

АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В ЯДРАХ $^{176,178}\text{Hf}$

П. Н. Усманов ^{a, б, 1}, А. А. Охунов ^а, У. С. Салихбаев ^а, А. И. Вдовин ^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Наманганский инженерно-экономический институт, Наманган, Узбекистан

¹ Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент

Изучены структура возбужденных состояний и неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях и вероятностях электромагнитных переходов, в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание низколежащих состояний ротационных полос положительной четности. Вычислены энергии и структура волновых функций возбужденных состояний. Теоретические значения энергий удовлетворительно согласуются с данными эксперимента. Показано, что в волновых функциях вибрационных состояний эффект смешивания играет заметную роль. Вычислены вероятности $E2$ - и $M1$ -переходов. Вычисленные значения отношений $E2$ -переходов и коэффициентов смешивания мультиполей $\delta(E2/M1)$ из состояний первой и второй β - и γ -вибрационных полос сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Structure of excited states and nonadiabatic effects manifested in energies and probabilities of electromagnetic transitions are studied in the framework of the phenomenological model taking into account the Coriolis mixing of the low-lying states of positive parity in the rotational bands. Energies and structure of the wave functions of the excited states are calculated. The theoretical values of energies are in agreement with the experimental data. The mixing effect is demonstrated to play an important role in the wave functions of vibrational states. The probabilities of $E2$ and $M1$ transitions are calculated. The theoretical values of ratios and multipole-mixing coefficients $\delta(E2/M1)$ of transitions from the first and second β - and γ -vibrational bands are compared with the available experimental data.

PACS: 21.10.Re, 21.60.Ev, 23.20.Gq

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы накоплен богатый экспериментальный материал об уровнях деформированных ядер $^{176,178}\text{Hf}$ [1–8]. В них обнаружены достаточно развитые ротационные полосы. Ротационные уровни с низкими спинами получены при распаде материнских ядер ^{176}Lu , ^{176}Ta , ^{178}Lu , ^{178}Ta соответственно. Уровни с высокими спинами установлены в ядерных реакциях. Первые неротационные состояния имеют $K^\pi = 0^+$ или $K^\pi = 2^+$ и расположены близко друг к другу. Согласно вибрационной модели должны наблюдаться однофонные β -вибрационный уровень с $K^\pi = 0^+$ и γ -вибрационный уровень с $K^\pi = 2^+$. Характерной чертой γ -полосы в данных ядрах является ее заметное сигнатурное расщепление, т. е. четно-нечетный сдвиг уровней. Имеющиеся экспериментальные

¹E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

данные указывают на эффекты неадиабатичности в энергиях и межполосных электромагнитных переходах. С этим связаны параметры смешивания волновых функций состояний низколежащих ротационных полос.

В данной работе исследованы свойства низколежащих состояний вышеперечисленных ядер в рамках феноменологической модели [9], в которой учитывается кориолисово смешивание уровней следующих ротационных полос: основной (0_1^+) -, $\beta_1(0_2^+)$ -, $\beta_2(0_3^+)$ -, $\gamma(2^+)$ - и $K^\pi = 1^+$ -ротационных полос.

Нами вычислены энергии состояний положительной четности, проведено их сравнение с экспериментальными данными. Обсуждается структура возбужденных уровней. Исследовано влияние эффекта смешивания на спектроскопические характеристики возбужденных состояний.

1. МОДЕЛЬ

Для изучения свойств коллективных состояний положительной четности в изотопах Hf нами использована феноменологическая модель [9], в которой учитывается смешивание уровней g -, β_1 -, β_2 -, γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос. В рамках данной модели гамильтониан ядра записывается в следующем виде:

$$H = H_{\text{rot}} + H_{KK'}, \quad (1)$$

$$H_{KK'} = \omega_K \delta_{K,K'} - \omega_{\text{rot}}(I)(j_x)_{KK'} \chi(I, K) \delta_{K,K'+1}, \quad (2)$$

где $(j_x)_{K,K'} = \langle K | j_x | K' \rangle$ — матричный элемент (м.э.) кориолисова взаимодействия между состояниями ротационных полос; $\omega_{\text{rot}}(I)$ — угловая частота вращения остова ($\omega_{\text{rot}}(I) = dE_{\text{cor}}(I)/dI$), ω_K — энергии оснований полос и

$$\chi(I, 0) = 1, \quad \chi(I, 1) = \left[1 - \frac{2}{I(I+1)} \right]^{1/2}.$$

Собственная волновая функция гамильтониана имеет вид

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \times \left\{ \sqrt{2} \psi_{g,K}^I D_{M,0}^I(\theta) + \sum_{K'} \frac{\psi_{K',K}^I}{\sqrt{1+\delta_{K',0}}} \left[D_{M,K'}^I(\theta) b_{K'}^+ + (-1)^{I+K'} D_{M,-K'}^I(\theta) b_{-K'}^+ \right] \right\} |0\rangle. \quad (3)$$

Здесь $\Psi_{K,K'}^J$ — амплитуды смешивания базисных состояний.

