

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

4587/83

29/VIII 83

6-83-410

Б.А.Аликов*, Я.Ваврышук, К.Зубер,
Т.М.Муминов*, В.В.Пашкевич, Е.Г.Цой*

СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ЯДРА ^{153}Gd

Анализ равновесных значений
параметров деформаций основного
и возбужденных состояний

* Научно-исследовательский институт прикладной
физики Ташкентского государственного
университета.

1983

I. ВВЕДЕНИЕ

Последние исследования свойств ядра ^{153}Gd при распаде $^{153}\text{Tb}^{I-3/}$ и в реакции $^{150}\text{Sm}(\alpha, n)^{153}\text{Gd}^{4/}$ увеличили количество и точность экспериментальных данных, описывающих характеристики его возбужденных состояний и электромагнитных переходов:

- идентифицирован ряд новых низкоспиновых уровней с энергией $\leq 0,5 \text{ МэВ}^{I,2/}$;
- измерены значения спинов подавляющего большинства состояний, возбуждаемых при распаде $^{153}\text{Tb}^{I,3/}$;
- измерены g -факторы состояний I10 и I29 кэВ $^{I,5/}$;
- получены абсолютные значения приведенных вероятностей γ -переходов, разряжающих ряд низково-возбужденных уровней $^{I,7/}$;
- идентифицированы новые сильно возмущенные ротационные полосы до высоких значений **спинов**, основанные на низколежащих состояниях из подоболочек $2f_{7/2}$ и $1h_{9/2}^{I,4/}$.

Совокупность этих данных указывает на некоторые недостатки и на противоречивость выводов теоретических работ, посвященных анализу свойств ядра $^{153}\text{Gd}^{II-I4/}$.

Первую попытку интерпретации структуры ядра ^{153}Gd провели Тьём и Элбек $^{6/}$. На основе анализа спектроскопических факторов реакций од-нонуклонных передач $^{154}\text{Gd}(d, t)$ и $^{152}\text{Gd}(d, p)$ они предлагали рассмат-ривать ядро ^{153}Gd как деформированное и приписывали основному состоянию нильссоновские характеристики $3/2^- [521]$ - орбиталь из сфе-рической подоболочки $1h_{9/2}$.

К этому же выводу приходят авторы многих более поздних работ, посвященных как экспериментальному исследованию ^{153}Gd в реакциях $(d, 2n)^{7/}$, $(\alpha, 3n)^{8/}$, $(^3\text{He}, \alpha)^{9/}$, (d, p) , $(d, t)^{10/}$ и в распаде ^{153}Tb , так и теоретическому рассмотрению свойств этого ядра в рамках роторной модели ("particle+rotor model") $^{8, II, I2/}$.

Однако в последних работах Гуттормсена и др. $^{I3/}$ а также Вар-нера и др. $^{I4/}$ предложено структуру как ядра ^{153}Gd , так и других изотонов с $N=89$ описывать в предположении, что их основные состояния принадлежат сферической подоболочке $2f_{7/2}$. Подытоживая

результаты указанных работ, мы видим, что, помимо неясности в интерпретации основного состояния, не затрагивается вопрос о возможном различии в степени деформации одноквазичастичных состояний. Неизвестно также, насколько сильны эффекты, связанные с взаимодействием квазичастиц с фононами, не проведены расчеты магнитных моментов и вероятностей электромагнитных переходов.

В настоящей работе в рамках модели оболочечной поправки Струтинского проводится расчет параметров деформаций основного и возбужденных состояний ядра ^{153}Ga и соседних нечетных изотопов и изотонов. Работа является продолжением нашей публикации, посвященной экспериментальному исследованию β -распада ^{153}Tb /1/.

Расчеты свойств ядра ^{153}Ga в рамках квазичастично-фононной модели /18/ и неадиабатической вращательной модели /23/, учитывающей квазичастично-фононные возбуждения остова, являются предметом отдельной публикации.

