

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

5067/83

4-83-535

Б.А.Аликов*, К.Зубер, В.В.Пашкевич, Е.Г.Цой*

РАВНОВЕСНЫЕ ДЕФОРМАЦИИ
ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР
РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Направлено в журнал "Известия АН СССР,
серия физическая"

* Научно-исследовательский институт прикладной физики
ТашГУ им. В.И.Ленина, Ташкент

I. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что точность вычислений различных характеристик деформированных ядер существенно зависит от правильного выбора параметров несферических потенциалов Нильссона или Вудса-Саксона и от величины квадрупольной и гексадекапольной деформации.

В настоящее время существует ряд работ^{/1-3/}, в которых проводится обсуждения выбора параметров потенциала для оптимального воспроизведения одноквазичастичных состояний. Однако вопрос о выборе деформаций квадрупольного или гексадекапольного типов для конкретных изотопов остается актуальным. Особенно это относится к нечетным ядрам.

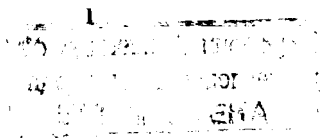
Быстрое развитие экспериментальной ядерно-спектроскопической техники и появление новых эффективных методов эксперимента позволяет в настоящее время изучать свойства основных и возбужденных состояний ядер, все более удаленных от полосы бета-стабильности. Накопился значительный экспериментальный материал о свойствах деформированных нечетных ядер с $A \geq 149$.

Экспериментальная информация, позволяющая определить величины квадрупольной деформации основных и возбужденных состояний ядер, может быть получена в прямых измерениях квадрупольных моментов, например, методом магнитного резонанса с использованием атомарного пучка, при изучении углового распределения γ -квантов, испускаемых после кулоновского возбуждения, или неупругого рассеяния частиц и других методов.

Информация о величинах квадрупольной деформации также может быть получена, хотя и косвенно, через величины $B(E2)$ внутрисплетных ядерных переходов, определяемых либо во временных исследованиях, либо с помощью кулоновского возбуждения ядер. Кроме того, некоторые относительные данные о деформации различных одноквазичастичных возбуждений можно извлечь из анализа спектров возбужденных состояний деформированных ядер, связанных с вращательным движением.

В связи с этим представляет интерес, насколько количественно могут отличаться равновесные значения деформаций возбужденных одноквазичастичных состояний от равновесной деформации основного состояния.

Настоящая работа посвящена систематическим расчетам равновесных значений квадрупольных Q_2 и гексадекапольных Q_4 моментов одноквазичастичных состояний несферических нечетных ядер редкоземельной области.



Параметры потенциала Вудса-Саксона

Изотопы	Параметр	Протоны		Нейтроны	
		среднее поле	спин-орб. поле	среднее поле	спин-орб. поле
I группа <i>Nd, Pm, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho.</i>	R_0 (фм)	1,240	1,240	1,260	1,260
	a (фм)	0,613		0,599	
	k (фм ²)	0,36		0,40	
	V (МэВ)	51,4			
	C_{iso}	0,75			
2 группа <i>Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu.</i>	R_0 (фм)	1,249	1,240	1,260	1,260
	a (фм)	0,621		0,599	
	k (фм ²)	0,31		0,40	
	V (МэВ)	53,2			
	C_{iso}	0,75			

Исследовалось также влияние деформации шестого порядка на энергии одноквазичастичных состояний. На возможность отличия формы нечетных ядер от формы соседних четно-четных ядер и формы возбужденных состояний от формы основного состояния было указано в работе^{4/}.

Ранее подобные расчеты проводились для основных состояний некоторых четно-четных ядер рассматриваемой области с использованием потенциала Нильссона в работе^{5/} и потенциала Вудса-Саксона в работе^{6/}. Равновесные деформации возбужденных одноквазичастичных состояний в нечетных ядрах рассматривались в работах^{7,8/}.

2. МЕТОД РАСЧЕТА РАВНОВЕСНЫХ ДЕФОРМАЦИИ

Одночастичные энергии и волновые функции, используемые в наших расчетах, вычислялись по методу, предложенному в работах^{9,10/}.

Для нахождения одночастичного спектра диагонализуется гамильтониан

$$H = T + V(\ell) + V_{so} + V_c. \quad (1)$$

Здесь T - кинетическая энергия, $V(\ell)$ - потенциал ядерных сил, V_{so} - спин-орбитальный потенциал и V_c - кулоновский потенциал.

Спин-орбитальное взаимодействие берется в виде^{1,2/}

$$V_{so} = \frac{\hbar^2}{4} [\vec{S} \cdot \vec{P}] \nabla^2 V, \quad (2)$$

$$k = \lambda (\hbar/2Mc)^2,$$

где k - константа спин-орбитальной связи, \vec{P} и \vec{S} - импульс и спин нуклона.

Потенциал Вудса-Саксона $V(\ell)$ представляется в следующем виде:

$$V(\ell) = V_0 [1 + \exp(\frac{\ell}{a})]^{-1}. \quad (3)$$

Величина ℓ приближенно равна расстоянию между определенной точкой и ядерной поверхностью, a - параметр диффузности.

Изоспиновая зависимость глубины потенциальной ямы берется в виде^{2/}

$$V_0^{(p,n)} = \bar{V} [1 \pm C_{iso} \frac{N-Z}{A}], \quad (4)$$

где \bar{V} - средний потенциал, C_{iso} - изоспиновая константа.

Матрица гамильтониана (I) вычисляется в базисе, состоящем из собственных функций аксиально-симметричного осциллятора. Параметры одночастичного потенциала, используемые в настоящих расчетах, приведены в табл. I.

Схемы нейтронных $82 \leq N \leq 126$ и протонных $50 \leq Z \leq 82$ уровней, рассчитанные с параметрами потенциала для I группы ядер (см. табл. I), приведены на рис. 1 и 2 соответственно.

Необходимо подчеркнуть, что расчеты, представленные в настоящей работе, очень трудоемки и требуют значительных затрат времени ЭИМ. Поэтому задача о вычислении равновесных параметров деформации нечетных ядер редкоземельной области элементов была сформулирована таким образом, чтобы по возможности одним набором параметров описать как можно большее число ядер. Это удалось в некоторой степени, разделяя рассматриваемые нами ядра всего на две группы, как показано в табл. I.