Решив уравнение Шредингера

$$H_{K,\nu} \Psi_{K,\nu}^I = \varepsilon_\nu^I \Psi_{K,\nu}^I, \quad (4)$$

определяем собственные волновые функции и энергии состояний положительной четности.

Полная энергия состояния определяется формулой

$$E_\nu(I) = E_{\text{rot}}(I) + \varepsilon_\nu(I). \quad (5)$$

Энергию вращающегося остова $E_{\text{rot}}(I)$ определяем, используя параметризацию Харриса для энергии и углового момента,

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

$$\sqrt{I(I+1)} = J_0\omega_{\text{rot}}(I) + J_1\omega_{\text{rot}}^3(I). \quad (7)$$

где J_0 и J_1 — инерционные параметры вращающегося остова.

Угловую частоту вращения остова $\omega_{\text{rot}}(I)$ находим, решая кубическое относительно $\omega_{\text{rot}}(I)$ уравнение (7). Это уравнение имеет два мнимых и одно действительное решения. Действительным решением является значение угловой частоты вращения $\omega_{\text{rot}}(I)$ при данном спине I , имеющее вид

$$\omega_{\text{rot}}(I) = \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} + \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3} + \left\{ \frac{\tilde{I}}{2J_1} - \left[\left(\frac{J_0}{3J_1} \right)^3 + \left(\frac{\tilde{I}}{2J_1} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/3}. \quad (8)$$

где $\tilde{I} = \sqrt{I(I+1)}$.

2. СПЕКТРЫ ЭНЕРГИЙ И СТРУКТУРА СОСТОЯНИЙ

При описании спектра состояний положительной четности параметры модели подбирались следующим образом.

Согласно [10] мы предполагали, что при низких значениях спина энергия вращающегося остова совпадает с энергией основной ротационной полосы. Поэтому инерционные параметры вращающегося остова J_0 и J_1 определялись по формуле (6) с использованием экспериментальных значений энергий основной ротационной полосы до $I \leq 10\hbar$, представленных в табл. 1. Зависимость инерционных параметров четных изотопов Hf и W от числа нуклонов обсуждалась в работе [11].

Энергии оснований g -, β_1 -, β_2 -полос были взяты из эксперимента, так как они не возмущены кориолисовыми силами при $I = 0$.

Таблица 1. Параметры, использованные в расчетах для изотопов Hf

| A | J_0 | J_1 | ω_1 | ω_γ | $(j_x)_{gr,1}$ | $(j_x)_{\beta_1,1}$ | $(j_x)_{\beta_2,1}$ | $(j_x)_{\gamma,1}$ |
|-----|-------|-------|------------|-----------------|----------------|---------------------|---------------------|--------------------|
| 176 | 33,70 | 92,26 | 1,64 | 1,25 | 0,68 | 1,52 | 0,50 | 0,25 |
| 178 | 31,95 | 71,88 | 3,0 | 1,08 | 0,68 | 2,49 | 4,76 | 0,64 |

Примечание. J_0, J_1 — инерционные параметры вращающегося остова ($\hbar^2/\text{МэВ}$, $\hbar^4/\text{МэВ}^3$); ω_K — параметры головных энергий полос (МэВ); $(j_x)_{KK'}$ — матричные элементы кориолисова взаимодействия.

Свободными параметрами модели являются матричные элементы $\langle K' | j_x | K \pm 1 \rangle$, а также энергии оснований γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос (ω_γ и ω_1), которые подбирались по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия теоретического спектра с экспериментальными данными. Подобранные значения параметров модели представлены в табл. 1. На рис. 1 и 2 приведены теоретические и экспериментальные энергии уровней изотопов $^{176,178}\text{Hf}$ соответственно. Видно, что модель качественно воспроизводит экспериментальные значения энергий.

