ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 10886

П.П.Райчев, Р.П.Русев

УРОВНИ ЭНЕРГИИ И ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ Е2-ПЕРЕХОДОВ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В СХЕМЕ SU(3)

1977

P4 - 10886

П.П.Райчев,* Р.П.Русев *

УРОВНИ ЭНЕРГИИ И ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ Е2-ПЕРЕХОДОВ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР В СХЕМЕ SU(3)

Направлено в ЯФ

* ИЯИЯЭ Болгарской АН, София

Райчев П.П., Русев Р.П. P4 - 10886

Уровни энергии и приведенные вероятности E2-переходов деформированных четно-четных ядер в схеме SU(3)

В рамках схемы SU(3) даны правила вычисления приведенных матричных элементов и электрических квадрупольных операторов, а также энергий состояний в основной и гамма-ротационной полосах.

Достигнуто хорошее количественное согласие с экспериментальной картиной в области редкоземельных элементов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Raichev P.P., Rusev R.P. P4 - 10886

Energy Levels and Reduced Probabilities of E2-Transitions for Deformed Even-Even Nuclei in SU(3) Scheme

Within the SU(3) scheme rules are given for the calculation of reduced matrix elements and electric quadrupole operators, as well as of state energies in a ground and gamma-rotational bands. A good quantitative agreement with experimental results for the rare-earth region has been achieved.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. В работе [1] выяснена роль группы SU(3) для объяснения энергетических уровней и классификации состояний легких ядер. Обзор результатов в этом направлении дается в монографиях [2,3]. Все эти работы основываются на оболочечной модели и ограничиваются рассмотрением легких ядер, принадлежащих 1p и 2s–1d -оболочкам. Применение схемы SU(3) в области тяжелых ядер считалось неправдоподобным, так как казалось, что остаточные взаимодействия в тяжелых ядрах разрушают симметрию, наблюдаемую в области легких ядер.

В работах [4,5] высказано предположение о том, что схема SU(3) может быть использована при описании тяжелых деформированных четно-четных ядер. При этом допускается, что спектр деформированных четно-четных ядер есть результат нарушения первоначальной SU(3) - симметрии в ядрах, т.е. нижайшие коллективные состояния деформированных четно-четных ядер объединяются в расщепленные мультиплеты группы SU(3). Формально это предположение основывается на том, что низколежащие состояния этих ядер имеют те же значения углового момента ℓ, которые содержатся в мультиплете SU(3), определенном числами (λ,μ), где λ - четное число, а μ принимает значения $\mu = 0,2,4,\ldots$ Так, например, мультиплету $(\lambda,2)$ / λ четное/ принадлежат состояния со следующими значениями углового момента:

$$\ell = \begin{matrix} 0,2,4,\ldots\ \lambda & (K=0) \\ 2,\ 3,4\ldots\ \lambda+2 & (K=2), \end{matrix} \qquad /1/$$

где K различает состояния с одинаковым ℓ, встречающимся два раза в мультиплете. С другой стороны, энергетические спектры рассматриваемых ядер содержат две ротационные полосы - основную - $(K^\pi=0^+)$ с $\ell = 0,2,4...$ и γ вибрационную - $(K^\pi=2^+)$ с $\ell = 2,3,4$ и т.д. Это позволяет формально предположить, что обе полосы принадлежат к SU(3) мультиплету $(\lambda,2)$ и что наблюдаемый спектр является нарушенной SU(3) -симметрией.

Предположение перестает быть формальным и приобретает физический смысл, только если построенная с его помощью схема способна описать наблюдаемый спектр деформированных четно-четных ядер, и приведенные вероятности E2 -переходов между состояниями расщепленного (λ,μ) мультиплета. В [5] было показано, что если энергетический спектр возникает в результате нарушения SU(3) -симметрии, то для приведенных вероятностей E2 -переходов можно получить соотношения, находящиеся в хорошем согласии с экспериментом. Оставался, однако, открытым вопрос, можно ли в рамках этой схемы получить также и наблюдаемые энергетические спектры ядер. Настоящая работа посвящена этому вопросу.

2. В рассматриваемой версии схемы SU(3) предполагается, что гамильтониан можно записать в виде:

$$H = H_0 + V, \qquad /2/$$

где H_0 инвариантен относительно SU(3), а V нарушает SU(3) симметрию, так что полный гамильтониан инвариантен только относительно группы трехмерных вращений 0(3).

