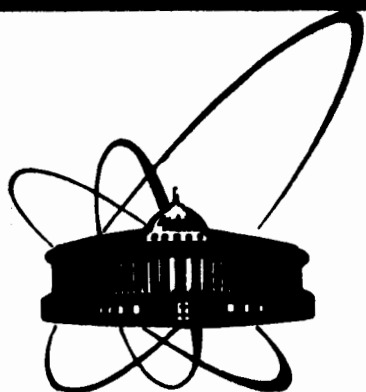


87-201



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P6-87-201

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

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ КОНСТАНТ
ОСНОВНОГО И КВАДРУПОЛЬНЫХ
ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ И ПЕРЕХОДОВ
В ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ.
МАГНИТНЫЕ M_1 -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.

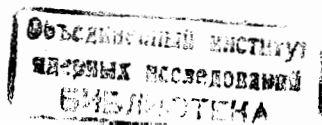
Настоящая работа связана со стремлением систематически рассмотреть экспериментальные данные, полученные по программе ЯСНАПП-1 для четно-четных деформированных ядер. В дальнейшем результаты этой работы будут использоваться при анализе и систематизации данных, которые планируется получить на протонном 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 К-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 $X=E$) — $P_\gamma(XL)$. Между ними существуют простые соотношения (см., например, [6]):

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

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

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

где Γ (уровня) является шириной ядерного уровня. Пусть $I_\gamma(XL)$ будет относительной интенсивностью γ -перехода, а $\sum_d I_d$ — суммарная интенсив-

ность всех переходов (гамма и конверсионных), разряжающих данный уровень, тогда

$$P_\gamma(XL) = P(\text{уровня}) \frac{I_\gamma(XL)}{\sum_d I_d}. \quad (4)$$

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

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

здесь $\alpha_T(XL)$ — 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

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

где $B(XL, I_i \rightarrow I_f)$ — приведенная вероятность перехода. Значения $B(XL, I_i \rightarrow I_f)$, 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 $B_W(XL)$:

$$B_W(EL) = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R_0^{2L} e^2, \quad (7)$$

$$B_W(ML) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R_0^{2(L-1)} \mu_0^2. \quad (8)$$

Таблица

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

XL	$B(XL, I_i \rightarrow I_f)$	$B_W(XL, I_i \rightarrow I_f)$	Единицы измерения
E1	$6,288 \times 10^{-16} E^{-3} P_\gamma(E1, I_i \rightarrow I_f)$	$0,06446 \cdot A^{2/3}$	$e^2(\text{фм})^2$
E2	$8,161 \times 10^{-10} E^{-5} P_\gamma(E2, I_i \rightarrow I_f)$	$0,05940 \cdot A^{4/3}$	$e^2(\text{фм})^4$
E3	$1,752 \times 10^{-3} E^{-7} P_\gamma(E3, I_i \rightarrow I_f)$	$0,05940 \cdot A^2$	$e^2(\text{фм})^6$
M1	$5,687 \times 10^{-14} E^{-3} P_\gamma(M1, I_i \rightarrow I_f)$	1,7905	μ_0^2
M2	$7,381 \times 10^{-8} E^{-5} P_\gamma(M2, I_i \rightarrow I_f)$	$1,6501 \cdot A^{2/3}$	$\mu_0^2(\text{фм})^2$
M3	$1,584 \times 10^{-1} E^{-7} P_\gamma(M3, I_i \rightarrow I_f)$	$1,6501 \cdot A^{3/4}$	$\mu_0^2(\text{фм})^4$

В соотношении $B(XL, I_i \rightarrow I_f)$ энергия перехода E_γ дана в МэВ, $P_\gamma(XL, I_i \rightarrow I_f)$ — в с^{-1} ; для переходов с мультипольностью L $B(EL, I_i \rightarrow I_f)$ — в единицах $e^2 \text{фм}^{2L}$ или $10^{-2} e^2 \text{б}^L$ и $B(ML, I_i \rightarrow I_f)$ — в единицах $\mu_0^2(\text{фм})^{2L-2}$ или $10^{-2} \mu_0^2 \text{б}^{L-1}$; μ_0 обозначает ядерный магнетон

$$(\mu_0 = \frac{e\hbar}{2M_p c}, M_p \text{ — масса протона}), \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}, \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2.$$

