сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р6-87-201

И.Адам*, В.Вагнер*, М.Гонусек*,
М.И.Кривопустов, В.А.Морозов

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ ОСНОВНОГО И КВАДРУПОЛЬНЫХ ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ПЕРЕХОДОВ В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ. МАГНИТНЫЕ М1-ПЕРЕХОДЫ

* Институт ядерной физики Чехословацкой академии наук, Ржеж

1987

ВВЕДЕНИЕ

Структура четно-четных деформированных ядер в течение многих лет является объектом исследований как теоретической, так и экспериментальной физики. Результаты этих исследований представлены в ряде монографий, см., например, /1-3/. Развивающиеся методы детектирования и техники регистрации γ- и β-излучений постоянно расширяют и уточняют имеющиеся экспериментальные результаты. Существенное улучшение основных параметров ускорителей заряженных частиц и усовершенствование методов разделения продуктов ядерных реакций позволяют детально изучить свойства ядер, удаленных и очень удаленных от полосы β-стабильности.

Настоящая работа связана со стремлением систематически рассмотреть экспериментальные данные, полученные по программе ЯСНАПП-1 для четно-четных деформированных ядер. В дальнейшем результаты этой работы будут использоваться при анализе и систематизации данных, которые планируется получить на протонном пучке фазотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ с помощью физических установок комплекса ЯСНАПП-2, включая многодетекторную систему для изучения угловых корреляций — МУК /4/.

В обзоре /5/ подробно рассмотрены проблемы, связанные с экспериментальным определением физических констант ядерной структуры деформированных ядер. Здесь мы ограничимся лишь четно-четными деформированными ядрами, приведем также результаты некоторых работ, опубликованных за последнее десятилетие. Следуя определению Б.С.Джелепова, физическими константами состояний четно-четных деформированных ядер называют моменты инерции $\mathcal{J}$, внутренние электрические квадрупольные моменты Q_0, гиромагнитные отношения g_R и g_K, относительные амплитуды компонент волновых функций (компоненты с различным значением K-проекции спина ядра на его ось симметрии).

Константами переходов будем называть матричные элементы электромагнитных переходов (радиационных и конверсионных) между различными состояниями атомного ядра. Определение физических констант ядра, кроме измерения экспериментальных значений (E_γ, I_γ, I_e, δ, $T_{1/2}$ (γ) и др.), требует выбора адекватной теоретической модели.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Возбужденные ядерные уровни имеют следующие характеристики: энергию, спин и четность I^π (и некоторые другие квантовые числа), а также период полураспада $T_{1/2}$ (уровня) или среднее время жизни τ (уровня). Вероятность разрядки ядерного уровня обозначим через P(уровня), а вероятность вылета γ-кванта с мультипольностью L и характером X (для магнитных переходов X=M, для электрических переходов X=E) — P_γ(XL). Между ними существуют простые соотношения (см., например, /6/):

$$P\,(\text{уровня}) = \{\tau\,(\text{уровня})\}^{-1}, \tag{1}$$

$$T_{1/2}\,(\text{уровня}) = \ln 2\tau(\text{уровня}) = 0{,}69315 \cdot \tau(\text{уровня}), \tag{2}$$

$$\tau(\text{уровня}) \times \Gamma(\text{уровня}) = \hbar = 6{,}58 \cdot 10^{-16} \text{ эВ} \cdot \text{с}, \tag{3}$$

где Γ (уровня) является шириной ядерного уровня. Пусть I_γ(XL) будет относительной интенсивностью γ-перехода, а $\sum\limits_d I_d$ — суммарная интенсивность всех переходов (гамма и конверсионных), разряжающих данный уровень, тогда

$$P_\gamma\,(XL) = P\,(\text{уровня}) \frac{I_\gamma(XL)}{\sum\limits_d I_d}. \tag{4}$$

Если уровень разряжается только одним переходом, тогда это выражение принимает вид

$$P_\gamma\,(XL) = P\,(\text{уровня}) \frac{1}{1 + \alpha_T(XL)}, \tag{5}$$

здесь α_T(XL) — полный коэффициент конверсии.