Более тщательный выбор параметров потенциала (особенно это касается параметра спин-орбитального взаимодействия k и параметра диффузности a) позволяет в некоторых случаях значительно улучшить результаты расчетов энергий одноквазичастичных возбуждений. Конкретные случаи мы рассмотрим при обсуждении результатов расчетов.

Для вычисления энергии деформации ядра использовался метод оболочечной поправки Струтинского^{11,12/}. Энергия деформации в основном состоянии сверхпроводящего ядра вычислялась по формуле

$$W(\alpha, \alpha_1) = E_{LDM} + \delta U_p + \delta U_n + \delta P_p + \delta P_n, \quad (5)$$

где E_{LDM} - энергия жидкой капли, $\delta U_{p(n)}$ - оболочечная поправка для протонов (нейтронов), $\delta P_{p(n)}$ - оболочечная вариация энергии спаривания для протонов (нейтронов).

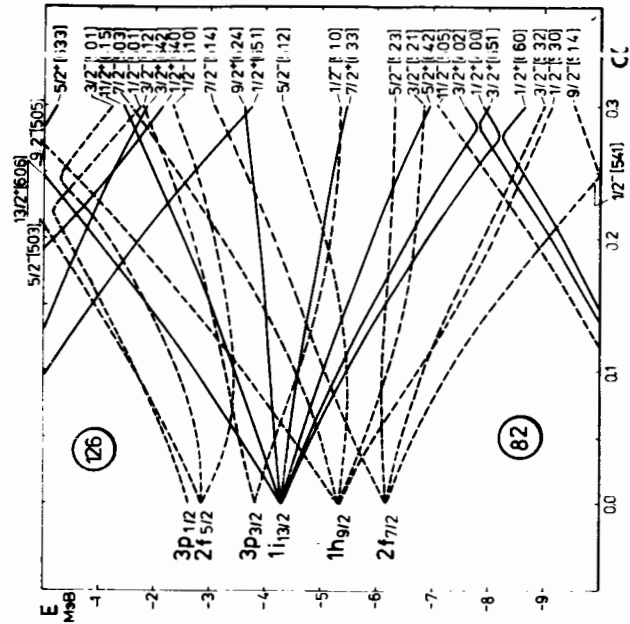


Рис. 1. Нейтронные уровни для ядер с $82 < Z \leq 88$ в зависимости от квадрупольной деформации при $\alpha_4 = 0$.

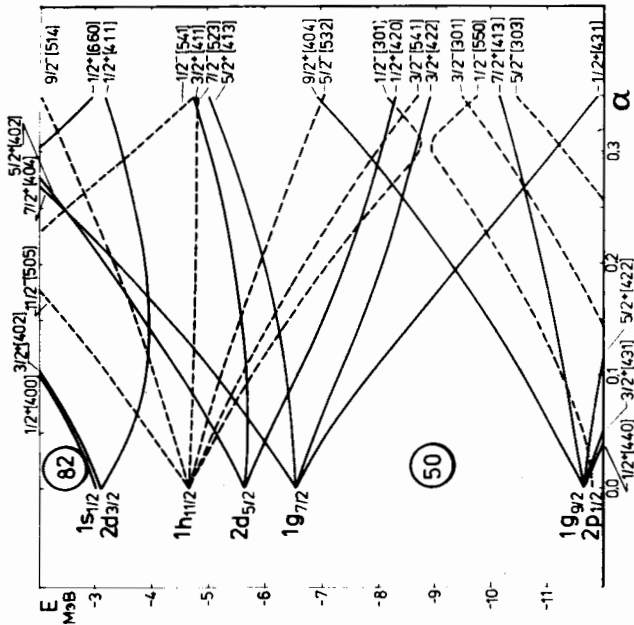


Рис. 2. Протонные уровни для ядер с $50 \leq Z \leq 82$ в зависимости от квадрупольной деформации при $\alpha_4 = 0$.

Энергия спаривания δP в формуле (5) вычислялась в приближении БКШ^[3]. Силы монополюного спаривания выбирались таким образом, чтобы получить наилучшее приближение для четно-четной разности масс в области редких земель, при этом общий ход зависимости парных энергий от A описывался известным выражением^[13, 14]

$$\Delta_n = \frac{C_1}{A^{1/2}}, \quad \Delta_p = C_2 \cdot \Delta_n. \quad (6)$$

Так как обычно Δ_p намного больше Δ_n , то $C_2 \geq 1$. Константы C_1 и C_2 выбирались равными $C_1 = 13$ и $C_2 = 1,1$. Эффект блокировки учитывался стандартным образом^[3].

Форма ядра принималась аксиально-симметричной. В качестве фигур нулевого приближения использовались овалы Кассини. Отклонение формы ядра от фигуры нулевого приближения представляется в виде разложения по полиномам Лежандра^[15]

$$R(x) = R_0 \left[1 + \sum_m \alpha_m P_m(x) \right]. \quad (7)$$

Минимум энергии деформации ядра определяется для квадрупольного α_2 и гексадекапольного α_6 типов деформаций. Дополнительно были проведены расчеты, учитывающие деформацию типа α_6 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Квадрупольные и гексадекапольные моменты основных и возбужденных состояний нечетных ядер

Внутренний мультипольный момент определен в виде^[13]

$$Q_\lambda = 2\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{4\pi}{2\lambda+1}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{R(\theta)} r^\lambda Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi) \rho(r) r^2 dr d\theta d\varphi, \quad \text{где } \rho(r) = \begin{cases} \rho_0 & \text{при } r < R(\theta), \\ 0 & \text{при } r > R(\theta). \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 3 рассчитанные значения квадрупольных моментов Q_2 основных состояний рассматриваемых ядер сравниваются с экспериментально определенными (метод атомного пучка) значениями квадрупольных моментов Q_2 ^[16]. Видно, что в основном наблюдается хорошее согласие сравниваемых величин.

3.2. Нечетно-протонные ядра с $61 \leq Z \leq 71$

В табл. 2 приведены основные результаты расчетов равновесных значений Q_2 и Q_4 , экспериментальные и рассчитанные энергии одноквази-частичных состояний. В таблице указываются для конкретного ядра (строка таблицы) и конкретного одноквази-частичного состояния $K^\pi I_m, A$ (столбец таблицы):

- E_e – экспериментальная энергия одночастичного состояния в кэВ (если известна);
- E_i – расчетное значение энергии в кэВ;
- Q_2 – равновесное значение квадрупольного момента;
- Q_4 – равновесное значение гексадекапольного момента.