Таким образом, расщепляется мультиплет (λ,μ). При этом микроскопическая реализация операторов H_0 и V для нас несущественна. Роль будет играть только тензорная природа слагаемых, входящих в гамильтониан. Чтобы определить вид оператора V и его действие на базисные векторы мультиплета SU(3), приведем некоторые результаты работы [4].

Унитарные неприводимые представления группы SU(3) определяются двумя числами n и T $(n = 0,1,2,..T=\frac{n}{2},\frac{n}{2}-1)$.

Состояния, принадлежащие мультиплету (n,T), различаются значениями углового момента ℓ, его проекцией m и дополнительным квантовым числом α, которое принимает целочисленные значения и отличает состояния с одинаковыми ℓ, встречающиеся несколько раз в (n,T) мультиплете. Состояния с максимальной проекцией момента $m=\ell$ строятся следующим образом:

$$|nT\ell\alpha\rangle = z^{\beta}\xi_1^{\ell_1}(\xi_1\eta_0-\xi_0\eta_1)^{\ell_2}(\xi^2)^{r}(A^+)^{\alpha}|0\rangle . \qquad /3а/$$

Здесь ξ_k и η_k - трехмерные векторы в сферическом базисе, а z, ξ^2 и A^+ имеют следующий вид:

$$z = \xi_0(\xi_1\eta_0-\xi_0\eta_1)+\xi_1(\xi_1\eta_{-1}-\xi_{-1}\eta_1)$$

$$\xi^2=\xi_0^2+2\xi_1\xi_{-1}, \quad \eta^2=\eta_0^2+2\xi_1\xi_{-1}$$

$$(\xi\eta)=\xi_0\eta_0+\xi_1\eta_{-1}+\xi_{-1}\eta_1 \qquad /3б/$$

$$A^+=\xi^2\eta^2-(\xi\eta)^2 .$$

Числа ℓ_1, ℓ_2, α, β принимают целочисленные значения:

$$\ell_1=\ell+2\alpha-\frac{1}{2}n+T$$

$$\ell_2=\frac{1}{2}n-T-2\alpha-\beta \qquad /4/$$

$$r=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}n-T-2\alpha-\beta\right)$$

$$\max\left\{0,\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}n-T-\ell\right)\right\}\le\alpha\le\min\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{2}n-T-\beta\right),\frac{1}{2}\left(\frac{n}{2}+T-\ell-\beta\right)\right\},$$

а $\beta=0$, когда $\frac{n}{2}+T-\ell$ четное и $\beta=1$ в противном случае. К сожалению, состояния /3а/ с разными α неортогональны, так как не являются собственными векторами некоторого эрмитового оператора. Можно, однако, построить линейные комбинации $|nT\ell\omega> = \sum_{\alpha} C_{\alpha}^{\omega} |nT\ell\alpha>$,

которые выбираются из условия диагональности H и, следовательно, будут ортогональны как по ℓ, так и по ω.

Числа n, T и α связаны с λ, μ и K схемы Эллиота с помощью

$$\lambda = 2T, \quad \mu = \frac{n}{2} - T, \quad K = \frac{n}{2} - 2T - 2\alpha. \qquad /5/$$

Векторы ξ_k и η_k рассматриваются как операторы рождения. Вакуумное состояние определяется из условия

$$\xi_k^+ |0> = 0; \quad \eta_k^+ |0> = 0, \qquad /6/$$

где

$$\xi_k^+ = \frac{\partial}{\partial \xi_k}, \quad \eta_k^+ = \frac{\partial}{\partial \eta_k}.$$

С помощью операторов ξ_k, ξ_k^+ и η_k, η_k^+ можно построить генераторы группы $SU(3)$ [4]. Введем следующие обозначения:

$$B_m^k = \xi_m \xi_k^+ + \eta_m \eta_k^+. \qquad /7/$$

Тогда операторы углового момента записываются в виде:

$$L_0 = B_1^1 - B_{-1}^{-1}, \quad L_1 = B_1^0 - B_0^{-1}, \quad L_{-1} = L_1^+, \qquad /8/$$

а тензор квадрупольного момента:

$$Q_2 = B_1^{-1}, \; Q_1 = B_1^0 + B_0^1, \; Q_0 = 2B_0^0 - B_1^1 - B_{-1}^{-1}, \; Q_{-m} = Q_m^+. \qquad /9/$$

Приступим теперь к определению вида оператора V в /2/. Еще Эллиотом было показано [1], что если V имеет вид Q-Q взаимодействия, т.е. $\ell = 2,3,4 \dots n-3$,

$$V = \kappa Q \cdot Q = \kappa \sum_m (-1)^m Q_{-m} Q_m, \qquad /10/$$

то порождаемый им спектр имеет ротационный характер, т.е. мультиплет расщепляется по закону $\kappa\ell(\ell+1)$. Этот способ нарушения симметрии неудовлетворителен, поскольку состояния с одинаковыми ℓ, принадлежащие различным полосам, получаются с одинаковыми энергиями, что противоречит эксперименту.