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:

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

где $\mathbb{M}(XL, \nu)$ — 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

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

тогда

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

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

$$H = H_{s.p.} + T_{rot}, \quad (12)$$

где

$$T_{rot} = \frac{\hbar^2}{2J} (\vec{I}^2 - I_z^2), \quad (13)$$

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

$$\Psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \{ D_{M,K}^I(\theta_e) \phi_K(q) + (-1)^{I+K} D_{M,-K}^I(\theta_e) \phi_{-K}(q) \}, \quad (14)$$

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

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

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

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

$$\mathfrak{M}(EL, \nu) = \sum_{\nu'} D_{\nu,\nu'}^L(\theta_e) \mathfrak{M}'(EL, \nu'). \quad (17)$$

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

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

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

$$Q_0 = \langle \Psi_{M,K}^I | \mathfrak{M}'(E2, 0) | \Psi_{M,K}^I \rangle. \quad (19)$$

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

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

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

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta_2 \{1 + 0,36 \beta_2 + \dots\}. \quad (21)$$

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

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

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

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

Магнитный момент μ основного и возбужденных состояний деформированных ядер равен

$$\mu^A = \langle \Psi_{M,K}^I | (M1, 0) | \Psi_{M,K}^I \rangle_{M=I}. \quad (24)$$

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

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

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

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

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

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

$$\delta^{-2} \left(\frac{E_2}{M1}; I, K \rightarrow I-1, K \right) = \frac{1,148 (I-1)(I+1)}{[E_\gamma(I \rightarrow I-1)]^2} \left(\frac{g_K - g_R}{Q_0} \right)^2. \quad (28)$$

Отсюда, используя выражение для δ^2 и энергию $E_\gamma(I \rightarrow I-1)$, 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:

$$\delta^{-2} \left(\frac{E_2}{M1}; I, K \rightarrow I-1, K \right) = \frac{I_\gamma(I, K \rightarrow I-1, K)}{I_\gamma(I, K \rightarrow I-2, K)} \left[\frac{E_\gamma(I \rightarrow I-2)}{E_\gamma(I \rightarrow I-1)} \right]^5 \times$$

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

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^{17/}:

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

3. СМЕШИВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС

Причиной несохранения проекции момента K является связь коллективного и внутренних 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

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

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

$$|K_q I\rangle = \sum_{q'} a_{qq'}(I) \Psi_{MK_q'}^I(q'), \quad (32)$$

где $q, q' \equiv \beta, \gamma$; g — основное, а β и γ — вибрационные состояния; $\Psi_{MK_q'}^I(q')$ — 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

$$a_{gg} = a_{\beta\beta} = a_{\gamma\gamma} = 1, \quad (33)$$

$$a_{g\beta} = -a_{\beta g} = -\epsilon_{\beta g} f_{\beta}(I),$$

$$a_{g\gamma} = -a_{\gamma g} = -\frac{1}{2}[1 + (-1)^I] \epsilon_{\gamma g} f_{\gamma}(I),$$

$$a_{\beta\gamma} = -a_{\gamma\beta} = \frac{1}{2}[1 + (-1)^I] \epsilon_{\beta\gamma} f_{\gamma}(I),$$

где

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

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

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 M1-переходов.

4. ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ ДЛЯ M1-ПЕРЕХОДОВ

В адиабатическом приближении все M1-переходы между ротационными уровнями полос (g, β, γ) запрещены, а величина g_R гироманнитного отношения одинакова для всех состояний. Приведенные вероятности M1-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:

$$B(M1; I_i K_{qi} \rightarrow I_f K_{qf}) = \left\{ \sum_{\nu, q, q'} (\nu + \delta_{\nu, 0}) \langle I_i - K_q 1 \nu | I_f, K_{q'} - |\nu| \rangle \times K_q^{|\delta_{\nu, 0}|} \sqrt{1 + |\delta_{K_q, 0} - \delta_{K_{q'}, 0}|} R_{I_f, \nu} (|K_q - K_{q'} - 1|) K_q^{a_{q_i q}} (I_i) a_{q_f q'} (I_f) G_{qq'}(\nu) \right\}^2, \quad (36)$$