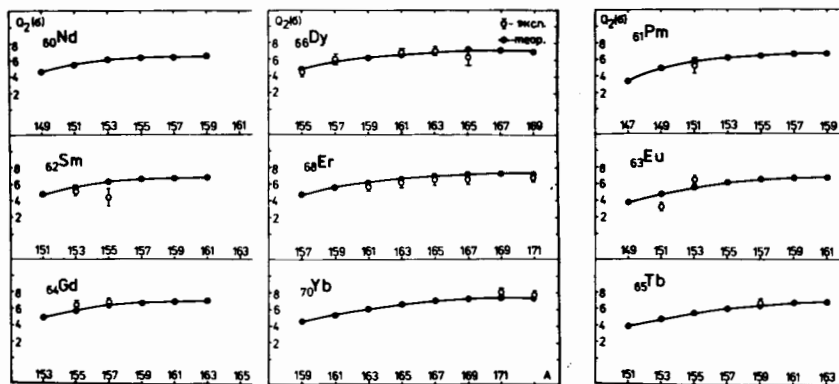
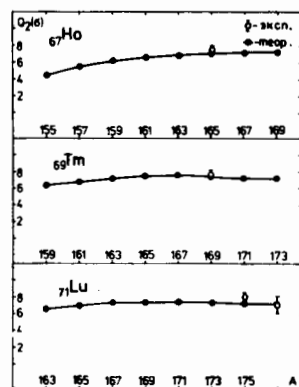


Рис. 3. Квадрупольные моменты основных состояний нечетных ядер редкоземельной области.



Для большей наглядности сравнение энергий E_t (пунктирная линия) с E_e (сплошная линия) для ядер Eu , Tb , Ho , Tm и Lu проводится на рис. 4. Экспериментальные значения энергий одноквазичастичных состояний заимствованы в основном из работы ^{17/}.

Видно неплохое общее качественное согласие: изменение положения рассчитанных энергий одноквазичастичных состояний соответствует изменению экспериментальных энергий при изменении A (или N). Однако по мере удаления от поверхности Ферми предсказываемое здесь положение одночастичных уровней всё больше расходится с экспериментальными данными. Как известно, учёт взаимодействия квазичастиц с фононами значительно улучшает предсказания теории по положению уровней и, вероятно, слабо меняет равновесную форму ядра ^{3/}.

Для ядер с $N \geq 90$ спины и чётности основных состояний согласуются с экспериментальными. Расхождение наблюдается в ядрах с $N \leq 88$, т.е. в ядрах переходной области.

Как показывают результаты предварительных расчетов возбужденных состояний нечетных изотопов Er и Tm с $A=161-165$ в рамках квазиодно-фононной модели ^{3,18/} и неадиабатической вращательной модели ^{19/}, согласие с экспериментом может быть значительно улучшено.

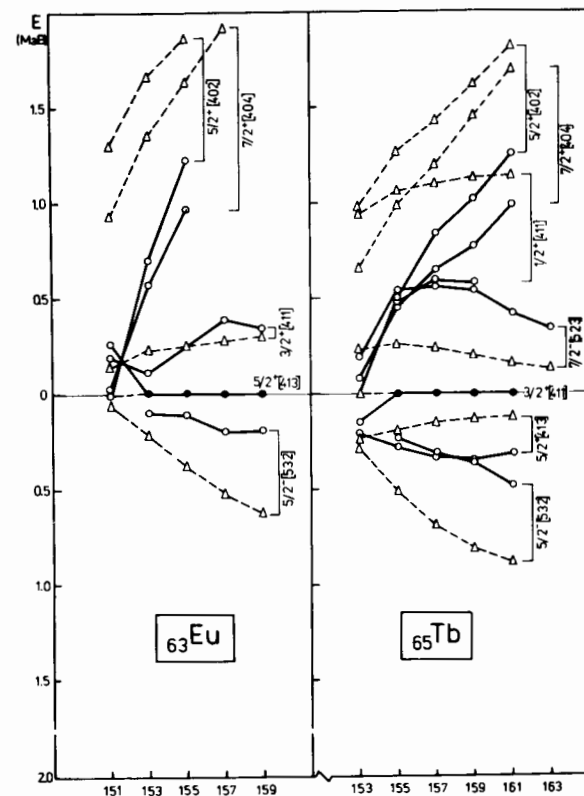


Рис. 4а. Сравнение рассчитанных (пунктирные линии, треугольники) и экспериментальных (сплошные линии, кружки) энергий одноквазичастичных состояний нечетно-протонных ядер Eu , Tb . Закрашенные кружки означают совпадения рассчитанных и экспериментальных значений энергий. В нижней части рисунка приведены дробные состояния, в верхней — частичные. В некоторых рисунках для удобства сравнения состояния положительной и отрицательной четности разделены.

Для ядер ^{171,173}Lu экспериментально определены квантовые характеристики I^π основных состояний, как $7/2^+$. Расчетные значения равновесной энергии для этого состояния получаются на ~ 30 кэВ больше, чем для состояния $1/2^- [541]$, которое в этих ядрах становится основным. Однако небольшое изменение константы спин-орбитального взаимодействия относительно приведенного в табл. I значения приводит к согласию с экспериментом.

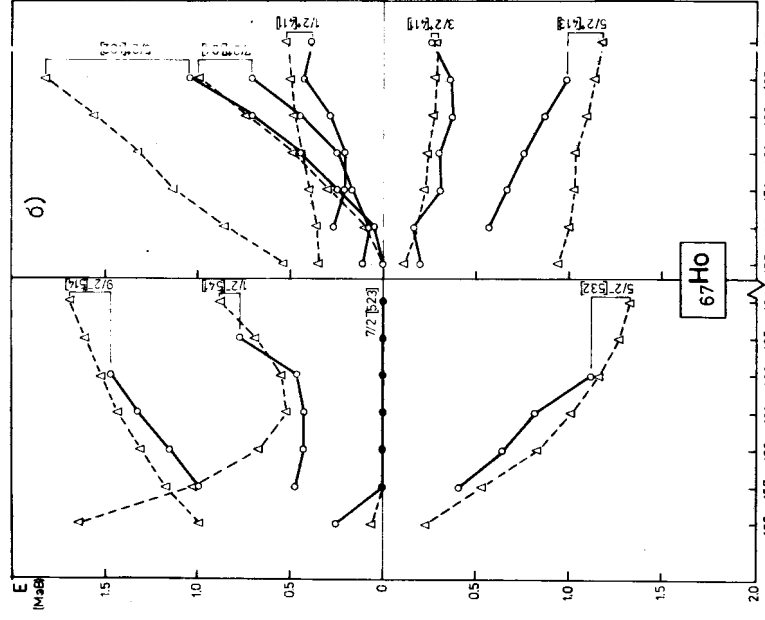


Рис. 4б. Сравнение рассчитанных и экспериментальных энергий одноквазичастичных состояний нечетно-протонных ядер ${}^{67}\text{Ho}$, ${}^{69}\text{Tm}$. Условные обозначения и примечания те же, что и на рис. 4а.