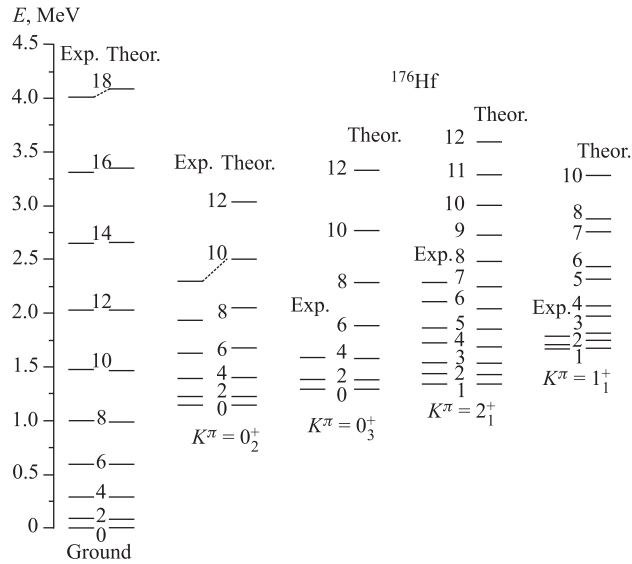


Рис. 1. Сравнение экспериментального и теоретического спектров состояний положительной четности для ^{176}Hf

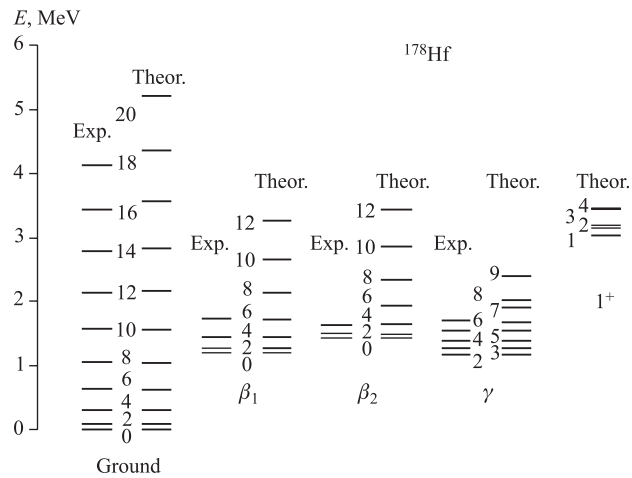


Рис. 2. Сравнение экспериментального и теоретического спектров состояний положительной четности для ^{178}Hf

В эксперименте по ядерной резонансной флуоресценции в интервале энергий возбуждения 2,4–4,1 МэВ в ^{176}Hf были обнаружены более 18 состояний с $K^\pi = 1^+$ и измерены энергии E_γ и интенсивности I_γ γ -переходов, а также значения $B(M1)$ [8]. В наших расчетах присутствует только одно состояние с $K^\pi = 1^+$, т.е. влияние всех состояний $K^\pi = 1^+$ на низколежащие уровни сконцентрировано в одном состоянии, включенном в наш модельный гамильтониан. В работе [12] был проведен теоретический анализ для ядра ^{166}Er в рамках микроскопического приближения RPA с точным выделением дуговых примесей, вызванных нарушением ротационной инвариантности гамильтониана. Была изучена корреляция между коллективными состояниями 1^+ и матричными элементами взаимодействия Кориолиса. Было показано, что 1^+ -состояния дают когерентный вклад в матричные элементы $E2$ -переходов.

Эффекты, связанные со взаимодействием Кориолиса, демонстрируются также в табл. 2 и 3, где приведена зависимость амплитуды $\Psi_{K,K'}^I$ смешивающихся состояний от углового момента I для β_1 -, β_2 -, γ - и $K^\pi = 1^+$ -полос. Из таблиц видно, что в данных ядрах сильно проявляется смешивание полос, что должно сказываться на спектроскопических характеристиках возбужденных состояний. В табл. 2 и 3 не приведены численные значения компоненты $\Psi_{K,gf}^I$ основной полосы в состояниях других K -полос, так как их можно определить из условия нормировки

