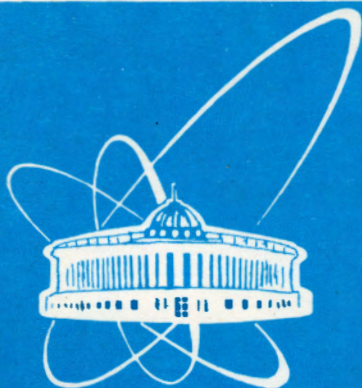


94-229



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-94-229

И.Н.Михайлов, П.Н.Усманов, Ш.Бриансон*

ПРИРОДА ЯДЕРНЫХ КОЛЛЕКТИВНЫХ МОД
ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

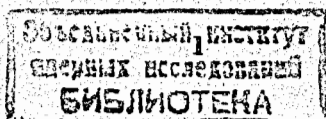
*Центр ядерной спектроскопии и масс-спектрометрии,
ОРСЭ, Франция

1994

Исследования последних 10 лет, обогатив представления о структуре атомных ядер открытием ядер чрезвычайно мягких или даже нестабильных по отношению к деформации, нарушающей зеркальную симметрию, поставили ряд весьма глубоких вопросов. Нет полной ясности даже в понимании природы степеней свободы, участвующих в формировании низколежащих коллективных состояний отрицательной четности /1-8/. Теоретический анализ позволяет предположить участие степеней свободы деформации поверхности с различными значениями λ и μ ($\lambda \geq 3$) /9/. Дипольные переходы в ядрах между состояниями с небольшой энергией возбуждения составляют, как правило, небольшую долю одночастичной единицы Вайскопфа. В таких условиях не исключена возможность влияния на их интенсивность отклонений от правил длинноволнового приближения, т.е. интерференция в амплитуде перехода вкладов от дипольного зарядового и тороидального моментов /15/.

В данной работе анализируется экспериментально обнаруженная сильная зависимость приведенной вероятности дипольных и октупольных переходов от спина в ядрах $^{220, 226}\text{Ra}$ /10-13/. Внутренние матричные элементы оператора, генерирующего дипольные γ -переходы, параметризуются с учетом участия дипольного электрического (d), а также дипольного тороидального и магнитного квадрупольного (t) моментов.

Описываются энергетический спектр, вероятности $E1$ -, $E2$ - и $E3$ - переходов из октупольных полос и внутри них. Оцениваются значения $B(E2)$ между состояниями $K^\pi = 0^-$ и 1^- -полос.



МОДЕЛЬ

Спектр состояний и вероятности квадрупольных переходов свидетельствуют о наличии стабильной деформации в $^{220, 226}\text{Ra}$. Поэтому для изучения свойств коллективных состояний отрицательной четности гамильтониан ядра выбираем в виде /4/:

$$H_{K, K'} = H_{\text{rot}}(I^2) \delta_{K, K'} + H'_{K, K'} \quad (1)$$

$$H'_{K, K'} = \omega_K b_K^+ b_K \delta_{K, K'} - \omega_{\text{rot}}(I) (j_x)_{K, K'} \delta_{K, K' \pm 1} \quad (2)$$

где ω_K — головная энергия октупольной полосы; b_K^+ и b_K — фоновые операторы, которые характеризуются / квантовым числом K — проекцией углового момента на ось симметрии ядра; $\omega_{\text{rot}}(I)$ — угловая частота вращения ядра; $(j_x)_{K, K'}$ — матричный элемент, описывающий кориолисово смешивание октупольных полос.

Волновую функцию, описывающую состояние аксиально-симметричного ядра, согласно /3, 4/, напомним в следующем виде:

$$\Psi_K^I = \left[\frac{2I+1}{16\pi^2} \right]^{1/2} \sum_{K'} \frac{\Psi_{K', K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K', 0}}} \times$$

$$\times \left[D_{MK}^I b_K^+ + (-1)^{I+K'} D_{M-K}^I b_{-K'}^+ \right] |0\rangle \quad (3)$$

где $\Psi_{K', K}^I$ — коэффициенты смешивания.

Решая уравнение Шредингера

$$H'_{KK'} \Psi_{Kn} = \varepsilon_n \Psi_{Kn} \quad (4)$$

определяем собственную волновую функцию Ψ_{Kn} и собственные значения энергии ε_n .