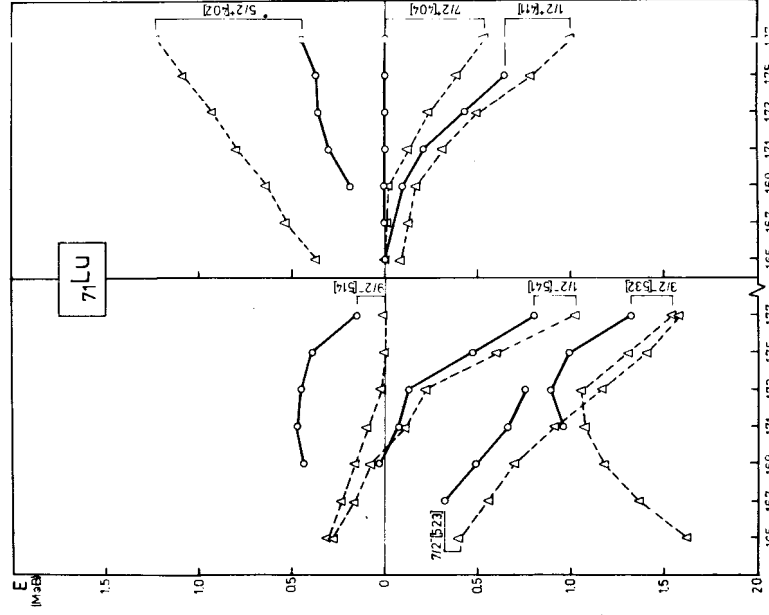
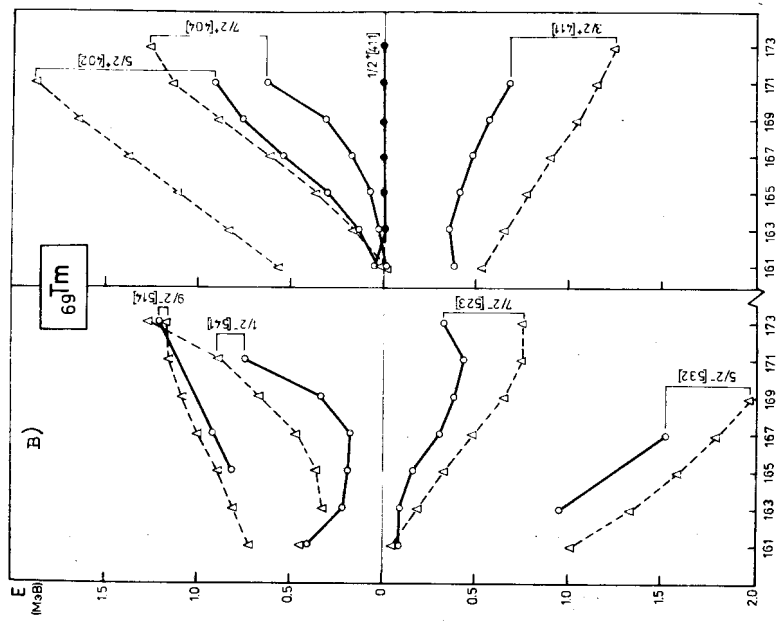


Рис. 4г. Сравнение рассчитанных и экспериментальных энергий одноквазичастичных состояний нечетно-протонных ядер ${}^{71}\text{Lu}$. Условные обозначения и примечания те же, что и на рис. 4а.