В длинноволновом приближении, то есть если предполагается, что длина волны γ-излучения значительно превышает радиус ядра (например, длина волны γ-кванта с энергией 1 МэВ равна 197 фм), то вероятность γ-перехода выражается формулой

$$B(XL, I_i \to I_f) = \frac{L[(2L+1)!!]^2 \hbar}{8\pi(L+1)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^{2L+1} P_\gamma\,(XL, I_i \to I_f), \tag{6}$$

где $B(XL, I_i \to I_f)$ — приведенная вероятность перехода. Значения $B(XL, I_i \to I_f)$, вычисленные по формуле (6) для мультипольностей переходов E1, E2, E3, M1, M2 и M3, указаны в таблице. Там же даны и значения приведенных вероятностей переходов, вычисленные по Вайскопфу B_W(XL):

$$B_W(EL) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R_o^{2L} e^2, \tag{7}$$

$$B_W(ML) = \frac{10}{\pi}\left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R_o^{2(L-1)} \mu_o^2. \tag{8}$$

Таблица

Значения приведенных вероятностей, вычисленные по формулам (6) ÷ (8)

XL	$B(XL, I_i \to I_f)$	$B_W(XL, I_i \to I_f)$	Единицы измерения
E1	$6{,}288 \times 10^{-16}\ E_\gamma^{-3} P_\gamma\,(E1, I_i \to I_f)$	$0{,}06446 \cdot A^{2/3}$	e^2(фм)^2
E2	$8{,}161 \times 10^{-10}\ E_\gamma^{-5} P_\gamma\,(E2, I_i \to I_f)$	$0{,}05940 \cdot A^{4/3}$	e^2(фм)^4
E3	$1{,}752 \times 10^{-3}\ E_\gamma^{-7} P_\gamma\,(E3, I_i \to I_f)$	$0{,}05940 \cdot A^2$	e^2(фм)^6
M1	$5{,}687 \times 10^{-14}\ E_\gamma^{-3} P_\gamma\,(M1, I_i \to I_f)$	1,7905	μ_o^2
M2	$7{,}381 \times 10^{-8}\ E_\gamma^{-5} P_\gamma\,(M2, I_i \to I_f)$	$1{,}6501 \cdot A^{2/3}$	μ_o^2(фм)^2
M3	$1{,}584 \times 10^{-1}\ E_\gamma^{-7} P_\gamma\,(M3, I_i \to I_f)$	$1{,}6501 \cdot A^{3/4}$	μ_o^2(фм)^4

В соотношении $B(XL, I_i \to I_f)$ энергия перехода E_γ дана в МэВ, $P_\gamma(XL, I_i \to I_f)$ — в с$^{-1}$; для переходов с мультипольностью L $B(EL, I_i \to I_f)$ — в единицах e^2фм^{2L} или $10^{-2}\ e^2$б^L и $B(ML, I_i \to I_f)$ — в единицах μ_o^2(фм)$^{2L-2}$ или $10^{-2}\ \mu_o^2$б$^{L-1}$; μ_o обозначает ядерный магнетон ($\mu_o = \frac{e\hbar}{2M_p c}$, M_p — масса протона), фм $= 10^{-13}$ см, б $= 10^{-24}$ см^2.

Приведенные вероятности, вычисленные по Вайскопфу, являются весьма грубым приближением к действительности. Они получены при помощи оболочечной модели ядра в предположении, что волновая функция нуклона внутри ядра постоянна. Более точно приведенные вероятности переходов вычисляем с помощью следующего соотношения:

$$B(XL, I_i \to I_f) = \sum_{\nu, m_f} |\langle \Psi_f | \mathfrak{M}(XL, \nu) | \Psi_i \rangle|^2, \tag{9}$$

где $\mathfrak{M}(XL, \nu)$ — ν-компонента мультипольного оператора, а Ψ_f и Ψ_i являются волновыми функциями конечного и начального состояний, их конкретный вид зависит от выбранной модели ядра; m_f — магнитные проекции спина конечного состояния.