2. АНАЛИЗ РАВНОВЕСНЫХ ФОРМ ИЗОТОПОВ Ga И ИЗОТОНОВ С N = 89

2.1. Расчет параметров равновесных деформаций методом оболочечной поправки Струтинского

Потенциальная энергия ядра записывается в обычном виде

$$W(\alpha_1, \alpha_2) = E_{\text{LDM}} + \delta U + \delta P, \quad (1)$$

где E_{LDM} - энергия жидкой капли /16/; δU - сумма оболочечных поправок для протонов и нейтронов; δP - сумма оболочечных вариаций энергий спаривания для протонов и нейтронов.

Форма поверхности ядра считалась аксиально-симметричной. В качестве фигур нулевого приближения использовались овалы Кассини. Отклонение формы ядра от фигуры нулевого приближения представляется в виде разложения по полиномам Лежандра /19/:

$$R(x) = R_0 \left[1 + \sum_m \alpha_m P_m(x) \right]. \quad (2)$$

В расчетах учитывались деформации квадрупольного α_2 и гексадекапольного α_4 типов. Параметры α_2 и α_4 связаны с параметрами деформации ядра \mathcal{E}_2 и \mathcal{E}_4 , являющимися коэффициентами, описывающими форму ядра в цилиндрической системе координат, приближенными соотношениями:

$$\mathcal{E}_2 \approx \alpha_2, \quad \mathcal{E}_4 \approx -\alpha_4. \quad (3)$$

Оболочечные поправки δU вычислялись по методу Струтинского для спектра одночастичных состояний, полученного с использованием потенциала типа Вудса-Саксона:

$$V_{\text{ws}}(\vec{r}) = V(\vec{r}) + \frac{2\alpha}{h^2} \cdot [\vec{s}, \vec{p}] \cdot \text{grad } V(\vec{r}) + V_0, \quad (4)$$

где

$$V(\vec{r}) = V_0 [1 + \exp(-\psi/a)] \quad (5)$$

и V_0 - кулоновский член для протонной системы. Изотопическая зависимость глубины потенциальной ямы V_0 выбиралась в виде /17/:

$$V_0(p, n) = \bar{V} [1 + C_{\text{iso}}(N-Z)/A]. \quad (6)$$

Метод вычисления одночастичного спектра описан в работах /18, 24/. Используемые параметры потенциала приведены в табл. 1.

Таблица 1
Параметры несферического потенциала Вудса-Саксона

Параметр	Протоны	Нейтроны
r_0 , (фм)	1,24	1,26
a , (фм)	0,613	0,599
α , (фм ²)	0,36	0,40
V (МэВ)		51,4
C_{iso}		0,750

Поправка δP , связанная с учетом монополюсного спаривательного взаимодействия, вычислялась методом БКР /18/, при этом силы спаривания выбирались в соответствии с работой /20/ таким образом, чтобы получить наилучшее согласие с нечетно-четной разностью масс ядер в области $A \approx 155$. Учет эффекта блокировки проводился стандартным способом /18/.

Результаты расчетов параметров деформации и квадрупольных моментов для некоторых одноквазичастичных состояний ^{153}Ga приведены в табл. 2, а для других изотопов Ga - на рис. 1.

Начало стабильной деформации основных состояний нечетных ядер Ga, как ожидалось, соответствует ядру ^{153}Ga с $N = 89$, в котором сферическая нейтронная подоболочка $2f_{7/2}$ уже заполнена больше чем наполовину.

Для ядер с $N = 87$ энергия деформации становится меньше 1,5 МэВ. По мнению Ниелсена и Банкера /21/, эта энергия недостаточно велика, чтобы форму этих ядер рассматривать в статическом приближении.