Таблица 2

A	67Ho										69Tm									
	1/2- [541]	7/2- [528]	9/2- [514]	5/2- [532]	11/2- [505]	7/2+ [404]	1/2+ [411]	5/2+ [402]	3/2+ [413]	1/2+ [420]	3/2+ [402]	1/2+ [420]	5/2+ [413]	3/2+ [411]	1/2+ [411]	5/2+ [402]	3/2+ [402]			
${}^{145}\text{Ho}$	4,49	0,41	0,41	0,38	0,41	0,05	1,31	0,00	0,16	0,00	0,00	0,16	0,00	0,00	0,00	1,73	0,00			
${}^{146}\text{Ho}$	3,46	0,00	0,00	1,38	0,00	0,95	1,26	0,00	1,48	0,00	0,00	1,48	0,00	0,00	0,00	-0,00	0,18			
${}^{147}\text{Ho}$	0,63	-0,05	-0,04	0,07	0,09	0,04	0,23	0,21	-0,01	-0,01	-0,01	0,18	0,01	0,01	0,01	0,00	0,00			
${}^{148}\text{Ho}$	3,39	0,95	1,76	0,12	1,99	0,60	1,62	1,05	0,25	0,25	0,00	0,00	0,00	0,43	3,32	0,00	0,00			
${}^{149}\text{Ho}$	4,54	3,38	2,93	3,76	0,00	2,91	3,31	2,89	3,44	3,56	-0,00	3,42	-0,00	3,56	3,42	-0,00	3,42			
${}^{150}\text{Ho}$	0,82	0,41	0,37	0,53	0,07	0,48	0,42	0,47	0,46	0,46	0,46	0,49	0,46	0,46	0,46	0,00	0,00			
${}^{151}\text{Ho}$	2,66	1,22	2,33	0,00	2,95	1,23	1,97	1,66	0,49	0,15	0,72	4,15	0,72	4,15	0,72	4,15	0,72			
${}^{152}\text{Ho}$	5,70	4,35	4,03	4,97	3,78	3,89	4,27	3,97	4,36	4,44	4,36	3,83	4,44	4,36	3,83	4,36	4,44			
${}^{153}\text{Ho}$	1,10	0,61	0,59	0,81	0,68	0,69	0,62	0,69	0,66	0,67	0,66	0,65	0,66	0,66	0,65	0,66	0,66			
${}^{154}\text{Ho}$	2,35	1,88	2,93	0,00	3,69	1,92	2,40	2,28	0,85	0,50	1,06	4,86	0,85	1,06	4,86	0,85	1,06			
${}^{155}\text{Ho}$	6,22	5,32	5,06	5,72	4,85	4,88	5,19	4,98	5,26	5,24	5,31	5,54	5,26	5,31	5,54	5,26	5,31			
${}^{156}\text{Ho}$	1,24	0,87	0,86	1,01	0,97	0,97	0,88	0,97	0,91	0,88	0,92	1,07	0,91	0,88	0,92	1,07	0,91			
${}^{157}\text{Ho}$	2,16	1,77	3,27	0,00	4,16	2,38	2,64	2,67	1,07	0,75	1,22	4,78	1,07	0,75	1,22	4,78	1,07			
${}^{158}\text{Ho}$	6,98	6,36	6,16	6,60	5,96	5,87	6,30	6,07	6,30	6,25	6,46	6,41	6,30	6,25	6,46	6,41	6,30			
${}^{159}\text{Ho}$	1,32	1,05	1,06	1,15	1,13	1,12	1,08	1,13	1,09	1,05	1,10	1,27	1,09	1,05	1,10	1,27	1,09			
${}^{160}\text{Ho}$	2,80	1,80	3,42	0,00	4,53	2,74	2,74	2,89	1,18	0,83	1,28	4,79	1,18	0,83	1,28	4,79	1,18			
${}^{161}\text{Ho}$	6,81	6,19	5,99	6,43	5,80	5,71	6,13	5,88	6,13	6,08	6,26	6,74	6,13	6,08	6,26	6,74	6,13			
${}^{162}\text{Ho}$	1,34	1,03	1,03	1,12	1,13	1,12	1,05	1,12	1,06	1,02	1,09	1,26	1,06	1,02	1,09	1,26	1,06			
${}^{163}\text{Ho}$	2,30	1,79	3,52	0,00	4,86	3,07	2,79	3,27	1,24	0,88	1,31	4,83	1,24	0,88	1,31	4,83	1,24			
${}^{164}\text{Ho}$	6,98	6,36	6,16	6,60	5,96	5,87	6,30	6,07	6,30	6,25	6,46	6,41	6,30	6,25	6,46	6,41	6,30			
${}^{165}\text{Ho}$	1,28	0,96	0,96	1,06	1,07	1,06	0,98	1,07	0,99	0,96	1,03	1,21	0,99	0,96	1,03	1,21	0,99			
${}^{166}\text{Ho}$	2,48	1,74	3,55	0,00	5,15	3,35	2,79	3,51	1,26	0,87	1,31	4,93	1,26	0,87	1,31	4,93	1,26			
${}^{167}\text{Ho}$	7,05	6,49	6,28	6,69	6,04	6,21	6,31	6,16	6,39	6,37	6,55	6,93	6,31	6,37	6,55	6,93	6,31			
${}^{168}\text{Ho}$	1,18	0,86	0,86	0,96	0,97	0,96	0,86	0,96	0,88	0,88	0,93	1,08	0,88	0,88	0,93	1,08	0,88			

Таблица 2 (продолжение)

A		1/2-[54]		1/2-[52]		1/2-[514]		1/2-[512]		1/2-[503]		1/2-[513]		1/2-[50]		1/2-[500]		1/2-[11]		1/2-[10]		1/2-[100]	
		Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4
157 _{Lu}	Q_2	2,28	0,03	0,15	0,36	0,48	3,36	3,61	0,63	0,01	0,00	0,65	1,71	1,30	1,09								
	Q_4	4,13	2,99	2,84	2,57	2,30	3,78	3,74	3,47	3,07	3,10	2,90	2,95	0,00	-0,00								
	Q_6	0,45	0,27	0,21	0,23	0,28	0,33	0,40	0,17	0,24	0,31	0,34											
159 _{Lu}	Q_2	1,68	0,10	0,25	0,67	0,90	2,92	3,22	0,38	0,01	0,04	0,77	1,81	2,08	1,51								
	Q_4	4,97	3,92	3,91	3,53	3,41	4,68	4,61	4,39	4,05	3,92	3,86	3,88	3,32	3,47								
	Q_6	0,55	0,36	0,30	0,32	0,38	0,38	0,43	0,24	0,35	0,35	0,38	0,42	0,26	0,39								
161 _{Lu}	Q_2	1,07	0,17	0,28	0,92	1,22	2,48	2,80	0,17	0,00	0,11	0,85	1,88	2,42	1,78								
	Q_4	5,83	4,59	4,68	4,31	4,26	5,51	5,49	5,03	4,72	4,56	4,59	4,67	4,14	4,34								
	Q_6	0,67	0,42	0,33	0,37	0,47	0,44	0,51	0,28	0,37	0,43	0,44	0,48	0,33	0,48								
163 _{Lu}	Q_2	0,51	0,25	0,28	1,19	1,49	2,02	2,35	0,03	0,00	0,22	0,91	1,90	2,74	2,01								
	Q_4	6,54	5,37	5,46	4,93	5,03	6,48	6,54	5,62	5,43	5,28	5,40	5,51	4,82	5,12								
	Q_6	0,78	0,46	0,36	0,44	0,56	0,56	0,69	0,36	0,46	0,53	0,86	0,63	0,41	0,56								
165 _{Lu}	Q_2	0,28	0,40	0,30	1,47	1,81	1,68	2,03	0,00	0,08	0,39	1,02	1,97	3,09	2,30								
	Q_4	7,05	5,98	6,10	5,56	5,68	7,15	7,18	6,17	6,07	5,87	6,23	6,40	5,53	5,57								
	Q_6	0,78	0,62	0,36	0,48	0,63	0,61	0,70	0,44	0,54	0,55	0,68	0,76	0,68	0,56								
167 _{Lu}	Q_2	0,16	0,32	0,24	1,76	2,13	1,44	1,82	0,00	0,15	0,56	1,12	2,06	3,34	2,27								
	Q_4	7,44	6,70	6,68	6,08	6,21	7,48	7,53	6,57	6,83	6,41	7,03	7,21	6,07	6,25								
	Q_6	0,67	0,63	0,32	0,47	0,57	0,55	0,61	0,42	0,58	0,49	0,71	0,79	0,48	0,38								
169 _{Lu}	Q_2	0,03	0,49	0,44	1,97	2,37	1,25	1,66	0,03	0,19	0,67	1,21	2,15	3,57	2,23								
	Q_4	7,73	7,13	6,92	6,59	6,64	7,73	7,75	6,76	7,29	6,71	7,44	7,60	6,61	6,30								
	Q_6	0,57	0,58	0,21	0,44	0,48	0,47	0,51	0,36	0,56	0,40	0,64	0,71	0,45	0,82								
171 _{Lu}	Q_2	0,07	0,66	0,47	0,00	0,21	0,30	0,00	0,10	0,18													
	Q_4	0,10	0,53	0,08	2,20	2,63	1,17	1,61	0,15	0,34	0,83	1,41	2,36	3,82	2,35								
	Q_6	1,98	1,38	1,09	6,86	6,78	7,86	7,89	7,54	6,88	7,63	7,79	6,89	6,34	6,34								
173 _{Lu}	Q_2	0,13	(0,74)	0,45	0,89	0,00	0,43	0,36	0,98						(1,36)								
	Q_4	0,23	1,17	0,02	2,39	2,84	1,17	1,63	0,27	0,54	0,97	1,65	2,62	4,05	2,55								
	Q_6	8,07	7,33	7,19	6,94	6,90	7,91	7,90	6,92	7,55	6,99	7,65	7,75	6,89	6,26								
175 _{Lu}	Q_2	0,36	0,29	0,02	0,18	0,19	0,19	0,21	0,13	0,30	0,14	0,35	0,38	0,20	0,44								
	Q_4	0,59	1,40	0,00	2,53	3,02	(1,00)	0,00	(0,63)	0,34	(1,15)												
	Q_6	7,92	7,00	7,12	6,80	6,93	7,70	7,70	6,95	7,18	7,02	7,80	7,30	6,76	7,83								
177 _{Lu}	Q_2	0,21	0,08	-0,10	0,02	0,07	0,03	0,03	0,02	0,09	0,08	0,12	0,15	0,03	0,17								
	Q_4	1,02	1,56	0,00	2,58	3,16	1,51	1,99	0,49	0,96	1,19	2,13	3,16	4,27	3,82								
	Q_6	7,74	6,79	7,11	6,56	6,75	7,49	7,49	6,80	6,98	6,97	7,03	6,52	7,87	7,87								