Полную энергию состояний находим как сумму вращательного и внутреннего компонентов:

$$E_K(I) = E_{\text{rot}}(I) + \varepsilon_K(I) \quad (5)$$

Энергию вращающегося остова $E_{\text{rot}}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса /14/:

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{1}{2} J_0 \omega_{\text{rot}}^2(I) + \frac{3}{4} J_1 \omega_{\text{rot}}^4(I) \quad (6)$$

$$\sqrt{I(I+1)} = J_0 \omega_{\text{rot}}(I) + J_1 \omega_{\text{rot}}^3(I),$$

где J_0 и J_1 — инерционные параметры вращающегося остова.

При этом для угловой частоты $\omega_{\text{rot}}(I)$ можно написать следующую формулу:

$$\omega_{\text{rot}}(I) = \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} + \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} - \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3},$$

где $\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

Для вычисления $E1$ - переходов из состояний октупольных полос мультипольный оператор выбираем в виде:

$$m(E1) = \sum_{\nu} m'(E1; \nu) D_{\mu\nu}^1(\theta) \quad (7)$$

$$m'(E1; \nu) = m_{\nu} (b_{\nu}^+ + (-1)^{\nu} b_{-\nu})$$

Внутренние матричные элементы оператора, генерирующего дипольные γ - переходы, параметризуем следующим образом /15/:

$$\langle K^- | m_\nu | 0_{gr}^+ \rangle = \langle K^- | d_\nu | 0_{gr}^+ \rangle + E_\gamma \langle K^- | t_\nu | 0_{gr}^+ \rangle. \quad (8)$$

где E_γ - энергия γ - кванта, излучаемого в переходе. Такая параметризация учитывает участие дипольного электрического (d) момента, а также совместное влияние дипольного тороидального и магнитного квадрупольного (t) моментов.

Используя волновую функцию (3) для приведенных вероятностей дипольных переходов, имеем:

$$\langle (I \pm 1) 0_{gr}^+ || m(E1) || IK^- \rangle = \sqrt{2(2I+1)} \left\{ [d_0 + t_0 E_\gamma (IK^- \rightarrow (I \pm 1) 0_{gr}^+)] \times \right. \quad (9)$$

$$\left. \times \psi_{0K}^I C_{I0;10}^{I \pm 10} - \sqrt{2} [d_1 + t_1 E_\gamma (IK^- \rightarrow (I \pm 1) 0_{gr}^+)] \psi_{1K}^I C_{I1;1-1}^{I \pm 10} \right\}.$$

Также, используя следующий мультипольный оператор

$$\hat{m}(E2) = \left[\frac{5}{16\pi} \right]^{1/2} e Q_0 D_{\mu 0}^2(\theta) + \hat{m}(E2; \nu=1) D_{\mu 1}^2(\theta) \quad (10)$$

$$\hat{m}(E2; \nu=1) = m_{01} (b_0^+ b_1 + b_0 b_1^+) + \text{к.с.}$$

для приведенных вероятностей $E2$ - переходов в октупольной полосе, имеем формулу:

$$B(E2; IK^- \rightarrow (I \pm 2) K^-) = \left\{ \left[\frac{5}{16\pi} \right]^{1/2} e Q_0 \left[\psi_{0K}^I \psi_{0K}^{I \pm 2} C_{I0;20}^{I \pm 20} + \psi_{1K}^I \psi_{1K}^{I \pm 2} C_{I1;20}^{I \pm 21} \right] + \right. \quad (11)$$

$$\left. + \sqrt{2} m_{01} \left[\psi_{0K}^{I \pm 2} \psi_{1K}^I C_{I1;2-1}^{I \pm 20} - \psi_{0K}^I \psi_{1K}^{I \pm 2} C_{I0;21}^{I \pm 21} \right] \right\}.$$

где Q_0 - внутренний квадрупольный момент ядра, m_{01} - некоторый численный параметр, определяемый из эксперимента.