Как энергия деформации, так и квадрупольная деформация ядер (рис. 1) резко возрастает в области $N = 87+91$, что указывает на принадлежность изотопов ^{153}Ga и ^{155}Ga к области переходных ядер. "Излом" кривых, представляющих зависимость \mathcal{E}_2 и Q_0 от числа нейтронов, как для основных, так и для рассматриваемых одночастичных возбужденных состояний, происходит при $N = 91+93$. Это, по-видимому, можно связать с началом заполнения очередной нейтронной подоболочки $1h_{9/2}$. Для более тяжелых изотопов Ga величины \mathcal{E}_2 и Q_0 практически выходят на "плато", а гексадекапольные деформации \mathcal{E}_4 стремятся к положительным значениям, уменьшаясь по абсолютной величине.

Таблица 2. Рассчитанные значения квадрупольных моментов и параметров деформации для некоторых состояний в ядре ^{153}Gd

	Осн. сост.	$3/2^- [521]$	$3/2^- [532]$	$5/2^- [523]$	$5/2^- [512]$	$1/2^- [530]$	$1/2^- [521]$
Q_0	4,951	4,704	5,133	4,663	4,453	5,127	4,700
ϵ_2	0,212	0,202	0,220	0,200	0,192	0,219	0,202
ϵ_4	-0,035	-0,025	-0,043	-0,022	-0,024	-0,041	-0,024
β_{20}	0,219	0,212	0,225	0,211	0,201	0,225	0,212
β_{40}	0,047	0,035	0,056	0,031	0,033	0,054	0,033

	$11/2^- [505]$	$7/2^+ [633]$	$5/2^+ [642]$	$3/2^+ [651]$	$1/2^+ [660]$	$3/2^+ [402]$	$1/2^+ [400]$
Q_0	5,944	4,744	5,033	5,198	4,983	6,001	6,018
ϵ_2	0,248	0,203	0,215	0,222	0,213	0,251	0,251
ϵ_4	-0,035	-0,023	-0,030	-0,039	-0,035	-0,035	-0,035
β_{20}	0,260	0,214	0,224	0,228	0,222	0,263	0,262
β_{40}	0,049	0,033	0,041	0,052	0,047	0,049	0,050

Разброс значений параметров ϵ_2 и Q_0 основных и возбужденных состояний уменьшается по мере возрастания N . Для ядра ^{153}Gd разброс ϵ_2 составляет 0,03 единицы относительно некоторого среднего значения $\epsilon_2 \approx 0,21$. Для основного состояния ^{153}Gd параметр ϵ_2 составляет 0,20. Бросаются в глаза две группы состояний, различающихся по величине квадрупольной деформации (рис. 1): основная группа – это орбитали из сферической оболочки $82 \leq N \leq 126$; другая – группа "восходящих" орбиталей $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$ из оболочки $50 \leq N \leq 82$. В случае ^{153}Gd первая группа расположена около $\epsilon_2 \approx 0,21$, а вторая – около $\epsilon_2 \approx 0,25$. Последние выводы касаются также других изотопов с $N = 89$. Из рис. 2 видно, что по мере возрастания Z в пределах $Z = 60+66$, их квадрупольные и гексадекапольные деформации имеют тенденцию к уменьшению.