3.3. Нечетно-нейтронные ядра с $60 \leq Z \leq 70$

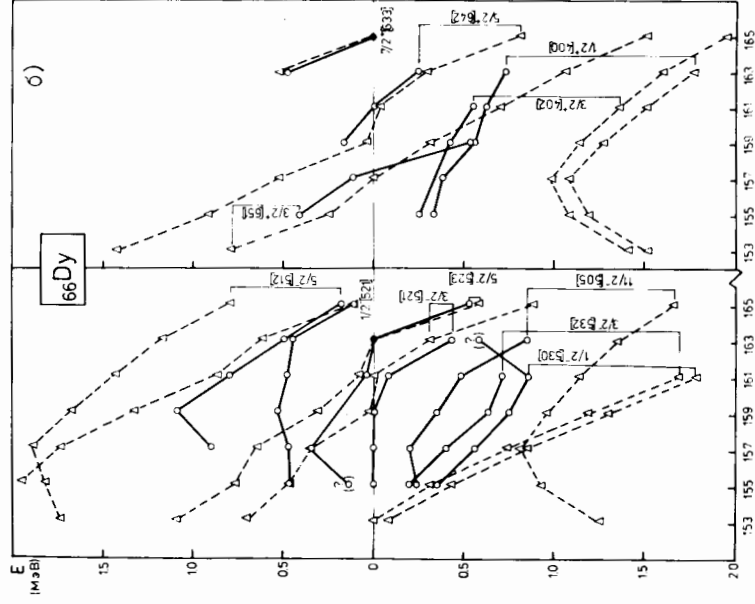
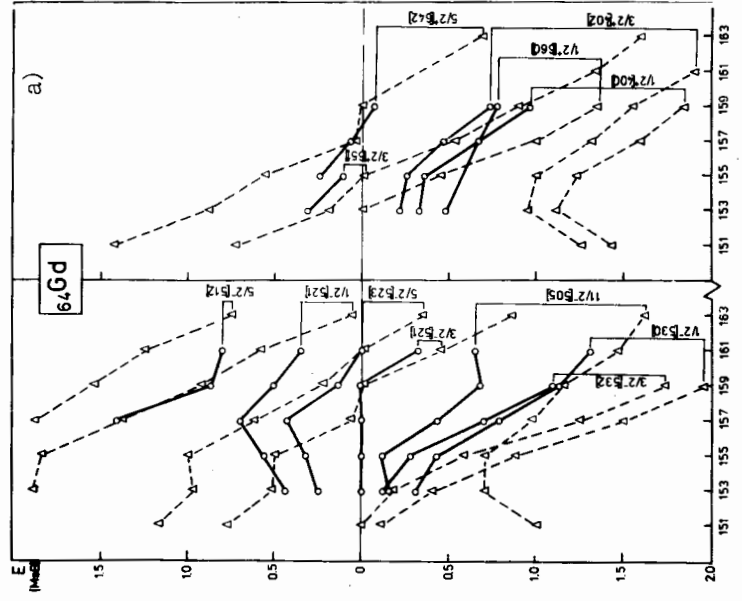
Результаты расчетов равновесных значений Q_2 и Q_4 для ядер из этой области помещены в табл. 3, структура которой аналогична структуре табл. 2. На рис. 5 приводится сравнение рассчитанных энергий одноквазичастичных уровней ядер Gd , Dy , Er и Yb с экспериментальными [17].