В рамках модели для приведенных матричных элементов

октупольных переходов из состояний октупольных полос имеем следующую формулу:

$$\langle I'_{gr} || \hat{m}(E3) || IK^- \rangle = \sqrt{2(2I+1)} \sum_{K'} \frac{(-1)^{K'} m_{K'}}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \psi_{K'K}^I C_{IK',3-K'}^{I',0}. \quad (12)$$

Здесь $m_{K'} = \langle 0_{gr} | m(E3) | K^- \rangle$ - матричные элементы между внутренними волновыми функциями основной и K^- октупольных полос, которые являются численными параметрами и определяются из наилучшего согласия с экспериментом.

Численные расчеты для $^{220,226}\text{Ra}$

В ядре ^{226}Ra экспериментально /10/ наблюдаются уровни основной полосы вплоть до спина $I=18\hbar$ и состояния в 0^- -полосе до $I=17\hbar$. Такую картину можно наблюдать и в ядре ^{220}Ra /11/. Экспериментальные данные /10-12/ о вероятности электромагнитных переходов в этих ядрах представляют возможность проверки вышеописанной модели ядра. В базисные состояния гамильтониана включены 0^- и 1^- -полосы. Вычислены энергии состояний этих полос. При этом параметры модели подбирались следующим образом:

а) инерционные параметры вращающегося остова J_0 и J_1 определялись с помощью параметризации Харриса (6), используя экспериментальные энергии основной полосы до $I \leq 8\hbar$;

б) параметры m_K - головных энергий полос и $(J_x)_{0,1}$ - матричный элемент, описывающий кориолисово смешивание состояний 0^- и 1^- -полос, определялись по методу наименьших квадратов из наилучшего согласия теоретического спектра энергии с экспериментом.

Таблица 1

Параметры, использованные в расчётах

A	w_0 (МэВ)	w_1 (МэВ)	$(j_x)_{01}$	J_0 $\hbar^2/\text{МэВ}$	J_1 $\hbar^4/\text{МэВ}^3$
220	0.424	0.815	2.826	24.02	892.13
226	0.243	1.014	2.978	42.69	988.23

Примечание: w_K - головная энергия полосы; $(j_x)_{01}$ - матричный элемент кориолисова взаимодействия; J_0 и J_1 - инерционные параметры вращающегося остова.

Значения полученных параметров приведены в таблице 1. Отметим, что в случае ^{220}Ra включительно варьировались и параметры J_0 и J_1 , которые отличаются от значений определенных так, как показано в пункте а). Это может быть связано с проявлением эффекта поляризации остова в возбужденных состояниях октупольных полос. Такие эффекты обсуждались в [5,6], где инерционные параметры, полученные методом дифференциальных уравнений для ядер $^{236,238}\text{U}$ и ^{232}Th , оказались отличными от значений, полученных на основе энергии основной полосы.

В полосе 0^- отсутствуют состояния с чётными I, поэтому энергии состояний 1^- - полосы с четными I определялись следующей формулой:

$$E_1(I) = w_1 + E_{\text{rot}}(I) \quad (13)$$

На рис.1 и 2 приведено сравнение теоретического и экспериментального спектров энергии основной и октупольных

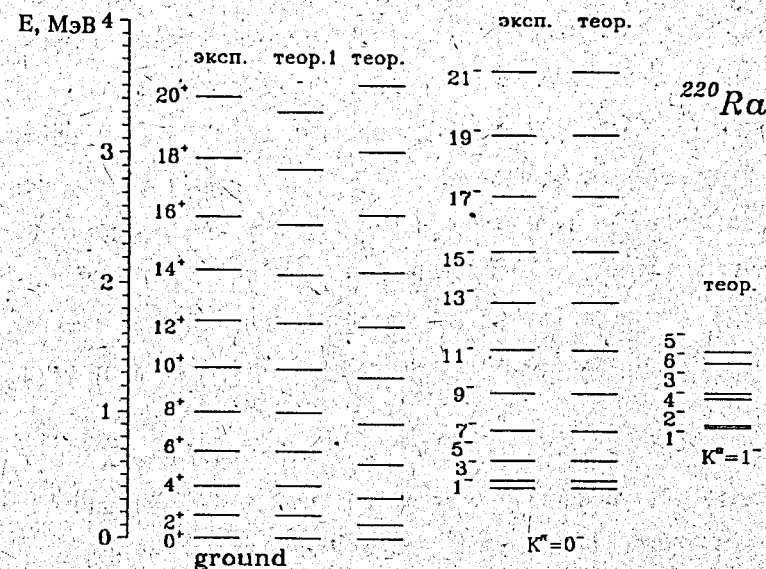


Рис.1. Сравнение экспериментальных и теоретических энергий состояний основной и октупольных полос для ^{220}Ra