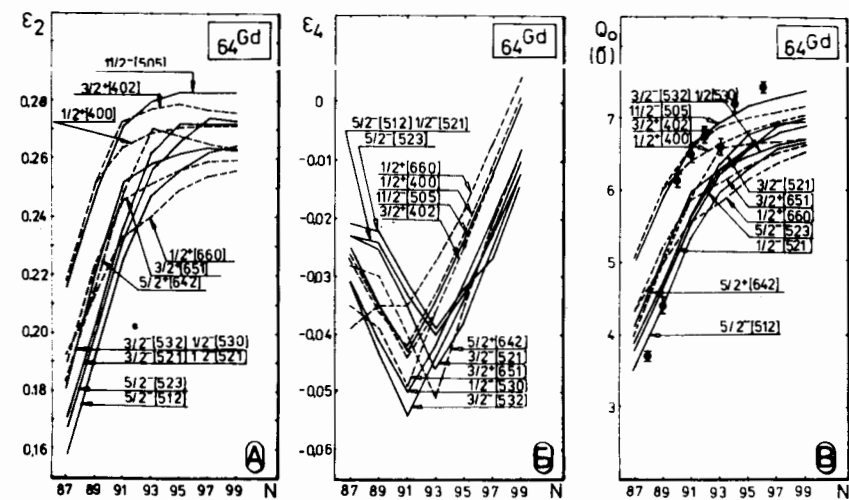


Рис. 1. Рассчитанные значения параметров квадрупольной ϵ_2 (А), гексадекапольной ϵ_4 (Б) деформаций и внутренних квадрупольных моментов Q_0 (В) в нечетных изотопах Gd . Сплошные линии относятся к состояниям отрицательной четности, пунктирные – к состояниям положительной четности. Экспериментальные значения Q_0 заимствованы из работы [25].

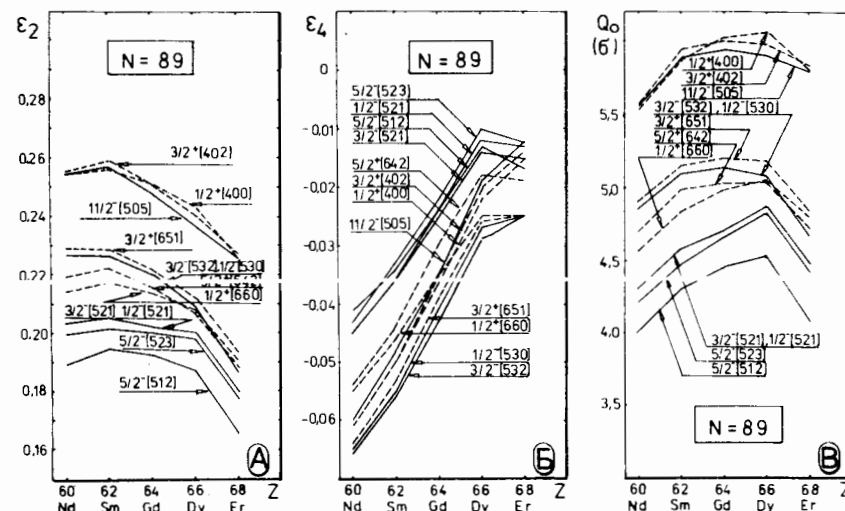


Рис. 2. Рассчитанные значения ϵ_2 (А), ϵ_4 (Б) и Q_0 (В) в изотопах с $N = 89$. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Как увидим в дальнейшем, при расчете свойств возбужденных состояний ^{153}Gd , в которых будем полагать деформацию всех одночастичных состояний одинаковой, состояния $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$ будут описываться заметно хуже, чем состояния основной группы.

Количество достоверных данных, касающихся формы рассматриваемых нечетных ядер, недостаточно, чтобы сделать количественный анализ значений параметров их равновесных деформаций, особенно в возбужденных состояниях.

Таблица 3

Внутренние квадрупольные моменты в некоторых нечетно-нейтронных
изотопах Gd и изотопах с $N = 89$