$$\sum_{\nu} (\Psi_{K,\nu}^I)^2 = 1.$$

Таблица 2. Структура состояний β_1 -, β_2 -, γ - и 1^+ -полос ^{176}Hf

| I | $\Psi_{\beta_1,K}^I$ | | | | $\Psi_{\beta_2,K}^I$ | | | |
|-----|----------------------|-----------|---------|----------|----------------------|-----------|--------|----------|
| | β_1 | β_2 | 1^+ | γ | β_1 | β_2 | 1^+ | γ |
| 2 | 0,9880 | 0,0247 | 0,1518 | 0,0097 | -0,1001 | 0,9839 | 0,1479 | -0,0093 |
| 4 | 0,9647 | 0,0634 | 0,2537 | 0,0275 | -0,3456 | 0,9164 | 0,1993 | -0,0321 |
| 6 | 0,9384 | 0,0975 | 0,3278 | 0,0418 | -0,5972 | 0,7818 | 0,1723 | -0,0475 |
| 8 | 0,9146 | 0,1226 | 0,3800 | 0,0514 | -0,7239 | 0,6747 | 0,1341 | -0,0514 |
| 10 | 0,8947 | 0,1403 | 0,4170 | 0,0577 | -0,7804 | 0,6135 | 0,1086 | -0,0517 |
| 12 | 0,8785 | 0,1528 | 0,4438 | 0,0620 | -0,8092 | 0,5778 | 0,0922 | -0,0514 |
| 14 | 0,8652 | 0,1620 | 0,4638 | 0,0650 | -0,8260 | 0,5554 | 0,0810 | -0,0511 |
| 16 | 0,8542 | 0,1689 | 0,4791 | 0,0671 | -0,8367 | 0,5403 | 0,0729 | -0,0508 |
| | $\Psi_{\gamma,K}^I$ | | | | $\Psi_{1^+,K}^I$ | | | |
| 2 | 0,0126 | -0,0106 | -0,0169 | 0,9997 | -0,1497 | -0,0684 | 0,9860 | -0,0178 |
| 3 | — | — | 0,0292 | 0,9996 | — | — | 0,9996 | -0,0922 |
| 4 | 0,0381 | -0,0316 | -0,0286 | -0,9984 | -0,2453 | -0,1098 | 0,9620 | -0,0335 |
| 5 | — | — | 0,0471 | 0,9989 | — | — | 0,9989 | -0,0471 |
| 6 | 0,0611 | -0,0501 | -0,0329 | -0,9963 | -0,3127 | -0,1369 | 0,9378 | -0,0433 |
| 7 | — | — | 0,0626 | 0,9980 | — | — | 0,9980 | -0,0626 |
| 8 | 0,0786 | -0,0640 | -0,0337 | -0,9943 | -0,3599 | -0,1544 | 0,9171 | -0,0497 |
| 9 | — | — | 0,0762 | 0,9971 | — | — | 0,9971 | -0,0762 |
| 10 | 0,0912 | -0,0740 | -0,0331 | -0,9925 | -0,3937 | -0,1661 | 0,9003 | -0,0540 |
| 11 | — | — | 0,0882 | 0,9961 | — | — | 0,9961 | -0,0882 |
| 12 | 0,1005 | -0,0811 | -0,0320 | -0,9911 | -0,4187 | -0,1741 | 0,8867 | -0,0571 |

Таблица 3. Структура состояний β_1 -, β_2 -, γ - и 1^+ -полос ^{178}Hf

| I | $\Psi_{\beta_1, K}^I$ | | | | $\Psi_{\beta_2, K}^I$ | | | |
|----|-----------------------|-----------|---------|----------|-----------------------|-----------|--------|----------|
| | β_1 | β_2 | 1^+ | γ | β_1 | β_2 | 1^+ | γ |
| 2 | 0,9924 | 0,0880 | 0,0850 | -0,0158 | -0,1001 | 0,9839 | 0,1479 | -0,0093 |
| 4 | 0,9267 | 0,3041 | 0,1901 | -0,1116 | -0,3456 | 0,9164 | 0,1993 | -0,0321 |
| 6 | -0,5052 | -0,3018 | -0,1626 | 0,7919 | -0,5972 | 0,7818 | 0,1723 | -0,0475 |
| 8 | -0,1901 | -0,1193 | -0,0524 | 0,9731 | -0,7239 | 0,6747 | 0,1341 | -0,0514 |
| 10 | -0,139 | -0,0878 | -0,0327 | 0,9858 | -0,7804 | 0,6135 | 0,1086 | -0,0517 |
| 12 | -0,1201 | -0,0760 | -0,0249 | 0,9895 | -0,8092 | 0,5778 | 0,0922 | -0,0514 |
| 14 | -0,1105 | -0,0700 | -0,0206 | 0,9912 | -0,8260 | 0,5554 | 0,0810 | -0,0511 |
| 16 | -0,1047 | -0,0664 | -0,0179 | 0,9921 | -0,8367 | 0,5403 | 0,0729 | -0,0508 |
| | $\Psi_{\gamma, K}^I$ | | | | $\Psi_{1^+, K}^I$ | | | |
| 2 | 0,0140 | 0,0090 | 0,0125 | 0,9998 | -0,0708 | -0,1555 | 0,9852 | -0,0099 |
| 3 | — | — | 0,0162 | 0,9999 | — | — | 0,9999 | -0,0162 |
| 4 | 0,0907 | 0,0589 | 0,0462 | 0,9931 | -0,1163 | -0,2535 | 0,9599 | -0,019 |
| 5 | — | — | 0,0262 | 0,9997 | — | — | 0,9997 | -0,0262 |
| 6 | 0,6049 | 0,4406 | 0,2636 | 0,6083 | -0,1487 | -0,3215 | 0,9345 | -0,0251 |
| 7 | — | — | 0,0349 | 0,9994 | — | — | 0,9994 | -0,0349 |
| 8 | 0,6405 | 0,2228 | 0,3794 | 0,6278 | -0,1716 | -0,3683 | 0,9128 | -0,0294 |
| 9 | — | — | 0,0426 | 0,9991 | — | — | 0,9991 | -0,0426 |
| 10 | 0,5793 | 0,1560 | 0,4267 | 0,6733 | -0,1882 | -0,4013 | 0,8952 | -0,0325 |
| 11 | — | — | 0,0495 | 0,9988 | — | — | 0,9988 | -0,0495 |
| 12 | 0,5377 | 0,1301 | 0,4568 | 0,6900 | -0,2007 | -0,4254 | 0,8810 | -0,0348 |