Для нечетно-нейтронных ядер переходной области с $N=89$ и 91 расхождения в энергии для рассчитанных одноквазичастичных состояний, наблюдаемых в эксперименте как основных, могут достигать $\sim 300-400$ кэВ. Как и для нечетно-протонных ядер, согласие теории с экспериментом

Таблица 3

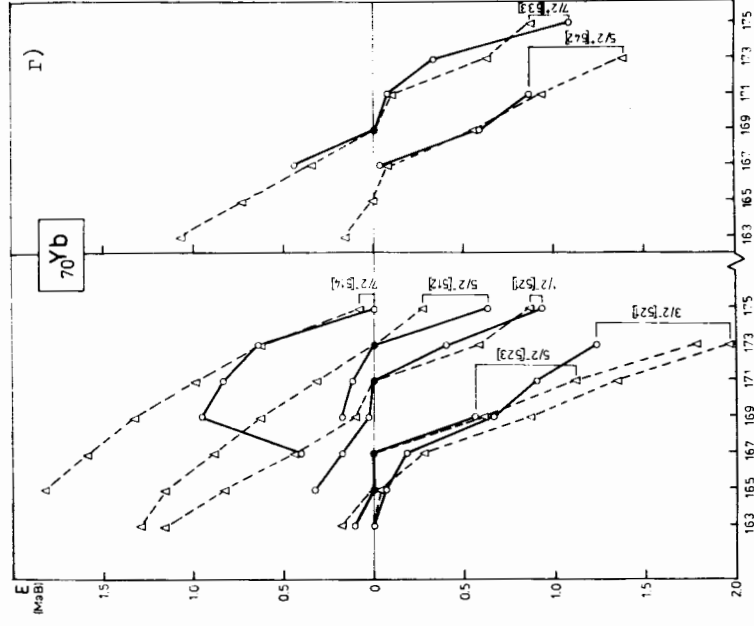
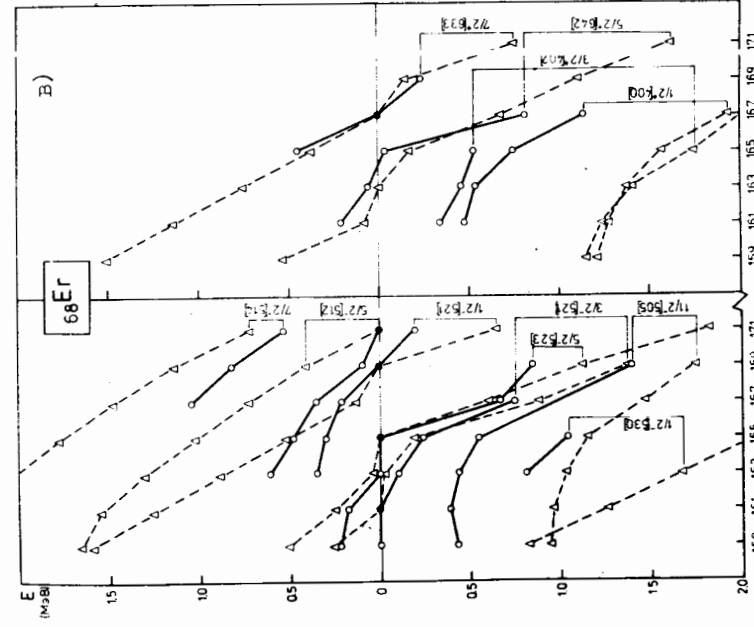
A		1/2-[54]		1/2-[52]		1/2-[514]		1/2-[512]		1/2-[503]		1/2-[513]		1/2-[50]		1/2-[500]		1/2-[11]		1/2-[10]		1/2-[100]	
		Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4
149 _{Gd}	Q_2	0,00	3,67	3,78	3,08	4,66	3,65	0,70	0,43	0,58	0,91	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11
	Q_4	0,56	0,37	0,41	0,44	0,36	0,35	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36
	Q_6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
151 _{Gd}	Q_2	0,00	3,67	3,78	3,08	4,66	3,65	0,70	0,43	0,58	0,91	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11
	Q_4	0,56	0,37	0,41	0,44	0,36	0,35	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36
	Q_6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00

A		1/2-[54]		1/2-[52]		1/2-[514]		1/2-[512]		1/2-[503]		1/2-[513]		1/2-[50]		1/2-[500]		1/2-[11]		1/2-[10]		1/2-[100]	
		Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4	Q_2	Q_4
153 _{Gd}	Q_2	0,00	3,67	3,78	3,08	4,66	3,65	0,70	0,43	0,58	0,91	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11
	Q_4	0,56	0,37	0,41	0,44	0,36	0,35	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36
	Q_6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
155 _{Gd}	Q_2	0,00	3,67	3,78	3,08	4,66	3,65	0,70	0,43	0,58	0,91	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11	1,11
	Q_4	0,56	0,37	0,41	0,44	0,36	0,35	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36	0,36
	Q_6	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00



16

Рис. 5а, б. Сравнение рассчитанных и экспериментальных энергий одноквантовых состояний нечетно-нейтронных ядер Gd , Dy . Условные обозначения и примечания те же, что и на рис. 4.



17

Рис. 5в, г. Сравнение рассчитанных и экспериментальных энергий одноквантовых состояний нечетно-нейтронных ядер Er и Yb . Условные обозначения и примечания те же, что и на рис. 4.

может быть улучшено при учете остаточных взаимодействий. Небольшое расхождение, касающееся энергии основных состояний в случае ядер ^{159}Er (15 кэВ), ^{165}Dy (333 кэВ), ^{163}Er (36 кэВ) и ^{165}Yb (16 кэВ), также можно устранить, незначительно изменяя константу спин-орбитального взаимодействия.

3.4. Влияние деформации типа α_6 на энергии одноквазичастичных состояний

Минимум энергии деформации ядра, как уже говорилось выше, определялся для квадрупольного α и гексадекапольного α_4 типов деформаций. Кроме того, были проведены расчеты, учитывающие деформацию шестого порядка α_6 . В табл. 4 на примере ядер ^{165}Er и ^{165}Tm сравниваются результаты расчетов параметров α и α_4 без учета и с учетом α_6 . Из таблицы видно, что учет деформации типа α_6 незначительно влияет на величины квадрупольной и гексадекапольной деформации.

