

# НИЗКОЛЕЖАЩИЕ НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

*В.Г.Соловьев, А.В.Сушков, Н.Ю.Ширикова*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описано усовершенствование квазичастично-фононной модели ядра, выполненное в последнее время. Даны результаты расчетов энергий и волновых функций всех неротационных состояний до 2,3 МэВ в  $^{156,158,160}\text{Gd}$ ,  $^{160,162,164}\text{Dy}$  и  $^{166,168}\text{Er}$ . Приведены вероятности  $E1$ -,  $E2$ -,  $E3$ -,  $E4$ - и  $M1$ - переходов из основных в возбужденные состояния и приведенные вероятности  $E1$ -,  $E2$ -,  $M1$ - и  $M2$ -переходов между возбужденными состояниями. Систематизированы соответствующие экспериментальные данные и выполнено сравнение с результатами расчетов в КФМЯ. Получено достаточно хорошее описание в квазичастично-фононной модели ядра энергий, приведенных вероятностей  $E\lambda$ - и  $M\lambda$ -переходов и наибольших двухквазичастичных конфигураций однофононных членов волновых функций неротационных состояний и сделаны предсказания.

The quasiparticle-phonon nuclear model (QPNM) has recently been improved. The results of calculations of the energies and wave functions of all nonrotational states up to 2.3 MeV in  $^{156,158,160}\text{Gd}$ ,  $^{160,162,164}\text{Dy}$  and  $^{166,168}\text{Er}$  are given. The probabilities of  $E1$ ,  $E2$ ,  $E3$ ,  $E4$ , and  $M1$  transitions from the ground state to excited states and the reduced rates of  $E1$ ,  $E2$ ,  $M1$ , and  $M2$  transitions between the excited states are presented. The available experimental data are systematized and the comparison with the results of the calculations within the QPNM are made. Good enough description is obtained for the energies, reduced probabilities of  $E\lambda$  and  $M\lambda$  transitions, and for the largest two-quasiparticle configurations of one-phonon terms of the wave function of nonrotational states and predictions are made.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Низколежащие квадрупольные и октупольные коллективные и двухквазичастичные состояния в четно-четных деформированных ядрах почти полвека изучаются экспериментально и теоретически [1-4]. Тем не менее структура первых вибрационных состояний еще активно обсуждается. Так, первые  $K_n^\pi = 0_1^+$  и  $2_1^+$  состояния, получившие название бета- и гамма-вибрационных состояний, только условно можно связать с колебаниями поверхности ядра. Более того, во многих ядрах первое возбужденное  $0_1^+$ -состояние даже условно нельзя рассматривать как бета-вибрационное из-за слабоинтенсивного  $E2$ -перехода на ротационную полосу основного состояния. Остается не вполне

ясным вопросом о существовании коллективных двухфононных (или дважды вибрационных) состояний в сильнодеформированных ядрах. Обнаружение их в деформированных ядрах затруднено по сравнению со сферическими из-за сдвига их центроида энергии в сторону больших энергий возбуждения, где плотность уровней достаточно велика [5, 6].

Интенсивное экспериментальное и теоретическое изучение выполнено для низколежащих магнитных и электрических дипольных возбуждений. Коллективное магнитное дипольное возбуждение, получившее название ножничного (scissors mode), было открыто в экспериментах ( $e, e'$ ) в  $^{156}\text{Gd}$  [7] и позднее найдено почти во всех деформированных ядрах. Оно было предсказано в [8] в рамках двухроторной модели. Коллективные свойства этих возбуждений были описаны в приближении хаотических фаз (RPA) во многих работах [9–12].

Новая интересная информация о структуре возбужденных состояний получена при изучении вероятностей  $\gamma$ -переходов между возбужденными состояниями. Эта информация служит существенным дополнением к той, которая получена из упругого и неупругого рассеяния, кулоновского возбуждения, реакций одно- и двухнуклонных передач и  $\beta$ -распада.