Правила отбора часто позволяют разрядку уровня γ-квантами с мультипольностями M1 и E2. Отношение их интенсивностей выражается через параметр смешивания

$$\delta = \frac{\sqrt{3}}{10}\,\frac{E_\gamma}{\hbar c}\,\frac{\langle \Psi_f \| \mathfrak{m}(E2) \| \Psi_i \rangle}{\langle \Psi_f \| \mathfrak{m}(M1) \| \Psi_i \rangle}, \tag{10}$$

тогда

$$\delta^2 = \frac{I_\gamma(E2)}{I_\gamma(M1)}. \tag{11}$$

2. РОТАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ ЯДРА

Ядра, достаточно удаленные от магических ядер по числу протонов и нейтронов, имеют несферическую форму. Такая форма позволяет рассматривать ориентацию ядер в пространстве и их вращательное движение. Предположим, что их вращение медленное и мало влияет на вибрацию и одночастичное движение нуклонов. Тогда эти движения можно считать независимыми и волновую функцию ядра записать как произведение частных волновых функций, описывающих вращение и вибрацию ядра и одночастичное движение нуклонов.

Гамильтониан для твердотельного ротатора записывается в виде

$$H = H_{s.p.} + T_{rot}, \tag{12}$$

где

$$T_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}(\vec{I}^{\,2} - \vec{I}_z^{\,2}), \tag{13}$$

а $\vec{I}$ — оператор полного момента ядра.

Собственная функция оператора H для аксиально-симметричного ядра и симметричного по отношению к плоскости, перпендикулярной к оси симметрии, равна

$$\Psi^I_{MK} = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}\{D^I_{M,K}(\theta_e)\phi_K(q) + (-1)^{I+K} D^I_{M,-K}(\theta_e)\phi_{-K}(q)\}, \tag{14}$$

где $I = K, K+1, K+2$ и т.д., $D^I_{M,K}(\theta_e)$ — вращательная волновая функция, θ_e — углы Эйлера. $E_{I,K}$ — энергия уровней ротационной полосы вычисляется при помощи формул (13) и (14):

$$E_{I,K} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} I(I+1) + E_K. \tag{15}$$

Операторы электромагнитных переходов в ротационной модели были приведены О.Бором и Б.Моттельсоном [1]. В лабораторной системе координат эти операторы имеют вид

$$\mathfrak{M}(M1,\nu) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\,\frac{e\hbar}{2M_p c}\{g_R I_\nu + \sum_{\nu'}[(g_\ell - g_R)\ell_{\nu'} + (g_s - g_R)s_{\nu'}]D^1_{\nu,\nu'}(\theta_e)\}, \tag{16}$$

$$\mathfrak{M}(EL,\nu) = \sum_{\nu'} D^L_{\nu,\nu'}(\theta_e)\,\mathfrak{M}'(EL,\nu'). \tag{17}$$

Здесь оператор $\mathfrak{M}'(EL,\nu')$ записывается во внутренней системе координат, соединенной с ядром:

$$\mathfrak{M}'(EL,\nu') = \sum_q e_q (r'_q)^L Y_{L,\nu'}(\theta',\phi'). \tag{18}$$

Внутренний квадрупольный момент Q_0 равен матричному элементу оператора $\mathfrak{M}'(E2,0)$, вычисленному с использованием волновой функции (14), то есть

$$Q_0 = \langle \Psi^I_{M,K} | \mathfrak{M}'(E2,0) | \Psi^I_{M,K} \rangle. \tag{19}$$