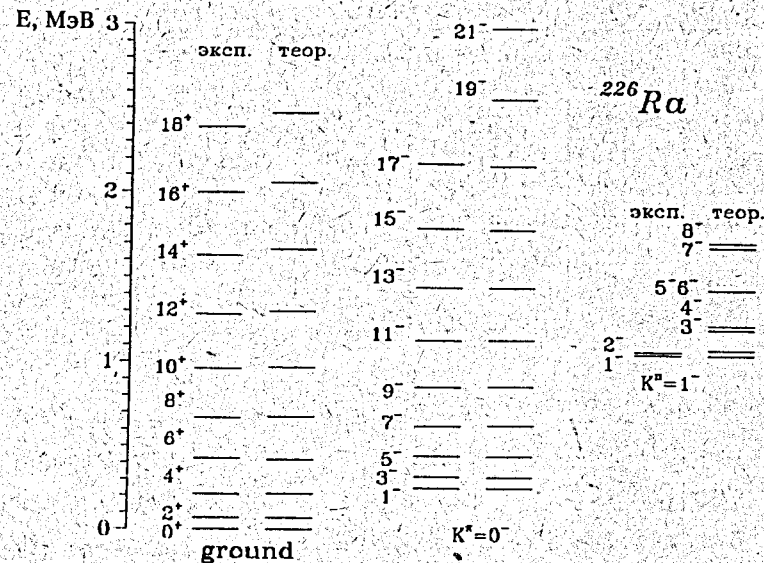


Рис.2. Сравнение экспериментальных и теоретических энергий состояний основной и октупольных полос для ^{226}Ra

полос для $^{220,226}\text{Ra}$ соответственно. Отметим, что энергии основной полосы вычислены по (6), используя J_0 и J_1 , представленные в табл. 1, т.е. смешивание состояний основной полосы с другими полосами не учитывались. Из рис.1 видно, что эффект смешивания четко проявляется в спектре энергии 1^- полосы, так как порядок возрастания уровней по I нарушается.

В табл. 2 представлена структура состояний 0^- - полосы для ^{226}Ra , которые также свидетельствуют о сильном смешивании состояний.

Таблица 2

Структура состояний 0^- - полосы и вычисленные значения матричных элементов E1-переходов для ^{226}Ra

I	$\Psi_{K,0}^I$		$\langle (I-1)^- m(E1) I^+ \rangle$ (e fm)		$\langle (I-1)^- m(E1) I^+ \rangle$ (e fm)	
	K=0	K=1	эксп.	теор.	эксп.	теор.
1	0.993	0.122	0.050(9)	0.004	0.068(10)	0.038
3	0.966	0.252	0.061(7)	0.048	0.057(5)	0.063
5	0.944	0.330	0.093(7)	0.108	-	0.066
7	0.925	0.379	0.157(10)	0.173	0.21(8)	0.120
9	0.911	0.413	0.24(2)	0.235	0.27(5)	0.209
11	0.899	0.438	0.33(4)	0.292	0.35(8)	0.290
13	0.890	0.457	0.63(8)	0.337	0.65(10)	0.359
15	0.882	0.472	-	0.370	0.55(10)	0.418

В таблице 3 представлены вычисленные значения приведенных вероятностей E2-переходов в $K^\pi=0^-$ октупольной полосе по формуле (11) и их сравнение с экспериментальными данными /10/. В таблице приведены два варианта расчета. Во втором варианте дополнительно включен параметр m_{01} ,