Настоящий обзор представляет собой продолжение первой его части [13], в которой была изложена версия квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) для четно-четных деформированных ядер. По мере изучения свойств деформированных ядер происходит развитие КФМЯ. Те усовершенствования КФМЯ, которые сделаны после написания первой части [13], изложены в разд. 2. Детали расчетов и константы взаимодействий даны в разд. 3. Экспериментальные данные и результаты вычислений представлены в разд. 4 в виде двух таблиц для каждого ядра. Особенности неротационных возбужденных состояний и сравнение теории с экспериментом обсуждены в разд. 5. В разд. 6 сформулированы основные выводы.

В настоящем обзоре использованы те же обозначения, что и в [13], если не оговорено особо.

## 2. УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ КФМЯ

Основные положения КФМЯ изложены в [14, 15]. Математический аппарат КФМЯ, предназначенный для описания энергий и волновых функций низколежащих неротационных состояний в четно-четных сильнодеформированных ядрах, дан в [13, 15].

Как было описано ранее, однофононные состояния образуют базис, который используется в КФМЯ вместо базиса одночастичных состояний. Формированию фононного базиса, рассчитанного в RPA, уделяется большое внимание. Как известно, RPA применимо в тех ядрах, в которых невелики кор-

реляции в основных состояниях, т.е. оно применимо, когда мало число квазичастиц  $\langle \alpha_{q\sigma}^+ \alpha_{q\sigma} \rangle$ , усредненное по волновой функции основного состояния. Волновая функция основного состояния четно-четного ядра  $\Psi_0$  является фононным вакуумом. Согласно расчетам в [16] максимальное число квазичастиц в основных состояниях  $^{168}\text{Er}$ ,  $^{158}\text{Gd}$  и  $^{156}\text{Gd}$  равно 0,017, 0,035 и 0,040 соответственно. Ввиду того, что число квазичастиц в основных состояниях сильнодеформированных ядер очень мало, однофононные состояния, рассчитанные в RPA, могут служить в качестве фононного базиса в КФМЯ.

Корреляции в основных состояниях учитываются при описании первых квадрупольных и октупольных состояний в некоторых сферических ядрах с незаполненными оболочками. Например, влияние корреляций в основных состояниях в  $^{64-70}\text{Zn}$  на переходные плотности для первых квадрупольных и октупольных состояний оказалось существенным [17].

Приведем волновые функции однофононных состояний и волновые функции, содержащие одно- и двухфононные члены, которые необходимы для понимания результатов вычислений без обращения к обзору [13]. Гамильтониан КФМЯ состоит из аксиально-симметричного потенциала Вудса — Саксона, описывающего среднее поле, монопольного спаривания, а также изо-скалярных и изовекторных частично-дырочных ( $ph$ ) и частично-частичных ( $pp$ ) мультиполь-мультипольных и спин-спиновых взаимодействий, взятых в сепарабельной форме.

Расчеты выполнены в RPA с волновой функцией

$$Q_{\lambda\mu i\sigma}^+ \Psi_0, \tag{1}$$

где

$$Q_{\lambda\mu i\sigma}^+ = 1/2 \sum_{q_1 q_2} \{ \psi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu i} A^+(q_1 q_2; \mu\sigma) - \phi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu i} A(q_1 q_2; \mu(-\sigma)) \} \tag{2}$$

– оператор рождения фонона с мультипольностью  $\lambda\mu$ ,  $i = 1, 2, 3, \dots$  – номер корня секулярного уравнения RPA,  $\Psi_0$  – волновая функция основного состояния четно-четного ядра. Квантовые числа одночастичных состояний обозначены как  $q\sigma$ , где  $\sigma = \pm 1$ ,  $q$  равно  $K^\pi$  и асимптотическим квантовым числам  $Nn_z\Lambda \uparrow$  при  $K = \Lambda + 1/2$  или  $Nn_z\Lambda \downarrow$  при  $K = \Lambda - 1/2$ . Расчеты в КФМЯ проведены с волновой функцией, содержащей одно- и двухфононные члены, а именно:

$$\begin{aligned} \Psi_n(K_0^{\pi_0} \sigma_0) = & \left\{ \sum_{i_0} R_{i_0}^n Q_{\lambda_0 \mu_0 i_0 \sigma_0}^+ + \right. \\ & \left. + 1/2 \sum_{\substack{\lambda_1 \mu_1 i_1 \sigma_1 \\ \lambda_2 \mu_2 i_2 \sigma_2}} \frac{(1 + \delta_{\lambda_1 \lambda_2} \delta_{\mu_1 \mu_2} \delta_{i_1, i_2})^{1/2}}{[1 + \delta_{K_0 0} (1 - \delta_{\mu_1 0})]^{1/2}} \delta_{\sigma_1 \mu_1 + \sigma_2 \mu_2, \sigma_0} K_0 \times \right. \end{aligned}$$

$$\times P_{\lambda_1 \mu_1 i_1 \sigma_1, \lambda_2 \mu_2 i_2 \sigma_2}^n Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1 \sigma_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2 \sigma_2}^+ \Psi_0. \quad (3)$$

Здесь  $n = 1, 2, 3, \dots$  является номером состояния с фиксированным значением  $K_0^{\pi_0}$ . Условие нормировки имеет вид

$$\sum_{i_0} (R_{i_0}^n)^2 + \sum_{\lambda_1 \mu_1 i_1 \geq \lambda_2 \mu_2 i_2} (P_{\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2}^n)^2 [1 + \mathcal{K}^{K_0}(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)] = 1. \quad (4)$$

Учет принципа Паули в двухфононных членах волновой функции (3) осуществлен путем введения функции  $\mathcal{K}^{K_0}(\lambda_1 \mu_1 i_1, \lambda_2 \mu_2 i_2)$ , явный вид которой дан в [13, 15].

Усовершенствование КФМЯ состоит, во-первых, в приближенном исключении духового состояния при вычислении уровней с  $K^\pi = 1^+$  и использовании спин-спиновых взаимодействий наряду с квадрупольными взаимодействиями при расчетах в RPA и, во-вторых, в вычислении в RPA энергий и волновых функций состояний с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  не только с изоскалярными и изовекторными  $ph$ - и  $pp$ - октупольными взаимодействиями, но также с  $ph$ -изовекторными диполь-дипольными взаимодействиями.

В предыдущих расчетах [16, 18, 19] возбуждений с  $K^\pi = 1^+$  духовое состояние, связанное с вращением ядра, не было исключено. В новых расчетах, результаты которых приведены в настоящем обзоре, выполнено приближенное исключение духового состояния. Оно сделано путем выбора константы  $\kappa_0^{21}$  изоскалярного  $ph$ -квадрупольного взаимодействия большей, чем ее критическое значение  $(\kappa_0^{21})_{cr}$ . При значении  $(\kappa_0^{21})_{cr}$  первое решение секулярного уравнения RPA обращается в ноль. В [20] процедура исключения духового состояния приводила к фиксации константы  $\kappa_0^{21} = (\kappa_0^{21})_{cr}$ . В наших расчетах выполняется следующее требование:

$$\kappa_0^{21} > (\kappa_0^{21})_{cr}. \quad (5)$$

Духовое состояние определено

$$|J_+ \rangle = \frac{1}{N_{sp}^{1/2}} |I_+^{ph} \rangle \quad (6)$$

с нормировкой

$$\frac{1}{N_{sp}} \langle I_-^{ph} | I_+^{ph} \rangle = 1, \quad (6')$$

где

$$N_{sp} = \sum_{\substack{q_1 q_2 \\ \kappa_1 \geq \kappa_2}} (u_{q_1 q_2}^{(-)})^2 [\langle q_2 \sigma_0 | I_- | q_1 \sigma_0 \rangle \langle q_1 \sigma_0 | I_+ | q_2 \sigma_0 \rangle \delta_{\kappa_1 - \kappa_2, 1} + \langle q_2 (-\sigma_0) | I_- | q_1 \sigma_0 \rangle \langle q_1 \sigma_0 | I_+ | q_2 (-\sigma_0) \rangle \delta_{\kappa_1 + \kappa_2, 1}], \quad (7)$$

$$N_{sp} = N_{sp}(\nu) + N_{sp}(\pi).$$

Перекрытие волновой функции однофононного состояния  $Q_{21i\sigma_0}^+ \Psi_0$  с духовым состоянием равно

$$N_{spu}^i = \frac{1}{N_{sp}} \langle J_- Q_{21i\sigma_0}^+ \rangle \langle Q_{21i\sigma_0} J_+ \rangle = \frac{1}{N_{sp}} I_{-}^{21i} I_{+}^{21i}, \quad (8)$$