Поверхность ядра R можно описать с помощью параметра квадрупольной деформации β_2:

$$R = R_0[1 + \beta_2 Y_{20}(\theta,\phi)], \tag{20}$$

и если предположить, что электрический заряд равномерно распределен по объему ядра, тогда внутренний квадрупольный момент

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta_2 \{1 + 0{,}36\beta_2 + \ldots\}. \tag{21}$$

Спектроскопический квадрупольный момент Q_s для деформированного ядра, значение которого измеряется экспериментально, определен в лабораторной системе координат:

$$Q_s = \langle \Psi^I_{M,K} | \mathfrak{M}(E2,0) | \Psi^I_{M,K} \rangle_{M=I}. \tag{22}$$

Применяя уравнения (14), (17) и (19), получим следующее соотношение:

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} Q_0 . \tag{23}$$

Магнитный момент μ основного и возбужденных состояний деформированных ядер равен

$$\mu = \langle \Psi^I_{M,K} | (M1,0) | \Psi^I_{M,K} \rangle_{M=I} . \tag{24}$$

Подставляя выражения (14) и (16) в формулу (24), получим (если $K \neq 1/2$)

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} . \tag{25}$$

Приведенные вероятности переходов между уровнями одной ротационной полосы ($K \neq 1/2$) определяются следующими выражениями:

$$B(E2; I_i K \to I_f K) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \langle I_i K 20 | I_f K \rangle^2, \tag{26}$$

$$B(M1; I_i K \to I_f K) = \frac{3}{4\pi} \mu_0^2 K^2 (g_K - g_R)^2 \langle I_i K 10 | I_f K \rangle^2 . \tag{27}$$

На основе вышеуказанных формул получаем соотношение для δ — параметра смешивания:

$$\delta^{-2}\left(\frac{E2}{M1}; I, K \to I-1, K\right) = \frac{1{,}148\,(I-1)(I+1)}{[E_\gamma(I \to I-1)]^2} \left(\frac{g_K - g_R}{Q_0}\right)^2 . \tag{28}$$

Отсюда, используя выражение для δ^2 и энергию $E_\gamma(I \to I-1)$, вычисляем отношение физических констант ядерных состояний $\frac{g_K - g_R}{Q_0}$. Применяя модель твердотельного ротатора, можно установить значение δ^2 из отношения интенсивностей γ-квантов:

$$\delta^{-2}\left(\frac{E2}{M1}; I, K \to I-1, K\right) = \frac{I_\gamma(I, K \to I-1, K)}{I_\gamma(I, K \to I-2, K)} \left[\frac{E_\gamma(I \to I-2)}{E_\gamma(I \to I-1)}\right]^5 \times$$

$$\times \frac{(I+1)(I+K-1)(I-K-1)}{2K^2(2I-1)} - 1 . \tag{29}$$

Отношение приведенных вероятностей для разрешенных переходов $|K_i - K_f| \leq L < K_i + K_f$ с одинаковой мультипольностью, разряжающих данный уровень на два уровня одной ротационной полосы, удовлетворяет правилам Алаги /7/:

$$\frac{B(XL; I_i K_i \to I_f K_f)}{B(XL; I_i K_i \to I'_f K_f)} = \frac{\langle I_i K_i L (K_f - K_i) | I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i K_i L (K_f - K_i) | I'_f K_f \rangle^2} . \tag{30}$$

3. СМЕШИВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС

Причиной несохранения проекции момента K является связь коллективного и внутреннего движений нуклона в деформированном ядре; учет этой связи проводится часто по теории возмущений. Гамильтониан, соответствующий возмущению, можно выбрать разным способом: гамильтониан системы содержит произвольные степени квадрата момента вращения ядра /8-10/; члены гамильтониана определяются исходя из зависимости момента инерции от параметров деформации /11/. Приведенные вероятности γ-переходов вычисляются с учетом зависимости мультипольных операторов от разных степеней полного момента /1/. Следуя работам /1, 12-16/, выбираем (при изучении влияния лишь центробежного и кориолисова взаимодействий) гамильтониан системы в виде

$$H = H_{s.p.} + T_{rot} + \frac{1}{2} h_0 (I_+ I_- + I_- I_+) + h_2 I_-^2 + h_{-2} I_+^2 , \tag{31}$$

где h_0 — оператор внутренних координат, не изменяющий значение K; $h_{\pm 2}$ — операторы, которые изменяют K на ± 2.