Таблица 3

Приведенные матричные элементы E2-переходов в ^{226}Ra

$I_i \rightarrow I_f$	$\langle I_i m(E2) I_f \rangle$ (e fm ²)		
	эксп. /10/	теор. 1	теор. 2
$1^- \rightarrow 3^-$	$+366^{+32}_{-29}$	300	364
$3^- \rightarrow 5^-$	$+409^{+5}_{-29}$	412	472
$5^- \rightarrow 7^-$	$+407^{+3}_{-7}$	498	551
$7^- \rightarrow 9^-$	$+545^{+3}_{-17}$	571	617
$9^- \rightarrow 11^-$	$+677^{+30}_{-70}$	635	677
$11^- \rightarrow 13^-$	$+1000^{+110}_{-70}$	694	731
$13^- \rightarrow 15^-$	$+970^{+300}_{-220}$	748	782
$1^- \rightarrow 1^-$	-415^{+25}_{-35}	-243	-335
$3^- \rightarrow 3^-$	-452^{+110}_{-60}	-305	-400
$5^- \rightarrow 5^-$	-482^{+61}_{-44}	-377	-471
$7^- \rightarrow 7^-$	-595^{+71}_{-148}	-439	-529
$9^- \rightarrow 9^-$	-677^{+145}_{-114}	-494	-579

описывающий E2-переходы между состояниями 0^- и 1^- - полос. При значении этого параметра $m_{01} = -2$ б мы получили более хорошее согласие с экспериментом для м.э. $\langle 10^- || m(E2) || 10^- \rangle$.

В работе /11/ для ^{220}Ra оценивались экспериментальные значения отношений $B(E1)/B(E2)$. В рамках данной модели для них имеем следующее выражение:

$$\frac{B(E1; 10^+_{gr} \rightarrow (I-1)K^-)}{B(E2; 10^+_{gr} \rightarrow (I-2)0^+_{gr})} = \left[\frac{32\pi}{15} \right] \frac{1}{Q_0^2} \frac{2I-1}{I(I-1)} x$$

$$\times \left[d_0 \sqrt{I} \psi_{OK}^{I-1} + d_1 \sqrt{I-1} \psi_{1K}^{I-1} \right]^2 \quad (14)$$

Для ^{220}Ra параметры d_0 и d_1 определялись из наилучшего согласия отношений (14) с экспериментом. Параметр m_{01} находили из лучшего согласия вычисленных значений отношения $V(E1; IK^- \rightarrow (I-1)0_{gr}^+) / V(E2; IK^- \rightarrow (I-2)K^-)$ с экспериментом. Параметры, полученные для ^{220}Ra , перечислены в табл. 4.

Таблица 4

Параметры, использованные для вероятностей E1-переходов

A	d_0	d_1	t_0	t_1
	$\phi\mu$		$\phi\mu \text{ МэВ}$	
226	.0031	-.150	0	0
	-.0485	.313	-.214	.063
220	0.08	-0.40	0	0

В табл. 5,6 даны вычисленные значения $V(E1)$ и $V(E2)$, также их отношения, которые сравниваются с экспериментом/11/. Приведенные вероятности E2- переходов в 0^- полосе оказываются всегда большими, чем в основной полосе. Т.е. эффективный $Q_2^{(-)}$ момент всегда для 0^- полосы больше, чем для основной, также как в ядре ^{226}Ra .

Вычислялись приведенные матричные элементы октупольных переходов из состояний 0^- полосы для ядра ^{226}Ra по формуле (12). Матричные элементы m_K определялись из наилучшего согласия вычисленных значений приведенных матричных элементов (12)

Таблица 5

Приведенные вероятности E1- и E2- переходов в ^{220}Ra

I	$V(E1; I0^- \rightarrow I-10_{gr}^+)$	$V(E2; I0^- \rightarrow I-20^-)$	$V(E1)/V(E2)$	
	$10^{-4} e^2 \phi\mu^2$ теор.	$e^2 \phi\mu^4$ теор.	$10^{-6} \phi\mu^{-2}$ теор.	эксп. /11/
3	355	14850	2.39	-
5	401	22355	1.79	-
7	424	25394	1.67	-
9	439	27037	1.62	-
11	450	28070	1.60	1.6(3)
13	458	28781	1.59	1.9(4)
15	464	29302	1.58	1.3(3)
17	469	29700	1.58	2.1(5)
19	475	30014	1.58	-
21	477	30269	1.58	-

с экспериментом /12/ и оказались равными $m_0 = -1045.4 e \phi\mu^3$ и $m_1 = -470.5 e \phi\mu^3$. В табл. 7 приводится сравнение вычисленных приведенных матричных элементов октупольных переходов с экспериментом /12/. Как видно из таблицы, проведенный нами расчет в рамках описанной выше модели даёт качественное согласие с экспериментом.