Надо отметить, что фаза амплитуды $\Psi_{K, \text{gr}}^I$ всегда является отрицательной, что играет важную роль при вычислении вероятностей электромагнитных переходов.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ И МАГНИТНЫЕ ДИПОЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Используя волновые функции, полученные при решении уравнения Шредингера (4), мы рассчитали приведенные вероятности $E2$ -переходов из состояний $I_i K_i$ на уровни $I_f \text{gr}$ основной полосы [9]:

$$\begin{aligned}
 B(E2; I_i K_i \rightarrow I_f \text{gr}) = & \left\{ \sqrt{\frac{5}{16\pi}} eQ_0 \left[\psi_{\text{gr}, \text{gr}}^{I_f} \psi_{\text{gr}, K_i}^{I_i} C_{I_i 0; 20}^{I_f 0} + \right. \right. \\
 & + \left. \sum_n \psi_{K_n, \text{gr}}^{I_f} \psi_{K_n, K_i}^{I_i} C_{I_i K_n; 20}^{I_f K_n} \right] + \sqrt{2} \left[\psi_{\text{gr}, \text{gr}}^{I_f} \sum_n \frac{(-1)^{K_n} m_{K_n} \psi_{K_n, K_i}^{I_i}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n, 0}}} \times \right. \\
 & \left. \left. \times C_{I_i K_n; 2 - K_n}^{I_f 0} + \psi_{\text{gr}, K_i}^{I_i} \sum_n \frac{m_{K_n} \psi_{K_n, \text{gr}}^{I_f}}{\sqrt{1 + \delta_{K_n, 0}}} C_{I_i 0; 2 K_n}^{I_f K_n} \right] \right\}^2. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Здесь $m_K = \langle \text{gr} | \hat{m}(E2) | K^\pi \rangle$ ($K^\pi = 0^+, 2^+$ и 1^+) — константы, значения которых определяются из экспериментальных данных; Q_0 — внутренний квадрупольный момент ядра; $C_{I_i K_i; 2(K_i + K_f)}^{I_f K_f}$ — коэффициенты Клебша–Гордана.

В адиабатическом приближении для приведенной вероятности $E2$ -переходов из β - и γ -вибрационных полос имеем

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i\beta \rightarrow I_f\text{gr}) = \left| m_\beta C_{I_i 0; 20}^{I_f 0} \right|^2, \quad (10)$$

$$B^{\text{rot}}(E2; I_i\gamma \rightarrow I_f\text{gr}) = 2 \left| m_\gamma C_{I_i 2; 2-2}^{I_f 0} \right|^2, \quad (11)$$

что позволяет вычислить значения параметров $m_{\beta 1}$ и m_γ , используя экспериментальные данные [13]. Однако в случае, когда полосы расположены близко друг к другу, они заметно смешиваются даже при $I = 2$, и для того, чтобы описать $B(E2; 2\beta_1 \rightarrow 0\text{gr})$ и $B(E2; 2\gamma \rightarrow 0\text{gr})$, приходится слегка варьировать значения $m_{\beta 1}$ и m_γ . Параметры m_1 и $m_{\beta 2}$ определялись из наилучшего согласия вычисленных значений отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1\text{gr})/B(E2; IK \rightarrow I_2\text{gr})$ $E2$ -переходов из состояний β_1 - и γ -вибрационных полос с экспериментом. Используемые в вычислениях вероятностей $E2$ -переходов значения параметров m_K приведены в табл. 4. Отметим, что значения внутреннего квадрупольного момента Q_0 брались из эксперимента [13].