Волновые функции ротационных состояний запишем в виде

$$|K_q I\rangle = \sum_{q'} a_{qq'}(I) \Psi^I_{MK_{q'}}(q'), \tag{32}$$

где $q, q' \equiv g, \beta, \gamma$; g — основное, а β и γ — вибрационные состояния; $\Psi^I_{MK_{q'}}(q')$ — собственная функция оператора H (см. формулу (14)).

Коэффициенты $a_{qq'}(I)$ определяются по теории возмущений (см., например, /17/), операторы возмущений — в виде, указанном в формуле (31), тогда

$$
\begin{aligned}
a_{gg} &= a_{\beta\beta} = a_{\gamma\gamma} = 1, \\
a_{g\beta} &= -a_{\beta g} = -\epsilon_{\beta g} f_\beta(I), \\
a_{g\gamma} &= -a_{\gamma g} = -\frac{1}{2}[1 + (-1)^I]\,\epsilon_{\gamma g} f_\gamma(I), \\
a_{\beta\gamma} &= -a_{\gamma\beta} = \frac{1}{2}[1 + (-1)^I]\,\epsilon_{\beta\gamma} f_\gamma(I),
\end{aligned}
\tag{33}
$$

где

$$
f_\beta(I) = I(I+1), \quad f_\gamma(I) = [2(I-1)I(I+1)(I+2)]^{1/2}, \tag{34}
$$

$$
\epsilon_{qq'} = \frac{\langle \phi_{K'}(q') \mid h_{|\Delta K|} \mid \phi_K(q) \rangle}{E_{q'}(I = K') - E_q(I = K)}, \tag{35}
$$

здесь $q \neq q'$, $\Delta K = K' - K$; у параметров $\epsilon_{\gamma g}$ и $\epsilon_{\beta g}$ обычно индекс q опускается, то есть $\epsilon_\beta \equiv \epsilon_{\beta g}$, а $\epsilon_\gamma \equiv \epsilon_{\gamma g}$.

В следующем разделе рассматриваются формулы, полученные нами для вычисления приведенных вероятностей магнитных М1-переходов.

4. ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ ДЛЯ М1-ПЕРЕХОДОВ

В адиабатическом приближении все М1-переходы между ротационными уровнями полос (g, β, γ) запрещены, а величина g_R гиромагнитного отношения одинакова для всех состояний. Приведенные вероятности М1-переходов внутри ротационных полос и между ними вычислим в случае смешивания волновых функций (см. выражения (32) и (33)) с помощью соотношения, указанного в работе /18/, которое мы запишем в более компактном виде:

$$
\begin{aligned}
B(M1; I_i K_{q_i} \to I_f K_{q_f}) = \{ &\sum_{\nu, q, q'} (\nu + \delta_{\nu,0}) \langle I_i - K_q 1 \nu \mid I_f, K_{q'} - |\nu| \rangle \times \\
&\times K_q^{|\delta_{\nu,0}|} \sqrt{1 + |\delta_{K_q,0} - \delta_{K_{q'},0}|}\, R^{|\nu|}_{I_f, \nu(|K_q - K_{q'}| - 1) K_{q'}}\, a_{q_i q}(I_i)\, a_{q_f q'}(I_f)\, G_{qq'}(\nu) \}^2,
\end{aligned}
\tag{36}
$$