Вычислены дипольные электрические переходы из октупольных полос. Параметры d_K и t_K определялись из наилучшего согласия приведенных матричных элементов (9) для

Таблица 6

Приведенные вероятности E1- и E2- переходов в ^{220}Ra

I	B(E1; $10_{gr}^+ \rightarrow I-10^-$) $10^{-4} e^2 \mu^2$ теор.	B(E2; $10_{gr}^+ \rightarrow I-20_{gr}^+$) $e^2 \mu^4$ теор.	B(E1)/B(E2) $10^{-6} \mu^{-2}$	
			теор.	ЭКСП. /11/
2	1	4794	0.02	-
4	38	7105	0.53	-
6	69	7826	0.88	-
8	90	8192	1.10	1.2(3)
10	105	8414	1.25	1.8(4)
12	117	8563	1.36	1.2(2)
14	126	8671	1.45	0.8(2)
16	133	8551	1.52	-
18	139	8814	1.58	-
20	144	8865	1.63	-

переходов $I^- \rightarrow (I+1)^+$ с экспериментом /10/. В таблице 2 дано сравнение вычисленных значений матричных элементов E1-переходов с экспериментом. На рис.3(а,б) приведены сравнения экспериментальных и теоретических значений эффективного дипольного момента:

$$Q_1^{(-)} = \left[\frac{4\pi}{3} \frac{1}{I} \right]^{1/2} \langle (I-1)0_{gr}^+ \| m(E1) \| IK^- \rangle, \quad (15)$$

$$Q_1^{(+)} = \left[\frac{4\pi}{3} \frac{1}{I+1} \right]^{1/2} \langle (I+1)0_{gr}^+ \| m(E1) \| IK^- \rangle. \quad (16)$$

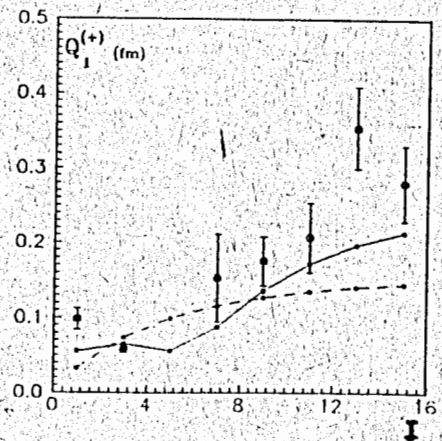
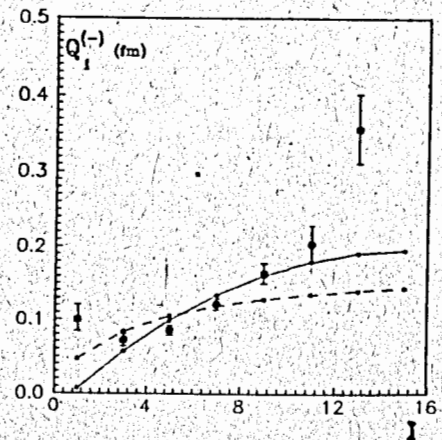


Рис.3(а,б). Зависимость эффективного дипольного момента $Q_1^{(\pm)}$ от спина I для ^{226}Ra . Вертикальные линии с точками – результаты эксперимента /10/. Штриховая линия – традиционное описание с учетом кориолисова смешивания состояний (когда нет дипольного тороидального момента $t_K=0$). Сплошная линия – описание, допускающее интерференцию дипольных электрического и тороидального моментов при одновременном учете кориолисова смешивания