Ядро	Полоса	$2I_1 \rightarrow 2I_2$	$B(E2)(e^2 \text{б}^2)$	$Q_0(\delta)$	$\overline{Q_0^{CP}}(\delta)$
^{153}Gd	$3/2^- [521]$	$5^- \rightarrow 3^-$	$0,66 \pm 0,04$	$4,40 \pm 0,13$	$4,4 \pm 0,5$
		$7^- \rightarrow 5^-$	$0,47 \pm 0,10$	$4,7 \pm 0,5$	
		$7^- \rightarrow 3^-$	$0,30 \pm 0,06$	$4,6 \pm 0,5$	
^{155}Gd	$3/2^- [532]$	$5^- \rightarrow 3^-$	$0,55 \pm 0,06$	$4,03 \pm 0,22$	$4,03 \pm 0,22$
		$1/2^+ [660]$	$9^+ \rightarrow 5^+$	$0,90 \pm 0,14$	
^{157}Gd	$3/2^- [521]$	$5^- \rightarrow 3^-$	$1,31 \pm 0,17$	$6,2 \pm 0,4$	$6,2 \pm 0,4$
		$3/2^+ [651]$	$5^+ \rightarrow 3^+$	$1,02 \pm 0,11$	
^{151}Sm	$3/2^- [532]$	$5^- \rightarrow 3^-$	$2,2 \pm 1,0$	$8,0 \pm 1,8$	$6,9 \pm 0,6$
		$7^- \rightarrow 5^-$	$0,7 \pm 0,4$	$5,9 \pm 1,6$	
		$7^- \rightarrow 3^-$	$0,8 \pm 0,6$	$7,5 \pm 2,8$	
^{155}Dy	$3/2^- [521]$	$5^- \rightarrow 3^-$	$0,31 \pm 0,17$	$3,0 \pm 0,8$	$4,3 \pm 1,4$
		$7^- \rightarrow 5^-$	$0,61 \pm 0,16$	$5,4 \pm 0,7$	
^{155}Dy	$3/2^- [521]$	$7^- \rightarrow 5^-$	$0,19 \pm 0,05$	$3,7 \pm 0,5$	$4,7 \pm 1,0$
		$7^- \rightarrow 3^-$	$0,71 \pm 0,10$	$5,0 \pm 0,4$	
		$1/2^+ [660]$	$9^+ \rightarrow 5^+$	$\geq 0,24$	
^{155}Dy	$3/2^- [532]$	$5^- \rightarrow 3^-$	$\geq 0,24$	$\geq 2,7$	$\geq 2,7$
		$1/2^+ [660]$	$9^+ \rightarrow 5^+$	$\geq 0,28$	

Данные для расчета $B(E2)$ заимствованы из работ [1,12] для ^{153}Gd и [26,27] - для остальных ядер.

В табл. 3 собраны все известные нам данные о квадрупольных электрических моментах как для основных, так и для возбужденных состояний некоторых нечетно-нейтронных нуклидов. Информация, приведенная в таблице, извлечена из $B(E2)$ приведенных вероятностей внутриротацонных переходов. Большие ошибки в величинах Q_0 затрудняют выделить случай, который достаточно убедительно указывал бы на различие в величине квадрупольных моментов рассматриваемых возбужденных и основного состояний.

На рис. 3 представлено сравнение экспериментальных квадрупольных моментов Q_0 с результатами теоретических расчетов. Здесь мы приводим также данные, касающиеся четно-четных ядер Gd. Видно, что теоретические значения Q_0 как для четно-четных, так и для нечетных ядер с $N \geq 90$ систематически занижены приблизительно на 0,5 барн, а экспериментальные значения моментов изотопов с $N \leq 90$ уменьшаются более резко.

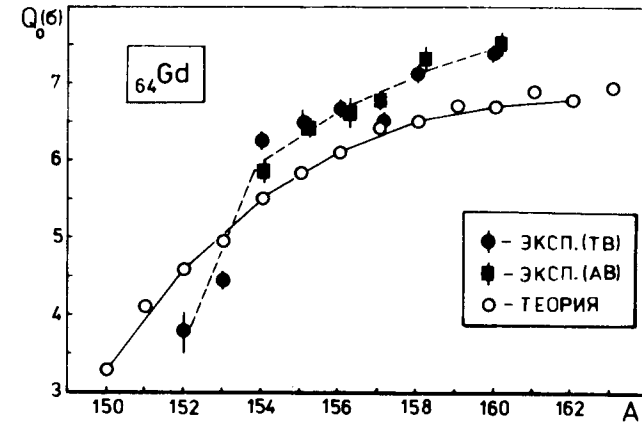


Рис. 3. Сравнение экспериментальных (из работы [25]) и теоретических значений квадрупольных моментов для четно-четных и нечетных изотопов Gd. ТВ - из измерений времен жизни ядерных уровней; АВ - из измерений на атомном пучке. Соединены только точки, соответствующие четно-четным изотопам Gd. Использованы также данные таблицы 3.

По-видимому, при расчете теоретических значений квадрупольных моментов этих ядер необходимо учитывать динамические эффекты.