В табл. 5 представлены вычисленные и экспериментальные [13] значения приведенных вероятностей $E2$ -переходов из 2^+ -состояний β_1 - и γ -вибрационных полос.

В табл. 6 представлены вычисленные и экспериментальные [1–7] значения отношений $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1\text{gr})/B(E2; IK \rightarrow I_2\text{gr})$ для $E2$ -переходов из состояний β_1 - и γ -вибрационных полос. Здесь же даны значения отношений, вычисленные по правилу Алаги. Расхождение вычисленных и экспериментальных значений R_{IK} для ядра ^{176}Hf довольно заметно как для переходов из состояний γ -полосы с четными, так и нечетными спинами. Это связано с тем, что в данном ядре имеется ротационная полоса с $K^\pi = 3^+$, которая близко расположена к γ -полосе. Эта полоса не была включена в базисные состояния нашего гамильтониана. В работе [14] были проведены расчеты в рамках модели двухполосного кориолисова смешивания и изучено влияние смешивания состояний полосы $K^\pi = 3^+$ на сигнатурное расщепление уровней γ -полосы. Было бы интересно исследовать влияние смешивания с полосой $K^\pi = 3^+$ на электромагнитные свойства γ -полосы.

Таблица 4. Значения параметров m_K и внутреннего квадрупольного момента Q_0 , использованные в расчетах (в единицах $e \cdot \text{фм}^2$)

| A | $m_{\beta 1}$ | $m_{\beta 2}$ | m_1 | m_γ | Q_0 [13] |
|-----|---------------|---------------|-------|------------|------------|
| 176 | -17,0 | -5,0 | 20 | -25,1 | 723(6) |
| 178 | 15,5 | 13,0 | -13,0 | 9,2 | 698(4) |

Таблица 5. Вероятности $E2$ -переходов из 2^+ -состояний β_1 - и γ -полос

| A | $B(E2; 2\beta_1 \rightarrow 0\text{gr}), (e^2 \cdot \text{фм}^4)$ | | $B(E2; 2\gamma \rightarrow 0\text{gr}), (e^2 \cdot \text{фм}^4)$ | |
|-----|---|-------|--|-------|
| | Эксп. [13] | Теор. | Эксп. [13] | Теор. |
| 176 | 60 (10) | 40 | 252(25) | 244 |
| 178 | 50 (5) | 55 | 34(3) | 32 |

Таблица 6. Отношения приведенных вероятностей E2-переходов
 $R_{IK} = B(E2; IK \rightarrow I_1\text{gr})/B(E2; IK \rightarrow I_2\text{gr})$

| IK | $I_1\text{gr}$ | $I_2\text{gr}$ | ^{176}Hf | | ^{178}Hf | | Алага |
|--------------|----------------|----------------|--|-------|--|-------|-------|
| | | | Эксп. | Теор. | Эксп. | Теор. | |
| $2^+\beta_1$ | 2^+gr | 0^+gr | 1,84(69) [1] 3,3(7) [2] | 1,59 | 10,0(25) [6] | 1,16 | 1,43 |
| $2^+\beta_1$ | 4^+gr | 2^+gr | 1,24(86) [1] 2,2(2) [2] 1,73(42) [3] | 2,87 | 1,13(87) [6] | 1,22 | 1,8 |
| $4^+\beta_1$ | 4^+gr | 2^+gr | 1,38(16) [3] | 1,13 | > 42,8 [6] | 0,34 | 0,91 |
| $4^+\beta_1$ | 6^+gr | 4^+gr | 3,1(10) [3] | 3,77 | 0,56(23) [6] | 0,72 | 1,75 |
| $6^+\beta_1$ | 6^+gr | 4^+gr | 1,89(30) [3] | 1,12 | — | 0,27 | 0,81 |
| $6^+\beta_1$ | 8^+gr | 6^+gr | 2,89(81) [3] | 4,63 | — | 0,25 | 1,69 |
| $2^+\gamma$ | 2^+gr | 0^+gr | 1,28(21) [4] | 1,50 | 1,61(33) [6] 1,63(10) [6] 1,45(20) [5] | 1,61 | 1,43 |
| $2^+\gamma$ | 4^+gr | 2^+gr | — | 0,05 | 0,11(6) [6] 0,064(9) [5] | 0,055 | 0,05 |
| $3^+\gamma$ | 4^+gr | 2^+gr | 0,61(23) [4] 0,72(25) [7] | 0,43 | 0,46(8) [6] 0,56(8) [5] | 0,47 | 0,40 |
| $4^+\gamma$ | 4^+gr | 2^+gr | | 3,33 | 5,9(10) [6] 5,6(10) [5] | 5,5 | 2,94 |
| $4^+\gamma$ | 6^+gr | 4^+gr | — | 0,08 | 0,29(8) [6] | 0,53 | 0,086 |
| $5^+\gamma$ | 6^+gr | 4^+gr | 1,03(30) [7] | 0,67 | 0,66(26) [6] 0,89(17) [5] | 0,74 | 0,57 |
| $6^+\gamma$ | 6^+gr | 4^+gr | 2,22(60) [7] | 4,48 | 4,76(206) [6] | 4,91 | 3,7 |
| $7^+\gamma$ | 8^+gr | 6^+gr | 1,97(45) [7] | 0,77 | — | 0,94 | 0,67 |