здесь

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

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

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

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

$$B(M1; IO_{\beta} \rightarrow IO_g) = \frac{3}{4\pi} \{ G_{g\beta}(g_+) + \epsilon_{\beta} I(I+1) [G_{gg}(g_+) - G_{\beta\beta}(g_+)] + \epsilon_{\beta\gamma} (I-1)(I+2) G_{g\gamma}(g_-) \}^2. \quad (38)$$

Приведенная вероятность M1-переходов, идущих из уровней γ -полосы на уровни полосы основного состояния, вычисляется с помощью следующих соотношений:

$$B(M1; I2_{\gamma} \rightarrow IO_g) = \frac{3}{8\pi} (I-1)(I+2) \{ G_{g\gamma}(g_-) + 8\epsilon_{\gamma} [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})] + 2I(I+1) [\epsilon_{\gamma} (G_{gg}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_+)) - \epsilon_{\beta\gamma} G_{g\beta}(g_+)] \}^2, \quad (39)$$

$$B(M1; I+1, 2_{\gamma} \rightarrow IO_g) = \frac{3(I-1)I(I+2)}{8\pi(2I+3)} \{ G_{g\gamma}(g_-) + 4\epsilon_{\gamma} [(I-1) \times (I+3)]^{1/2} [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})] \}^2, \quad (39')$$

$$B(M1; I2_{\gamma} \rightarrow I+1, O_g) = \frac{3I(I+2)(I+3)}{8\pi(2I+1)} \{ G_{g\gamma}(g_-) - 4\epsilon_{\gamma} [(I-1)(I+3)]^{1/2} \times [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_{z'})] \}^2. \quad (39'')$$

Для того чтобы матричные элементы между разными состояниями были отличными от нуля, необходимо предположить, что g_{\pm} зависит от параметров деформации, например, следующим образом: $g_+ = g_0 + (\frac{\partial g_+}{\partial \beta})_0 (\beta - \beta_0)$; $g_- = \gamma (\frac{\partial g_-}{\partial \gamma})_0$. Матричный элемент $G_{\gamma\gamma}(g_+)$ иногда

обозначается как коллективное гироманнитное отношение $g_R(2_{\gamma})$, в то время как матричный элемент $G_{\gamma\gamma}(g_{z'})$ характеризует внутреннее гироманнитное 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 $B(M1; I2_{\gamma} \rightarrow I0_g)$ 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:

$$B_{\lambda}(M1; I + 1, 2_{\gamma} \rightarrow I2_{\gamma}) = 3[4\pi(I + 1)(2I + 3)]^{-1} \times \{2[(I - 1)(I + 3)]^{1/2} \times \\ \times [G_{\gamma\gamma}(g_+) - G_{\gamma\gamma}(g_z)] - (I - 1)I(I + 1)(I + 2)\epsilon_{\gamma} G_{\gamma\gamma}(g_-)\}^2, \quad (40)$$

когда I четное,

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

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

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

где энергия E_{γ} — в МэВ (см. комментарий к таблице).

Вопросам получения и анализа формул для вычисления приведенных вероятностей $B(E2, I_i \rightarrow I_f)$ 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., Моттelson 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. Дзелепов 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., Моттelson 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.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Адам И. и др.

P6-87-201

Определение физических констант основного и квадрупольных вибрационных состояний и переходов в четно-четных деформированных ядрах. Магнитные M1-переходы

Рассмотрены вопросы, связанные с определением физических констант ядерной структуры основного и квадрупольных вибрационных состояний и переходов в четно-четных деформированных ядрах. Получены формулы для определения приведенных вероятностей магнитных M1-переходов внутри ротационных полос и между полосами. Приведенные вероятности $B(M1)$ вычисляются в случае смешивания волновых функций в рамках теории возмущений.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод авторов

Adam J. et al.

P6-87-201

Determination of the Physical Constants of the Ground State and Quadrupole Vibrational States and Transitions in Even-Even Deformed Nuclei. Magnetic M1 Transitions

We consider here the determination of "physical constant" of nuclear structure of ground, quadrupole vibrational states and gamma-transitions in even-even deformed nuclei. Obtained formulae for determination of reduced probabilities of magnetic M1 interband and intraband transitions are obtained. Reduced probabilities $B(M1)$ were calculated using perturbation theory and assumed mixing wave functions.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987