Таблица 7

Приведенные матричные элементы E3- переходов для ^{226}Ra

$I_i^{\pi_i} \rightarrow I_f^{\pi_f}$	$\langle I_i^{\pi_i} \hat{m}(E3) I_f^{\pi_f} \rangle$ (в Фм^3)	
	эксп. /12/	теор.
$3^- \rightarrow 0^+$	1080 ± 30	1177
$5^- \rightarrow 2^+$	2000 ± 70	1844
$7^- \rightarrow 4^+$	2450^{+70}_{-140}	2300
$9^- \rightarrow 6^+$	2900^{+100}_{-200}	2675
$11^- \rightarrow 8^+$	2200^{+600}_{-1700}	2997
$1^- \rightarrow 2^+$	1190^{+30}_{-70}	1252
$3^- \rightarrow 4^+$	1450^{+320}_{-140}	1328
$5^- \rightarrow 6^+$	2000 ± 300	1508
$3^- \rightarrow 2^+$	-1150 ± 160	-1311
$5^- \rightarrow 4^+$	> -1700	-1567
$7^- \rightarrow 6^+$	-2400^{+140}_{-400}	-1795
$1^- \rightarrow 4^+$	-1470^{+160}_{-70}	-1294
$3^- \rightarrow 6^+$	-2600 ± 500	-1540
$5^- \rightarrow 8^+$	> -2400	-1688

Вертикальные линии с точками - результаты эксперимента /10/. Штриховая линия - традиционное описание с учетом кориолисова смешивания состояний (когда нет дипольного тороидального момента $t_K=0$). Сплошная линия - описание, допускающее

интерференцию дипольных электрического и тороидального моментов при одновременном учете кориолисова смешивания. Значения параметров d_K и t_K представлены в таблице 4.

Как видно из рис. 3, экспериментальные данные о вероятности дипольных переходов удается качественно воспроизвести, допустив одновременно сильное смешивание состояний с разными значениями числа K и интерференцию вкладов от первого и второго слагаемых в формуле (8). Надо отметить, что в нашем случае учет тороидального момента в переходах позволяет улучшать χ^2 в ядре ^{226}Ra более чем на 30%.

Впервые в работе /15/ М.А.Листенгартеном определена доля вероятности гамма-излучения, связанная с тороидальным моментом. Например, экспериментальные данные для перехода с энергией $E_\gamma=687.7$ кэВ с уровня $I^\pi=1^-$ октупольной полосы $K^\pi=0^-$ показывают, что вклад тороидальных моментов (или спиновых токов перехода) в переходах в вероятность электрического гамма-излучения в ^{236}U достигает почти 50%.

Чтобы оценить вклад в правила сумм от величины м.э. тороидального момента, полученного нами, мы выполнили расчет энергетически взвешенной суммы сил таких переходов:

$$S = \sum_i (E_i - E_0) |\langle i | T_i | 0 \rangle|^2 = \frac{1}{2} \langle 0 | [T_i, [H, T_i]] | 0 \rangle, \quad (17)$$

где T_i - оператор дипольного тороидального момента:

$$T_i = \frac{e}{10mc} \sum_{\nu=1}^{\infty} [x_i^\nu \sum_K x_K^\nu P_K^\nu - 2 P_i^\nu \sum_K (x_K^\nu)^2]. \quad (18)$$

Отметим, что из-за наличия операторов импульса в определении тороидального момента полученная оценка не является модельно-независимой. В нашем расчете гамильтониан

был аппроксимирован гамильтонианом гармонического осциллятора

$$H = \sum_{\nu} \frac{P_{\nu}^2}{2m} + V(\vec{x}_1, \vec{x}_2), \quad (19)$$

Вычисленное значение правила сумм для ^{226}Ra оказалось равным $s=0.068 \text{ e}^2 \phi \mu^2$. Вклад в правила сумм от тороидального момента ($t_0=0.214 \text{ e} \phi \mu$), определенного нами, составляет около 13%. Т.е. полученное значение s не противоречит феноменологическому значению t_K :

$$E_{\nu}^K |\langle t_K \rangle|^2 \leq s. \quad (20)$$

Надо отметить, что в правила сумм основной вклад дает потенциальная часть $V(x_1, x_2)$ гамильтониана (19). Вклад от кинетического члена гамильтониана (19) в s составляет 3%. Поэтому было бы интересно в дальнейшем определить энергетически взвешенную сумму с другими потенциалами, такими как потенциал Саксона-Вудса или Скирма.

Проделанный анализ дает основание полагать, что тороидальная степень свободы играет важную роль в формировании состояний отрицательной четности.