где

$$I_{\pm}^{21i} = \sum_{\tau} I_{\pm}^{21i}(\tau), I_{\pm}^{21i}(\tau) = \sum_{\substack{q_1 q_2 \\ \kappa_1 \geq \kappa_2}}^{\tau} \langle q_1 | j_{\pm} | q_2 \rangle u_{q_1 q_2}^{(-)} \psi_{q_1 q_2}^{21i}. \quad (9)$$

Отметим, что если не исключать духового состояния, то имеет место следующая нормировка:

$$\sum_i N_{spu}^i = 1. \quad (10)$$

При выполнении условия (5) духовое состояние практически ортогонально ко всем однофононным состояниям. Для любого однофононного состояния перекрытие с духовым состоянием меньше, чем 0,005. Сумма по первым 20 состояниям  $\sum_i^{20} N_{spu}^i = 0,010 \div 0,025$ . Сумма по всем состояниям в  $^{164}\text{Dy}$  до 30 МэВ равна 0,048. Отсюда видно, что приближенное исключение духового состояния является вполне удовлетворительным. Перекрытие духового состояния с возбужденными состояниями, описываемыми волновыми функциями  $\Psi_n(K_0^{\pi_0} \sigma_0)$ , состоящими из однофононной и двухфононной частей, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} N_{spu}^i &= \frac{1}{N_{sp}} \langle J_- \Psi_n(K_0^{\pi_0} = 1^+, \sigma_0) \rangle \langle \Psi_n^*(K_0^{\pi_0} = 1^+, \sigma_0) J_+ \rangle = \\ &= \frac{1}{N_{sp}} \sum_{i'} R_i^n R_{i'}^n I_{-}^{21i} I_{+}^{21i'}. \end{aligned} \quad (11)$$

Коллективные состояния с  $K^{\pi} = 1^+$ , возбуждаемые в реакциях  $(e, e')$  и  $(\gamma, \gamma')$ , были предсказаны путем изучения двухротаторной модели [8]. Предполагалось, что нейтроны и протоны претерпевают ротационные осцилляции вокруг оси, перпендикулярной к оси симметрии деформированного ядра. Сравнение сечений для возбуждения этих состояний в реакциях  $(e, e')$  и  $(\gamma, \gamma')$  позволило установить, что их возбуждение происходит через орбитальную часть оператора  $M1$ -перехода. Свойства этих состояний микроскопически описаны в RPA [9–12].

В [11] дано микроскопическое представление волновой функции так называемого ножничного состояния (scissors state), которое имеет вид

$$|\Psi_{sc} \rangle = (N_{sp} N_{sp}(\nu) N_{sp}(\pi))^{-1/2} [N_{sp}(\pi) I_{+}^{ph}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_{+}^{ph}(\pi)], \quad (12)$$

где  $N_{sp}$  дано формулой (7), а  $N_{sp}(\nu)$  и  $N_{sp}(\pi)$  относятся к нейтронной и протонной системам соответственно. Выполняются следующие условия нормировки:

$$\langle \Psi_{sc} | \Psi_{sc} \rangle = 1, \quad (13)$$

$$\sum_i |\Psi_{sc} | Q_{21i\sigma_0}^+ \Psi_0 \rangle|^2 = 1, \quad (14)$$

где суммирование выполнено по всем решениям секулярного уравнения РРА.