Баргманн и Мошинский [6] показали, что существует еще один оператор, который снижает $SU(3)$ -симметрию до $O(3)$. Этот оператор имеет вид:

$$\Omega_1 = Q^3 = \sum_{\mu\nu\lambda} Q_{\mu\nu} Q_{\mu\lambda} Q_{\nu\lambda} \qquad /11/$$

и может быть интерпретирован как ангармоническое квадрупольное взаимодействие. Оказывается, однако, что при применении этого оператора состояния второй полосы получаются ниже, чем соответствующие состояния основной полосы, и поэтому он непригоден для описания спектра.

В [4] показано, что существует еще один оператор $\Omega_2 = A^+A$, который инвариантен относительно $O(3)$ и расщепляет (n,T) -мультиплет. Здесь A^+ дается выражением /3/, а A - эрмитово сопряженный к A^+. Смысл оператора Ω_2 выясняется следующим образом. Если считать, что операторы ξ_k и η_k рождают частицы с "псевдоспином" 1/2 и проекцией псевдоспина +1/2 и −1/2, соответственно, то можно ввести операторы "псевдоспиновой" группы

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\xi\eta^+), \quad T_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\eta\xi^+), \quad T_0 = \frac{1}{2}(\xi\xi^+ - \eta\eta^+). \qquad /12/$$

С помощью этих операторов легко можно проверить, что ξ^2, $\xi\eta$ и η^2 - операторы рождения пары частиц с угловым моментом $\ell = 0$ и проекцией "псевдоспина" 1, 0 и 1 соответственно. Единственную инвариантную комбинацию с нулевым угловым моментом и нулевым псевдоспином, которую можно построить с помощью ξ^2, $\xi\eta$ и η^2, является оператор $A^+ = \xi^2\eta^2 - (\xi\eta)^2$. Поэтому оператор A^+ можно рассматривать как оператор рождения четырех частиц с нулевым спином и псевдоспином. Такая система является естественным обобщением пары сверхпроводящего типа в ядре, а оператор $\Omega_2 = A^+A$ можно условно рассматривать как оператор числа “альфаподобных образований“ в ядре. Оператор Ω_2 действует только на состояния основной ротационной полосы.

3. В данной работе мы выбираем оператор взаимодействия в следующем виде:

$$V = \mu Q^2 - \kappa(\Omega_1 - \lambda\Omega_2) \qquad /13/$$

и используем его для ортогонализации базиса и для нахождения энергетического спектра ряда тяжелых деформированных четно-четных ядер. Мы рассматриваем часто встречаемый случай, когда имеются две ротационные полосы - основная ($K^\pi = 0^+$) и γ-ротационная ($K^\pi = 2^+$). В этом случае n - четное, а $T = \frac{n}{2} - 2$ и возможны следующие состояния:

а/ Основная полоса. Здесь $\alpha = 1$, а $= 0, 2, \ldots, n-4$. Остальные квантовые числа равны

$$\ell_1 = \ell, \ \ell_2 = 0, \ r = \frac{1}{2}(n - \ell - 4), \ \beta = 0. \qquad /14/$$

б/ Полоса $\alpha = 0$. Угловой момент принимает значения $\ell = 2, 3, 4, \ldots, n-3$, а остальные квантовые числа определяющие базисные векторы, следующие:

$$\ell_1 = \ell - 2, \ \ell_2 = 2 - \beta, \ r = \frac{1}{2}(n - \ell - 2 - \beta);$$

$$\beta = \begin{cases} 0 & \ell \text{ -четное} \\ 1 & \ell \text{ -нечетное.} \end{cases} \qquad /15/$$