Интересно поведение экспериментальных значений вероятностей $E1-$ и $E2-$ переходов в ^{226}Ra . При $I=13\hbar$ наблюдается немонотонность матричных элементов вероятности $E1-$ и $E2-$ переходов (см. табл.2, 7 и рис. 3). Чтобы понять такое поведение м.э., рассмотрим энергию возбуждения внутреннего движения в ядре, которую можно записать в виде

$$\delta(I) = E(I) - E_{\text{rot}}(I),$$

где $E(I)$ - полная энергия состояния. Значения $\delta(I)$ для основной и $K^{\pi}=0^{-}$ полос в зависимости от I представлены на рис.4. Как видно, $\delta(I)$ основной и $K^{\pi}=0^{-}$ полос пересекаются при

$I=13\hbar$, т.е., начиная $I \geq 13\hbar$, ирраст-состояниями являются уровни отрицательной четности. Нам кажется, что в точке пересечения происходит изменение во внутренней структуре состояний положительной и отрицательной четности, которое проявляется в значениях вероятностей переходов.

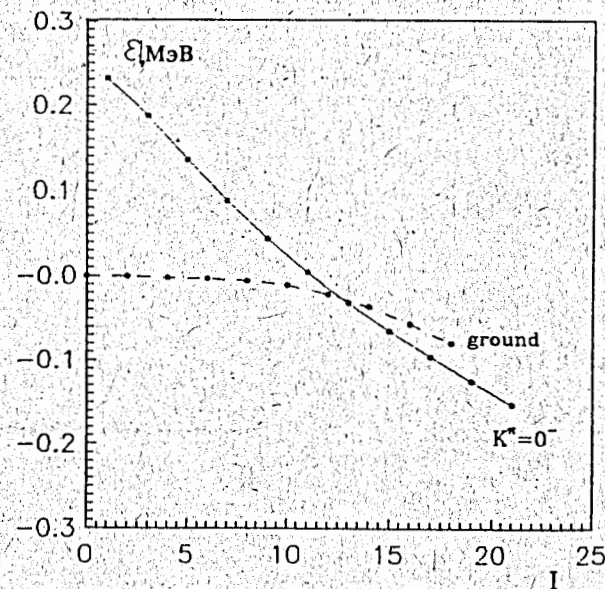


Рис.4 Внутренняя энергия возбуждения δ состояний основной и $K^{\pi}=0^{-}$ полос как функция спина I

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Soloviev V.G., Sushkov A.V.—Phys. Lett., 1991, 262B, p.189.
2. Soloviev V.G., Sushkov A.V.—Z. Phys., 1993, A345, p.155.
3. Engel J., Tachello F.—Nucl. Phys., 1987, A472, p.61.
4. Бриансон Ш., Михайлов И.Н.—ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.2, с.245.
5. Михайлов И.Н., Сафаров Р.Х., Усманов П.Н., Бриансон Ш.—ЯФ, 1983, т.38, с.297.
6. Михайлов И.Н., Муминов А.И., Сафаров Р.Х., Усманов П.Н.—Свойства деформированных ядер, 1983, Ташкент, ФАН, с.283.
7. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х. и др. — Изв. АН РАН, сер. физ., 1992, т.56, с. 36.
8. Громов К.Я., Усманов П.Н., Холматов А.Х. и др. — Изв. АН РАН, сер. физ., 1993, т.57, №10, с.91.
Препринт ОИЯИ, Р6-92-470, 1992, Дубна.
9. Briancon Ch., Mikhailov I.N.—Int. conf. "Nuclear shapes and nuclear structure at low excitation energies", Ed. M.Vargnes et al., Plenum press, New-York, 1992, p.271.
10. Wollersheim H.J.—Nucl.Phys. A556, 1993, p.261.
11. Celler A. et al.—Nucl. Phys., A432, 1985, 421
12. Wollersheim H.J. et al.—GSI-93-10, preprint, Februar, 1993.
13. Martin M.J.—Nucl. Data Sheets. 49, 1986, 102.
14. Harris S.M.—Phys. Rev., 1965, 138B, p.509.
15. Листенгартен М.А. — Современные методы ядерной спектроскопии: Сборник научных трудов, Ленинград, 1986, Наука, с.142-204.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1994 года.