здесь

$$
\nu = -1, 0, 1; \quad G_{qq'}(\nu) \equiv \langle \phi_K(q) \mid g_{|K - K'| + |\nu|} \mid \phi_{K'}(q') \rangle,
$$

$$
g_1 \equiv g_+, \quad g_3 \equiv g_-, \quad g_0 \equiv g_{z'}, \quad g_\pm \equiv \frac{1}{2}(g_{x'} \pm g_{y'}),
$$

$$
R_{I_f, K} \equiv \sqrt{\frac{1}{2}(I - K)(I + K + 1)}\,. \tag{37}
$$

После подстановки в формулу (36) значений $a_{q_i q}$ и $a_{q_f q'}$ (см. выражения (32) и (33)) оставим лишь линейные члены по $\epsilon_{qq'}$. Тогда для переходов между уровнями β-полосы и основного состояния имеем

$$
\begin{aligned}
B(M1; I0_\beta \to I0_g) = \frac{3}{4\pi}\{ &G_{g\beta}(g_+) + \epsilon_\beta I(I+1)[G_{gg}(g_+) - G_{\beta\beta}(g_+)] + \\
&+ \epsilon_{\beta\gamma}(I-1)(I+2) G_{g\gamma}(g_-)\}^2.
\end{aligned}
\tag{38}
$$

Приведенная вероятность М1-переходов, идущих из уровней γ-полосы на уровни полосы основного состояния, вычисляется с помощью следующих соотношений:

$$
\begin{aligned}
B(M1; I2_\gamma \to I0_g) = \frac{3}{8\pi}(I-1)(I+2)\{ &G_{g\gamma}(g_-) + 8\epsilon_\gamma [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})] + \\
&+ 2I(I+1)[\epsilon_\gamma (G_{gg}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_+)) - \epsilon_{\beta\gamma} G_{g\beta}(g_+)]\}^2,
\end{aligned}
\tag{39}
$$

$$
\begin{aligned}
B(M1; I+1, 2_\gamma \to I0_g) = \frac{3(I-1)I(I+2)}{8\pi(2I+3)}\{ &G_{g\gamma}(g_-) + 4\epsilon_\gamma [(I-1) \times \\
&\times (I+3)]^{1/2} [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})]\}^2,
\end{aligned}
\tag{39'}
$$

$$
\begin{aligned}
B(M1; I2_\gamma \to I+1, 0_g) = \frac{3I(I+2)(I+3)}{8\pi(2I+1)}\{ &G_{g\gamma}(g_-) - 4\epsilon_\gamma [(I-1)(I+3)]^{1/2} \times \\
&\times [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})]\}^2.
\end{aligned}
\tag{39''}
$$

Для того чтобы матричные элементы между разными состояниями были отличными от нуля, необходимо предположить, что $g_\pm$ зависит от параметров деформации, например, следующим образом: $g_+ = g_0 + \left(\frac{\partial g_+}{\partial \beta}\right)_0 (\beta - \beta_0)$; $g_- = \gamma\left(\frac{\partial g_-}{\partial \gamma}\right)_0$. Матричный элемент $G_{\gamma\gamma}(g_+)$ иногда обозначается как коллективное гиромагнитное отношение $g_R(2_\gamma)$, в то время как матричный элемент $G_{\gamma\gamma}(g_{z'})$ характеризует внутреннее гиромагнитное отношение $g_K(2_\gamma)$. Наперед трудно установить, какой член в соотношениях (38) ÷ (39″) является доминирующим, поэтому необходимо изучать зависимость B(M1) от спина. В работе [19] при исследовании приведенных вероятностей M1-переходов предполагалось, что они в основном происходят за счет примесей к волновым функциям компонент с $K = 1$ вышерасположенных (часто необнаруженных) состояний. В этом случае величина $B(M1; I2_\gamma \to I0_g)$ пропорциональна произведению $(I-1)\cdot(I+2)$.