Матричные элементы оператора Ω_1 имеют следующий вид /ℓ - четное/:

$$\begin{aligned}
&\langle nT\ell 1|\Omega_1|nT\ell 1\rangle = -(2k-3)\,\ell(\ell+1) - 6\,\ell(\ell-1) \\
&\langle nT\ell 1|\Omega_1|nT\ell 0\rangle = -6(2n-3) + 6(2\ell+1) \\
&\langle nT\ell 0|\Omega_1|nT\ell 1\rangle = 12\,\ell(\ell-1) \\
&\langle nT\ell 0|\Omega_1|nT\ell 0\rangle = -(2n-3)[\ell(\ell+1) - 12] + 6\ell(\ell-1).
\end{aligned} \qquad /16/$$

Состояния с нечетным ℓ встречаются только в полосе $\alpha = 0$ и существует только один матричный элемент

$$\langle nT\ell 0|\Omega_1|nT\ell 0\rangle = -(2n-3)[\ell(\ell+1) - 12]. \qquad /17/$$

Матричные элементы оператора Ω_2 имеют вид:

$$\begin{aligned}
&\langle nT\ell 1|\Omega_2|nT\ell 0\rangle = 2(n+\ell)(n-\ell-2) \\
&\langle nT\ell 1|\Omega_2|nT\ell 1\rangle = 4(n-1)^2 - 2\ell(\ell+1).
\end{aligned} \qquad /18/$$

Остальные матричные элементы этого оператора равны нулю.

Собственные векторы оператора /1/ ищем в виде

$$|nT\ell\omega\rangle = \sum_{\alpha=0,1} \langle nT\ell\alpha|nT\ell\omega\rangle |nT\ell\alpha\rangle, \qquad /19/$$

где $|nT\ell\omega\rangle$ удовлетворяют уравнения

$$V|nT\ell\omega\rangle = \omega|nT\ell\omega\rangle. \qquad /20/$$

Легко видеть, что в случае четных ℓ собственными значениями оператора V являются корни секулярного уравнения

$$\begin{vmatrix} \langle nT\ell 0|V|nT\ell 0\rangle - \omega & \langle nT\ell 1|V|nT\ell 0\rangle \\ \langle nT\ell 0|V|nT\ell 1\rangle & \langle nT\ell 1|V|nT\ell 1\rangle - \omega \end{vmatrix} = 0. \qquad /21$$

Таким образом, для энергии четных состояний получаем

$$\begin{aligned}
E_\ell^\pm = {} & \mu\,\ell(\ell+1) + \kappa\{(2n-3)[\ell(\ell+1) - 6] - \lambda[2(n-1)^2 + \ell(\ell+1)] \\
& \pm \sqrt{[6(2n-3) + \lambda[2(n-1)^2 - \ell(\ell+1)]]^2 + 36\left(1 + \frac{\lambda}{3}\right)(\ell-1)(\ell+1)(\ell+2)},
\end{aligned} \qquad /22/$$

где E_ℓ^- относятся к основной полосе, а E_ℓ^+ - к γ -ротационной. Энергия основного состояния отсчитывается от значения

$$\omega(\ell = 0) = \kappa\lambda 4 (n-1)^2 . \qquad /23/$$

При этом $E_\ell^\pm = \omega^\pm(\ell) - \omega(\ell = 0)$.
Аналогично для состояний с нечетными ℓ получаем:

$$E_\ell = \mu \ell(\ell+1) + \kappa\{(2n-3)[\ell(\ell+1)-12] - 4\lambda(n-1)^2\}. \qquad /24/$$

Здесь параметры μ, κ, λ определяются из эксперимента, а квантовое число n зависит от максимального спина ℓ_{max} в основной полосе. Оказывается, однако, что результаты несущественно меняются с изменением n, так что в дальнейшем мы везде полагаем $n = 14$.

4. Для определения приведенных вероятностей $E2$-переходов надо найти матричные элементы оператора Q между состояниями /19/. Воспользуемся соотношением

$$Q_0 |nT\ell\,\alpha\rangle = \sum_{\substack{s=0,\pm 1\\ k=0,1,2}} a_s^{(k)} (L_{-1})^k \, |nT\ell + k\;\alpha + s\rangle ,$$

где коэффициенты $a_s^{(k)}$ были вычислены в [4,5]. Тогда

$$Q_0 |nT\ell\,\omega\rangle = \sum_\alpha \sum_{k,s} \langle nT\ell\,\alpha | nT\,\ell\,\omega\rangle a_s^{(k)} (L_{-1})^k |nT\ell+k, \alpha+s\rangle$$

$$= \sum_{\omega',\alpha,k,s} \langle nT\ell\alpha | nT\ell\,\omega\rangle \langle nT, \ell+k, \omega' | nT\,\ell+k, \alpha+s\rangle \;\times$$

$$\times\, a_s^{(k)} (L_{-1})^k \, |nT\ell + k\omega'\rangle .$$

Коэффициенты преобразования $\langle nT\ell\alpha | nT\ell\omega\rangle$ определяются с помощью уравнения /20/, после чего нетрудно определить матричные элементы $\langle nT\ell+k\omega' \| Q \| nT\ell_\omega\rangle$.