В ядре ^{178}Hf в значениях отношений R_{IK} для переходов из состояний с нечетными спинами I γ -полосы неадиабатичность проявляется не очень сильно. Неадиабатичность существенна для переходов из состояний с четными I . Например, отношение $R_{4\gamma}^{\text{эксп}}$ в два раза отличается от $R_{4\gamma}^A$ для переходов из состояния $I = 4$. Этот факт свидетельствует о том, что γ -полоса в большей степени смешивается с полосами, имеющими квантовую характеристику $K^\pi = 0^+$. Действительно, в данном ядре к γ -полосе близко расположена $\beta_1(K^\pi = 0_2^+)$ -полоса, и из табл.3 видно, что, начиная со спина $I \geq 6$, происходит сильная гибридизация состояний β_1 - и γ -полос.

Далее, вычислялись коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для переходов $I_i K_i \rightarrow I_f K_f$ из состояний $K_i = \beta_{\nu^-}$, γ - и 1^+ -полос

$$\delta(I_i K_i \rightarrow I_f K_f) = 0,834 E_\gamma (\text{МэВ}) \frac{\langle I_f K_f || \hat{m}(E2) || I_i K_i \rangle}{\langle I_f K_f || \hat{m}(M1) || I_i K_i \rangle} \left(\frac{e \cdot b}{\mu_0} \right). \quad (12)$$

Приведенные матричные элементы $M1$ -переходов в формуле (12) определялись следующим образом [9]:

$$\langle I'_{\text{gr}} \| \hat{m}(M1) \| I_K \rangle = \sqrt{\frac{3(2I+1)}{4\pi}} \times \left(\sum_{K_1=1}^2 (g_{K_1} - g_R) K_1 \Psi_{K_1, K}^I \Psi_{K_1, \text{gr}}^{I'} C_{IK_1; 10}^{I' K_1} + \frac{\sqrt{6}}{10} m'_1 \Psi_{\text{gr}, \text{gr}}^{I'} \Psi_{1, K}^I C_{I1; 1-1}^{I' 0} \right). \quad (13)$$

Вычисленные и экспериментальные [5, 13, 15, 16] значения коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ из состояний β_ν - и $K^\pi = 1^+$ -полос приведены в табл. 7. Отметим, что в формуле (13) основной вклад в приведенные матричные элементы межполосных переходов дает последний член. Присутствующий здесь параметр $m'_1 = 1,9\mu_\gamma$ определялся из условия хорошего согласия вычисленных значений коэффициентов смеси мультиполей $\delta_{\text{теор}}$ с экспериментальными данными $\delta_{\text{эксп}}$. Из их сравнения видно, что использованная модель [9] с одним параметром для оператора $M1$ -перехода дает хорошее описание коэффициентов смешивания $\delta(E2/M1)$ для $\beta_1 \rightarrow \text{gr}$ - и $\beta_2 \rightarrow \text{gr}$ -переходов. Из эксперимента [15] известно отношение приведенных вероятностей $M1$ -переходов $R^{\text{эксп}} = B(M1; 11^+ \rightarrow 2\text{gr})/B(M1; 11^+ \rightarrow 0\text{gr}) = 0,41(8)$. Наш расчет дает для него близкое значение $R^{\text{теор}} = 0,52$.

Отметим, что в адиабатическом приближении $M1$ -переходы из состояний β_ν - и γ -полос на уровне основной полосы равны нулю (см. формулу (13)). В рамках данной модели $M1$ -переходы из состояний β_ν - и γ -полос появляются благодаря 1^+ -компоненте в волновых функциях состояний β_ν - и γ -полос.