Таблица 4
Сравнение результатов расчетов параметров деформации в случаях $\alpha_6 = 0$ и $\alpha_6 \neq 0$

	$K^\pi [Nn_2\Lambda]$	$\alpha_6 = 0$			$\alpha_6 \neq 0$		
		α	α_4	α_6	α	α_4	α_6
^{165}Er	3/2 ⁻ [532]	0,246	-0,000	0,000	0,246	-0,001	-0,006
	1/2 ⁻ [530]	0,246	-0,002	0,000	0,246	-0,003	-0,007
	5/2 ⁻ [523]	0,259	0,008	0,000	0,260	0,007	-0,011
	3/2 ⁻ [521]	0,258	0,006	0,000	0,258	0,004	-0,011
	1/2 ⁻ [520]	0,252	0,002	0,000	0,252	-0,003	-0,009
	5/2 ⁻ [512]	0,243	-0,000	0,000	0,243	-0,000	-0,005
	11/2 ⁻ [505]	0,269	-0,010	0,000	0,269	-0,011	-0,008
	7/2 ⁻ [514]	0,239	-0,002	0,000	0,239	-0,002	-0,003
	5/2 ⁺ [642]	0,250	-0,000	0,000	0,250	-0,001	-0,007
	1/2 ⁺ [400]	0,262	-0,009	0,000	0,262	-0,011	-0,010
	3/2 ⁺ [402]	0,264	-0,010	0,000	0,264	-0,012	-0,009
	3/2 ⁺ [651]	0,240	-0,010	0,000	0,240	-0,011	-0,010
	1/2 ⁺ [660]	0,234	-0,016	0,000	0,234	-0,018	-0,014
	7/2 ⁺ [633]	0,254	-0,000	0,000	0,255	-0,001	-0,011
^{165}Tm	1/2 ⁻ [541]	0,269	-0,012	0,000	0,269	-0,011	-0,007
	7/2 ⁻ [523]	0,246	-0,004	0,000	0,246	-0,004	-0,005
	9/2 ⁻ [514]	0,240	0,005	0,000	0,240	0,005	-0,003
	5/2 ⁻ [532]	0,235	-0,003	0,000	0,235	-0,003	-0,001
	11/2 ⁻ [505]	0,233	-0,016	0,000	0,233	-0,015	-0,011
	3/2 ⁻ [532]	0,263	-0,000	0,000	0,264	0,002	-0,014
	1/2 ⁻ [530]	0,264	-0,003	0,000	0,265	-0,002	-0,013
	7/2 ⁺ [404]	0,237	-0,008	0,000	0,237	-0,007	-0,009
	1/2 ⁺ [411]	0,244	0,011	0,000	0,244	0,012	-0,005
	5/2 ⁺ [402]	0,236	-0,010	0,000	0,237	-0,009	-0,010
	3/2 ⁺ [411]	0,253	-0,007	0,000	0,253	-0,007	-0,009
	5/2 ⁺ [413]	0,257	-0,012	0,000	0,258	-0,012	-0,011
	1/2 ⁺ [420]	0,236	-0,006	0,000	0,236	-0,006	-0,003
	3/2 ⁺ [402]	0,277	-0,016	0,000	0,279	-0,016	-0,010

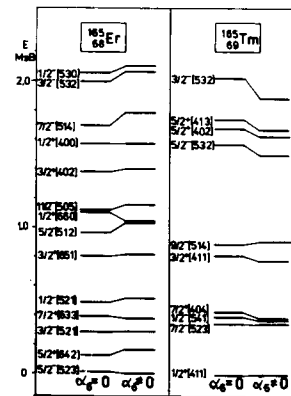


Рис. 6. Влияние учета деформации типа α_6 на рассчитанные значения энергий одноквазичастичных состояний ядер ^{165}Er и ^{165}Tm .

На рис. 6 приводятся рассчитанные значения энергий некоторых одноквазичастичных состояний ядер ^{165}Er и ^{165}Tm в случаях с $\alpha_6 = 0$ и $\alpha_6 \neq 0$. Из рисунка также следует, что включение в расчеты деформации типа α_6 слабо влияет на величины энергии состояний.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. К.Я.Грому и проф. Т.М.Муминову за постоянный интерес к работе и поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Немцовский И.Э., Чепурнов В.А. ЯФ, 1966, т. 3, с. 614.
2. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, т. 6, с. 955.
3. Соловьев В.Г. В кн.: "Теория сложных ядер", М., "Наука", 1971.
4. Soloviev V.G. Phys.Lett., 1966, v. 21, p. 311.
5. Ragnarson I. et al. Nucl.Phys., 1974, A233, p. 329.
6. Götz U. et al. Nucl.Phys., 1972, A192, p. 1.
7. Arseniev D.A. et al. Phys.Lett., 1972, 40B, p. 305.
8. Арсеньев Д.А. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т. 37, с. 906.
9. Пашкевич В.В., Струтинский В.М. ЯФ, 1969, т. 9, с. 56.
10. Damgaard J. et al. Nucl.Phys., 1969, A135, p. 432.
11. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1967, A95, p. 420.
12. Strutinsky V.M. Nucl.Phys., 1968, A122, p. 1.
13. Бор О., Моттельсон Б. "Структура атомного ядра", М., "Мир", 1971, т. I.
14. Frauendorf S. Nucl.Phys., 1976, A263, p. 150.
15. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1971, A169, p. 275.
16. Авотина М.П. В кн.: "Моменты основных и возбужденных состояний ядер", М., Атомиздат, 1973.

17. "Table of Isotopes". Eds. C.M.Lederer and V.N.Shirley,
7th ed., J.Willey&Sons, Inc., New-York, 1978.
18. Соловьев В.Г. ЭЧАИ, 1978, т. 9, с. 810;
Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАИ, 1980, т. II, с. 301.
19. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, с. 941.

Аликов Б.А. и др.

4-83-535

Равновесные деформации одночастичных состояний
нечетных ядер редкоземельной области

В рамках метода оболочечной поправки Струтинского с использованием несферического потенциала Вудса-Саксона рассчитаны энергии, квадрупольные и гексадекапольные моменты основных и возбужденных состояний нечетно-протонных ядер с $61 \leq Z \leq 71$ и нечетно-нейтронных ядер с $60 \leq Z \leq 70$. Изучено влияние деформации шестого порядка на энергии состояний. Теоретические значения квадрупольных моментов основных состояний ядер из этих областей сравниваются с экспериментальными данными, полученными при измерениях на атомном пучке. Обсуждается влияние учета деформации шестого порядка на энергии неротационных состояний атомных ядер.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт объединенного института ядерных исследований. ДС.С. 1983

Alikov B.A. et al.

4-83-535

Equilibrium Deformations of Single-Particle States
of Odd Nuclei of Rare Earth Region

The energies and quadrupole and hexadecapole momenta of the ground and excited states of odd-proton nuclei with $61 \leq Z \leq 71$ and odd-neutron nuclei with $60 \leq Z \leq 70$ are calculated in terms of the Strutinsky shell-correction method using the Woods-Saxon non-spherical potential. The influence of the sixth-order deformation on the energy levels is studied.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод авторов

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1983 года.