Таблица 1

Значения параметров μ, κ и λ для ядер элементов редкоземельной области

Ядро	μ	κ	λ	Ядро	μ	κ	λ
^{152}Sm	-11,51	1,001	-2,003	^{168}Yb	-8,20	0,757	-2,298
^{154}Sm	-25,59	1,356	-2,008	^{170}Yb	-11,11	0,839	-2,400
^{154}Gd	- 8,56	0,906	-2,015	^{174}Yb	-22,20	1,163	-2,534
^{156}Gd	-13,35	0,940	-2,231	^{174}Hf	-10,97	0,855	-2,477
^{158}Gd	-17,68	1,068	-2,058	^{176}Hf	- 3,44	0,532	-4,062
^{160}Dy	-10,67	0,862	-2,035	^{178}Hf	- 8,17	0,775	-2,640
^{162}Dy	- 2,36	0,498	-2,994	^{180}Hf	- 9,57	0,836	-2,484
^{164}Dy	- 3,06	0,503	-2,591	^{182}W	-10,80	0,920	-2,364
^{160}Er	- 3,00	0,748	-1,989	^{186}W	- 2,25	0,613	-2,008
^{164}Er	- 7,09	0,767	-2,012	^{186}Os	- 2,33	0,649	-2,006
^{166}Er	- 1,34	0,470	-2,804	^{184}Os	- 3,93	0,780	-2,146
^{168}Er	- 6,68	0,690	-2,124	^{182}Os	- 3,45	0,780	-2,020

Таблица 2

Значения энергий (в кэВ) и отношения приведенных вероятностей E2-переходов

^{152}Sm

K = 0			K = 2		
J	E_J(exp)	E_J(th)	J	E_J(exp)	E_J(th)
2	I2I,78	I04,88	2	I085,8	II36,96
4	366,44	346,I2	3	I233,8	I2I7,77
6	706,90	7I3,95	4	I37I,6	I330,29
8	II25,60	II39,86			
I0	I609,00	I748,47			

$\frac{B(E2,2_2\to 0_0)}{B(E2,2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 2_0)}{B(E2;4\to 4)}$		$\frac{B(E2;2_2\to 4_0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 6_0)}{B(E2;4_2\to 4_0)}$	
exp	th	exp	th	exp	th	exp	th
0,408	0,408	0,095	0,07I	0,086	0,I33	0,II4	0,363

^{154}Sm

K = 0			K = 2		
J	E_J (exp)	E_J(th)	J	E_J(exp)	E_J (th)
2	82,0	82,I3	2	I440,0	I485,60
4	266,9	269,08	3	I540,0	I533,26
6	544,3	547,75	4	I660,0	I605,62
8	903,4	893,I3			

$\frac{B(E2;2_2\to 0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 2_0)}{B(E2;4_2\to 4_0)}$		$\frac{B(E2;2_2\to 4_0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$	
exp	th	exp	th	exp	th
0434	0,409	0,I56	0,072	0,I35	0,I32

Таблица 2 (продолжение)

^{160}Dy

K = 0			K = 2		
J	E_J(exp)	E_J(th)	J	E_J (exp)	E_J (th)
2	86,9	86,07	2	966,I	994,I8
4	283,8	284,08	3	I049,I	I059,I8
6	58I,0	586,07	4	II55,9	II49,72
8	967,0	976,80	5	I288,5	I254,85
I0	I428,7	I434,62	6	I438,I	I403,29

$\frac{B(E2;2_2\to 0_0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 2_0)}{B(E2;4_2\to 4_0)}$		$\frac{B(E2;2_2\to 4_0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 6_0)}{B(E2;4_2\to 4_0)}$	
exp	th	exp	th	exp	th	exp	th
0,532	0,4I5	0,I43	0,076	0,064	0,I34	0,2I4	0,356

^{162}Dy

K = 0			K = 2		
J	E_J(exp)	E_J(th)	J	E_J (exp)	E_J(th)
2	80,7	78,5I	2	888,2	9I9,57
4	265,7	26I,7I	3	963,0	980,I8
6	548,5	549,56	4	I06I,0	I06I,0I
8	920,9	942,03	5	II82,8	II62,02
I0	I374,6	I439,0I			