В ядре ^{176}Hf , во-первых, в состояниях β_1 -полосы 1^+ -компонента на порядок больше, чем в состояниях γ -полосы (см. табл. 2). Это приводит к более сильным $M1$ -переходам из состояний полосы β_1 по сравнению с γ -полосой. Во-вторых, в данном ядре вероятности $E2$ -переходов из состояний γ -полосы являются более значимыми, чем из β_1 -полосы. Поэтому $M1$ -переходы из состояний β_1 -полосы могут конкурировать с $E2$ -переходами. Об этом свидетельствуют вычисленные и экспериментальные значения

Таблица 7. Коэффициенты смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для ^{176}Hf

| $I_i K_i$ | $I_f K_f$ | $E\gamma$, МэВ | $\delta_{\text{эксп}}$ | $\delta_{\text{теор}}$ |
|-------------|-----------|-----------------|---|------------------------|
| $2\beta_1$ | 2gr | 1,1383 | $ \delta = 2,4$ [15, 16] $\leq 4,4$ или [13] $0,08 \leq \delta \leq -30$ | 3,06 |
| $4\beta_1$ | 4gr | 1,100 | $ \delta \geq 0,7$ [15] $ \delta = 1,5$ [16] | 1,59 |
| $6\beta_1$ | 6gr | 1,0316 | $ \delta = 1,1$ [16] | 1,1 |
| $8\beta_1$ | 8gr | 0,9347 | $ \delta = 0,84$ [16] | 0,81 |
| $10\beta_1$ | 10gr | 0,8137 | $ \delta = 0,61$ [16] | 0,62 |
| $2\beta_2$ | 2gr | 1,2910 | 0,41(4) [13] | 2,28 |
| 21^+ | 2gr | 1,8237 | < -14 или $> 17,5$ [5] | -0,71 |

коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для переходов из состояний β_1 -полосы (см. табл. 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе в рамках феноменологической модели изучены неадиабатические эффекты, проявляющиеся в энергиях и вероятностях электромагнитных переходов в изотопах $^{176,178}\text{Hf}$. Вычислены энергии низколежащих состояний положительной четности, отношения приведенных вероятностей квадрупольных электрических переходов и смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для переходов из состояний β_ν - и γ -полос, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Результаты наших расчетов для $^{176,178}\text{Hf}$ свидетельствуют о необходимости учитывать кориолисово взаимодействие состояний низколежащих полос с 1^+ -уровнями. Показано, что именно взаимодействие Кориолиса отвечает за сдвиги уровней в полосах с $K^\pi = 0^+$ и 2^+ .

В ядре ^{176}Hf вероятности $E2$ -переходов из состояний γ -полосы больше, чем из состояний β_1 -полосы. Поэтому $M1$ -переходы из состояний β_1 -полосы вполне конкурируют с $E2$ -переходами. Подтверждением этого вывода являются вычисленные и экспериментальные значения коэффициентов смеси мультиполей $\delta(E2/M1)$ для переходов из состояний β_1 -полосы.

Проведенные расчеты для ^{178}Hf показали возможность существования других состояний $K^\pi = 1^+$. Поэтому представляется интересным экспериментальное исследование таких уровней и $M1$ -переходов из состояний β_ν - и γ -полос в данном ядре для проверки наших выводов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bernthal F. M., Rasmussen J. O., Hollander J. M. // Phys. Rev. C. 1971. V. 3. P. 1294–1325.
2. Bernthal F. M. et al. // Proc. of Intern. Conf. Radioactivity in Nucl. Spectr., Nashville, Tennessee, 1972. P. 337.
3. Haustein P. E., Tucker A. B. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 321–336.
4. Брода Р. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1971. Т. 35. С. 707–718.
5. Бегжанов Р. Б. и др. Справочник по ядерной физике // ФАН. Ташкент, 1989. Т. 2. С. 828.
6. Fogelberg B., Backlin A. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 171. P. 353–383.
7. Basunia M. S. // Nucl. Data Sheets. 2006. V.107, No. 4. P. 791–1026.
8. Scheck M. et al. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. 064313.
9. Усманов П. Н., Михайлов И. Н. // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 4. С. 887–950.
10. Bengtsson R., Frauendorf S. // Nucl. Phys. A. 1979. V. 327, No. 1. P. 139.
11. Усманов П. Н., Салихбаев У. С., Гойбова Н. З. // УзФЖ. 2007. Т. 9. С. 217.

12. *Nesterenko V. O. et al. // J. Phys. G. 1993. V. 19. P. 1339.*
13. *Гамильтон Дж. Г. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. С. 18–37.*
14. *Григорьев Е. П. // ЭЧАЯ. 2003. Т. 34, вып. 4. С. 869–907.*
15. *Hammer T., Ejiri H., Hagemann G. B. // Nucl. Phys. A. 1973. V. 202. P. 321–334.*
16. *Khoо T. L. et al. // Ibid. P. 289–320.*

Получено 24 августа 2009 г.