Аналогично описанному нами способу можно получить следующую формулу для приведенных вероятностей M1-переходов, идущих между уровнями γ-полосы:

$$B(M1; I+1, 2_\gamma \to I2_\gamma) = 3[4\pi(I+1)(2I+3)]^{-1} \times \{2[(I-1)(I+3)]^{1/2} \times [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}'(g_{z'})] - (I-1)I(I+1)(I+2)\epsilon_\gamma G_{g\gamma}(g_-)\}^2, \qquad (40)$$

когда I четное,

$$B(M1; I2_\gamma \to I-1, 2_\gamma) = 3[4\pi(I+1)(2I+3)]^{-1} \times \{2[(I-1)(I+3)]^{1/2} \times [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})] + I(I+1)(I+2)(I+3)\epsilon_\gamma G_{\gamma g}(g_-)\}^2. \qquad (40')$$

Вместо приведенных вероятностей M1-переходов обычно исследуются параметры смешивания δ, значения которых устанавливаются экспериментально. Теоретическое значение δ^2 получим непосредственно, используя соотношение

$$\delta^2\left(\frac{E2}{M1}, I_i \to I_f\right) = \frac{3}{100}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^2 \frac{B(E2; I_i \to I_f)}{B(M1; I_i \to I_f)} = 0{,}697\, E_\gamma^2 \, \frac{B(E2; I_i \to I_f)}{B(M1; I_i \to I_f)}, \qquad (41)$$

где энергия E_γ — в МэВ (см. комментарий к таблице).

Вопросам получения и анализа формул для вычисления приведенных вероятностей $B(E2, I_i \to I_f)$ посвящена отдельная работа [20]; отметим, что в нашей работе [21] описана система программ ZORKA для ЭВМ, позволяющая из экспериментальных данных о значениях приведенных вероятностей B(E2), B(M1) или их отношений определять физические константы основного и квадрупольного вибрационных состояний и γ-переходов в четно-четных деформированных ядрах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бор О., Моттельсон Б, Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971, т.1; 1977, т.2.*
2. *Соловьев В.Г. Теория атомного ядра. Ядерные модели. М.: Энергоиздат, 1981.*
3. *Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.*

4. *Абросимов В.Н. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-86-320, Дубна, 1986;*
Абросимов В.Н. и др. –В сб.: Ядерная спектроскопия и структура атомного ядра (тезисы докладов XXXVII Совещания, Юрмала). Л.: Наука, 1987, с.539.
5. *Джелепов Б.С. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1972, 36, с.2.*
6. *Löbner K.E.G. The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed. Hamilton W.D. North Holland, 1975, p.141.*
7. *Alaga G. et al. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk., 1955, 29, No.9.*
8. *Бор О., Моттельсон Б. – АЭ, 1963, 14, с.41.*
9. *Mottelson B.R.-Phys. Soc. Japan Suppl., 1968, 24, p.87.*
10. *Михайлов В.М. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1964, 28, с.308.*
11. *Kumar K. The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy. Ed. Hamilton W.D. North Holland, 1975, p.55.*
12. *Gregers Hansen P. et al. – Nucl. Phys., 1959, 12, p.389.*
13. *Reich C.W., Cline J.E. – Nucl. Phys., 1970, A159, p.181.*
14. *Lipas P.O. – Nucl. Phys., 1962, 39, p.468.*
15. *Riedinger L.L. et al. – Phys. Rev., 1969, 179, p.1214.*
16. *Rud. N. et al. – Nucl. Phys., 1971, A167, p.401.*
17. *Давыдов А.С. Квантовая механика. М.: Гос. изд. физ.-мат. лит., 1963, с.193.*
18. *Kumar K., Baranger M. – Nucl. Phys., 1967, 92, p.608.*
19. *Rud N., Nielsen K.B. – Nucl. Phys., 1970, A158, p.546.*
20. *Адам И. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-87-202, Дубна, 1987.*
21. *Адам И. и др. Сообщение ОИЯИ Р6-87-203, Дубна, 1987.*

Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1987 года.