$\frac{B(E2;2_2\to 0_0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 2_0)}{B(E2;4_2\to 4_0)}$		$\frac{B(E2;2_2\to 4_0)}{B(E2;2_2\to 2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to 6_0)}{B(E2;4_2\to 4_0)}$	
exp	th	exp	th	exp	th	exp	th
0,526	0,548	0,I43	0,I89	0,053	0,090	0,II6	0,224

Таблица 2 (продолжение)

^{164}Er

K=0			K=2		
J	E_J (exp)	E_J(th)	J	E_J(exp)	E_J(th)
2	9I,4	90,8I	2	860,3	885,53
4	299,5	300,05	3	946,3	957,82
6	6I4,3	620,34	4	I058,3	I057,82
8	I024,3	I037,63	5	II97,5	II75,32
I0	I5I7,6	I532,50	6	I358,3	I357,08

$\frac{B(E2;2_2\to0_0)}{B(E2;2_2\to2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to2_0)}{B(E2;4_2\to4_0)}$		$\frac{B(E2;2_2\to4_0)}{B(E2;2_2\to2_0)}$	
exp	th	exp	th	exp	th
0,446	0,4I0	0,073	0,072	0,II2	0,I32

^{166}Er

K=0			K=2		
J	E_J(exp)	E_J(th)	J	E_J(exp)	E_J(th)
2	80,6	78,24	2	785,9	8II,9I
4	265,0	260,60	3	859,4	874,35
6	545,4	546,44	4	956,2	957,89
8	9II,2	934,45	5	I075,3	I06I,70
I0	I344,0	I42I,66	6	I2I5,9	II87,97

$\frac{B(E2;2_2\to0_0)}{B(E2;2_2\to2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to2_0)}{B(E2;4_2\to4_0)}$		$\frac{B(E2;2_2\to4_0)}{B(E2;2_2\to2_0)}$		$\frac{B(E2;4_2\to6_0)}{B(E2;4_2\to4_0)}$	
exp	th	exp	th	exp	th	exp	th
0,538	0,527	0,I75	0,I70	0,097	0,095	0,254	0,243

Таким образом, для отношения приведенных вероятностей E2-переходов, т.е. для $\frac{2_2\to0}{2_2\to2_0}$, $\frac{4_2\to2_0}{4_2\to4_0}$, $\frac{2_2\to4_0}{2_2\to2_0}$ и т.д. мы получаем громоздкие выражения, которые приводить не будем. Существенно, однако, что эти выражения зависят только от параметра λ.

5. При помощи формул /22/, /24/ и выражений для отношения приведенных вероятностей E2-переходов параметры μ, κ и λ были определены примерно для 30 ядер /*табл. 1*/. Следует отметить, что параметр λ мало меняется от ядра к ядру и в этом смысле оператор $\Omega_1-\lambda\Omega_2$ в /13/ является одним и тем же для всех ядер. Параметр κ также меняется не очень сильно, но параметр μ испытывает большие изменения. Это легко понять, имея в виду, что член μQ^2 дает основной вклад в момент инерции и в основном определяет деформацию ядра.

Сравнение результатов рассматриваемой нами версии схемы SU(3) с экспериментальными данными для некоторых ядер показано в *табл. 2*. Видно, что оператор /13/ правильно описывает энергетический спектр деформированных четно-четных ядер и вместе с тем дает разумные значения для относительных вероятностей E2-переходов.

Авторы благодарят Г.Н.Афанасьева за обсуждения и С.Р.Аврамова за помощь при численных расчетах. Один из них /П.Р./ приносит благодарность проф. В.Г.Соловьеву за поддержку и гостеприимство в ОИЯИ.

Литература

1. *Elliot J.R. Proc.Roy.Soc., 1958, A245, 128.*
2. *Harvey M. Advances in Nucl.Phys., v. 1, Plenum Press, N.Y., 1968.*
3. *Halbert E.C. e.a. Advances in Nucl.Phys., v. 4, Plenum Press, N.Y., 1970.*
4. *Афанасьев Г.Н., Аврамов С.Р., Райчев П.П. ЯФ, 1972, 16, 53.*
5. *Райчев П.П. ЯФ, 1972, 16, 1171.*
6. *Bargmann V., Moshinsky M. Nucl.Phys., 1960, 18, 697; 1961, 23, 177.*

Рукопись поступила в издательский отдел
22 июля 1977 года.