Поэтому для ^{153}Gd можно ожидать несколько меньшей деформации, чем это дает расчет. С другой стороны, к выводам о величине внутренних квадрупольных моментов, полученных из величин $B(E2)$ внутриротацонных переходов, необходимо относиться осторожно, имея в виду неприменимость к переходным ядрам адиабатического приближения. В дальнейшем теоретическом описании ядра ^{153}Gd мы будем считать возможным изменить величину квадрупольной деформации в пределах: $0,17 \leq \epsilon_2 \leq 0,20$, имея в виду не только последние замечания относительно деформации основных состояний, но и результаты расчетов, представленные в табл. 2 для возбужденных состояний.

Экспериментальные данные о величине гексадекапольной деформации нечетных ядер Gd нам неизвестны, поэтому в соответствии с результатами расчетов (табл. 1) допускаем изменение этого параметра в пределах: $-0,05 \leq \epsilon_4 \leq -0,03$. Как уже говорилось, результаты расчетов дают значительно большую величину квадрупольной деформации возбужденных состояний $11/2^- [505]$, $3/2^+ [402]$ и $1/2^+ [400]$, чем для основных. Так как мы не располагаем экспериментальными данными о квадрупольных моментах для этих состояний, попробуем найти подтверждение этого различия, используя косвенные данные.

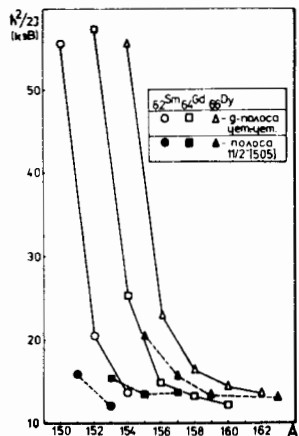


Рис. 4. Сравнение вращательных параметров $k^2/2J$ полос основных состояний четно-четных ядер и полос $II/2^- [505]$ в нечетных ядрах Zm, Gd и Dy . Сплошные линии и незаштрихованные фигуры относятся к полосам основного состояния в четно-четных ядрах, пунктирные линии и заштрихованные фигуры — к полосам $II/2^- [505]$ в нечетных ядрах. Данные для расчетов вращательных параметров заимствованы из работы [277].

Ротационная полоса, развитая на состоянии $II/2^- [505]$, наблюдается уже в ядре ^{151}Gd , у которого равновесная форма основного состояния близка к сферической.

Слабое возмущение полосы $II/2^- [505]$ кориолисовым взаимодействием позволяет нам сравнивать (рис. 4) ее вращательные параметры с параметрами полос основных состояний соседних четно-четных ядер. Видно, что значения $k^2/2J$ ядер Gd с $A = 151, \dots, 155, \dots$ более близки к значениям $k^2/2J$ для правых четно-четных соседей, чем для левых.

Используя полуэмпирическое соотношение

$$6 \frac{\hbar^2}{2J} = \frac{1225}{\beta^2 A^{1/3}}, \quad (7)$$

связывающее параметры инерции полос основных состояний четно-четных ядер с параметром квадрупольной деформации, и считая, следуя работе [22], что эта зависимость может быть в какой-то мере справедлива для ротационных полос $II/2^- [505]$, видим, что и квадрупольная деформация нечетных ядер Gd в этом состоянии также сравнима с квадрупольной деформацией правого четно-четного соседа.

Анализ экспериментальных значений Q_0 , приведенных на рис. 3, показывает, что внутренний квадрупольный момент ядра ^{153}Gd , извлеченный из величины $B(E2)$ внутриротационных переходов полосы основного состояния (см. табл. 3), сравним с величиной внутреннего квадрупольного момента ^{152}Gd , также определенного из анализа приведенной вероятности β -переходов в полосе основного состояния. Таким образом, по-видимому, разброс в значениях квадрупольной деформации ^{153}Gd — порядка разницы в квадрупольной деформации основных состояний соседних четных ядер Gd .

