,4	59,0	42,6	33,2+5
$g_{s,l}^{eff}$ ^{/4/}	30,2	30,6	45,5	38,3		

В заключение упомянем еще один эффект, который мы не учли в расчетах. Это - ангармоничность ядерных возбуждений. Взаимодействие фононов сильно изменяет распределение $M2$ -силы в спектре четно-четных ядер при $E_x > 15$ МэВ^{/11/}, отмечена его важная роль при описании радиационных силовых функций^{/26/}. Характерно, что ангармонические эффекты будут особенно сильны в ядрах, близких к переходным /как $^{147,149}Eu$ / и слабы в ядрах, соседних с магическими. Чтобы учесть эффекты ангармонизма, следует не только включить в волновую функцию возбужденного состояния компоненты "квазичастица @ два фонона", но и учесть затем определенную часть квазичастично-фононного взаимодействия. Соответствующие уравнения в рамках КФМ уже получены^{/9/}, но численные расчеты такого рода оказываются исключительно трудоемкими.

Авторы признательны за помощь В.Ю.Пономареву.

* Одночастичный спектр был взят из работы^{/25/}.

* Перенормировка орбитальных гиромагнитных факторов в общепринятых пределах^{/4,5/} уменьшает значения $V(M2, 11/2_1^- \rightarrow 7/2_1^+)$ на 10-20%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Endt P.M. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1981, 26, p.47; Andrejtscheff W. et al. Nucl.Instr. and Meth., 1982, 204, p.123.
2. Eijiri H., Fujita J.I. Phys.Rep., 1978, 38С, p.87.
3. Waroquier M., Heyde K. Phys.Rev., 1974, C10, p.1458.
4. Дмитриев В.Ф., Телицын В.Б. ЯФ, 1983, 37, с.1147.
5. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1983.
6. Вдовин А.И. и др. ОИЯИ, Р4-83-654, Дубна, 1983.
7. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; ЭЧАЯ, 1978, 9, с.810.
8. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.237; Воронов В.В., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1380.
9. Вдовин А.И. и др. ЭЧАЯ, 1985, 16, с.245.
10. Стоянов Ч., Чан Зуй Кхьонг. ОИЯИ, Р4-81-234, Дубна, 1981.
11. Попомарев V.Ju. et al. Nucl.Phys., 1979, A323, p.446.
12. Пальчик В.В. и др. ЯФ, 1981, 34, с.903.
13. Castel B., Hamamoto I. Phys.Lett., 1976, 65B, p.27.
14. Wilkinson D.H. et al. Nucl.Phys., 1982, A377, p.474.
15. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1324.
16. Hayakawa S.I. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.1624; Wienhard K. et al. Phys.Rev.Lett., 1982, 49, p.18.
17. Toki H. et al. Phys.Rev., 1983, C28, p.1398; Борзов И.Н. и др. ЯФ, 1984, 40, с.1151.
18. Вдовин А.И., Стоянов Ч. ЯФ, 1985, 41, с.1134.
19. Madsen V.A., Brown V.R. Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.176.
20. Попомарев V.Ju. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1984, 10, p.L177.
21. Richter A. В сб.: Структура ядра. ОИЯИ, Д4-80-385, Дубна, 1980, с.89.
22. Cha D., Speth J. Phys.Rev., 1984, C29, p.636.
23. Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.953.
24. Попомарев V.Ju. et al. JINR, E4-83-497, Dubna, 1983; Левон А.И. и др. ЯФ, 1983, 38, с.577.
25. Воронов В.В., Дан Тиен Кхоа. Изв.АН СССР, сер.физ., 1984, 48, с.2008.
26. Soloviev V.G., Stoyanov Ch. Nucl.Phys., 1982, A382, p.206.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1985 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the JINR Communications and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the JINR Communications, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.