В заключение авторы выражают глубокую благодарность профессору К.Я.Громову за поддержку и постоянный интерес к работе и Х.Н.Бадалову за помощь в расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alikov B.A. et.al. Nucl.Phys., 1982, **A383**, p.333.
2. Peghaire A. Dissertstion, Orsay, 1977.
3. Prochaska I. et. al. Czech.J.Phys., 1983, **B34**, p.237.
4. Rektstad J. et.al. Nucl.Phys., 1981, **A371**, p.364.
5. Bâdică T. et.al. Hyperfine Interaction, 1977, **3**, 423p.
6. Tjom P.O., Elbek B. Kgl.Dan.Vidensk.Selsk.Matt.-fys.medd., 1967, **36**.
7. Borggreen J. et.al. Nucl.Phys., 1970, **A143**, p.255.
8. Lovhoiden G. et.al. Nucl.Phys., 1972, **A181**, p.589.
9. Lovhoiden G. et.al. Can.J.Phys., 1973, **51**, p.2354.
10. Lovhoiden G. et.al. Can.J.Phys., 1973, **51**, p.1369.
11. Tuurnala T. Z.Phys., 1974, **A268**, p.371.
12. Katajanehelmo R., Hammaren E. Phys.Scripta, 1979, **19**, p.497.
13. Guttormsen M. et.al. Nucl.Phys., 1978, **A298**, p.122.
14. Warner D.D. et.al. J.Phys.(London), 1978, **G4**, p.1887.
15. Струтинский В.М. и др. КИЯИ-73-1Я, М., 1973.
16. Brack M. et.al. Rev.Mod.Phys., 1973, **44**, p.320.
17. Чепурнов В.А. "Ядерная физика", 1967, **6**, стр.955.
18. Соловьев В.Г. В кн. "Теория сложных ядер", М., "Наука", 1971.
19. Pashkevich V.V. Nucl.Phys., 1971, **A169**, p.275.
20. Flaendolf S. Nucl.Phys., 1976, **A462**, p.150.
21. Nielsen B.S., Bunker M.E. Nucl.Phys., 1976, **A245**, p.376.
22. Винтер Г. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, стр.895.
23. Базнат М.И. и др. ЭЧАЯ, 1973, т.4, стр.941.
24. Пашкевич В.В., Струтинский В.М. "Ядерная физика", 1969, **9**, стр.56.
25. Авотина М.П., Золотавин А.В. В кн. "Моменты основных и возбужденных состояний ядер", т.1, М., Атомиздат, 1979.
26. Andrejtsceff W. et.al. Atomic Data Tabl., 1975, **16**, p.515.
27. Lederer C.M., Shirley V.S. "Table of Isotopes", 7th-ed., N.-Y., J.Willey & Sons, 1978.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1983 года.

Аликов Б.А. и др.

6-83-410

Структура уровней ядра ^{168}Qd
Анализ равновесных значений параметров деформаций
основного и возбужденных состояний

На основе метода оболочечной поправки Струтинского при использовании нефермического потенциала Вудса-Саксона рассчитаны параметры квадрупольной и гексадекапольной деформаций и внутренние квадрупольные моменты основных и возбужденных состояний нечетных изотопов Qd и изотонов с $N = 89$. Проводится анализ полученных результатов. Рассчитанные значения внутренних квадрупольных моментов сравниваются с экспериментальными, определенными из анализа приведенных вероятностей $B(E2)$ -переходов и из измерений на атомном луче. Получено хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных значений квадрупольных моментов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Alikov B.A. et al.

6-83-410

^{168}Qd Nucleus Level Structure.
Analysis of Equilibrium Values of the Ground and Excited
States Deformation Parameters

Parameters of quadrupole and hexadecapole deformations and intrinsic quadrupole moments of the ground and excited states of the odd Qd-isotopes and isotones with $N = 89$ are calculated on the basis of Strutinsky shell-correction method using the Woods-Saxon non-spherical potential. The results are compared with the experimentally found values.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод авторов.