Перекрытия волновой функции состояния (12) с волновыми функциями (1) и (3) имеют следующий вид:

$$Sc^i = \langle Q_{21i} \Psi_{sc} \rangle \langle \Psi_{sc}^* Q_{21i}^+ \rangle = \frac{[N_{sp}(\pi) I_+^{21i}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{21i}(\pi)]^2}{N_{sp} N_{sp}(\nu) N_{sp}(\pi)}, \quad (15)$$

$$Sc^n = \frac{1}{N_{sp} N_{sp}(\nu) N_{sp}(\pi)} \sum_{ii'} R_i^n R_{i'}^n [N_{sp}(\pi) I_+^{21i}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{21i}(\pi)] [N_{sp}(\pi) I_+^{21i'}(\nu) - N_{sp}(\nu) I_+^{21i'}(\pi)]. \quad (16)$$

### 3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

В наших расчетах используются одночастичные энергии и волновые функции аксиально-симметричного потенциала Вудса — Саксона. Ядерная часть потенциала Вудса — Саксона состоит из центрального и спин-орбитального членов:

$$V_{nuc} = V(r) + V_{ls}(r), \quad (17)$$

$$V(r) = \frac{-V_0^{N,Z}}{1 + \exp\{\alpha[r - R(\theta, \phi)]\}}, \quad (18)$$

$$V_{ls}(r) = -\kappa(\vec{p} \times \vec{\sigma}) \cdot \vec{\nabla} V(r), \quad (19)$$

где  $\vec{\sigma}$  — матрица Паули,  $\vec{p}$  — импульс нуклона. Для протонной системы необходимо добавить кулоновский член

$$V_C(r) = \frac{3}{4\pi} \frac{(Z-1)e^2}{R_0^3} \int \frac{n(r') dr'}{|r-r'|}, \quad (20)$$

где  $n(r)$  является плотностью распределения заряда в ядре:

$$n(r) = \{1 + \exp[\alpha(r - R(\theta, \phi))]\}^{-1}.$$

Форма ядра описывается формулой

$$R(\theta, \phi) = R_0 \{1 + \tilde{\beta} + \beta_2 Y_{20}(\theta, \phi) + \beta_4 Y_{40}(\theta, \phi)\}, \quad (21)$$

Таблица 1. Параметры потенциала Вудса — Саксона

A	p/n	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , фм	$\alpha$ , фм <sup>-1</sup>	$\kappa$ , фм <sup>2</sup>
155	p	59,2	1,24	1,63	0,360
165	p	59,2	1,25	1,63	0,355
155	n	47,2	1,26	1,67	0,400
165	n	44,8	1,26	1,67	0,430

где  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  — радиус равновеликого сферического ядра, постоянную  $\tilde{\beta}$  часто вводят для лучшего выполнения условия сохранения объема ядра:  $\beta_2$  и  $\beta_4$  являются параметрами квадрупольной ( $\lambda = 2$ ) и гексадекапольной ( $\lambda = 4$ ) деформаций.

Ввиду того, что одночастичные энергии и волновые функции потенциала Вудса — Саксона зависят от массового числа  $A$ , области деформированных ядер разбивают на зоны, чтобы не делать расчеты для каждого значения  $A$ . Редкоземельная область разбита на следующие зоны по  $A$ : 155, 165, 173 и 181. Подгонка параметров потенциала Вудса — Саксона состоит из следующих четырех этапов: 1) с определенным набором параметров потенциала вычисляются одночастичные энергии и волновые функции, 2) методом оболочечной поправки [21] вычисляется равновесная форма ядра и тем самым фиксируются параметры квадрупольной  $\beta_2$  и гексадекапольной  $\beta_4$  деформаций, 3) вычисляются фононы в RPA, 4) волновые функции нечетных ядер берутся в виде суммы одноквазичастичных и квазичастица⊗фонон компонент, учитываются взаимодействия квазичастиц с фононами и вычисляются энергии и волновые функции неротационных состояний нечетных ядер, которые сравниваются с соответствующими экспериментальными данными. Для улучшения согласия результатов вычислений с экспериментом изменяются параметры потенциала Вудса — Саксона и заново проводятся четыре этапа вычислений. Такая процедура повторяется до тех пор, пока не достигается достаточно хорошее описание экспериментальных данных по низколежащим неротационным уровням нечетных ядер. Параметры потенциала Вудса — Саксона представлены в табл. 1.

Расчеты выполнены с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Вудса — Саксона зоны  $A = 155$  в  $^{156,158,160}\text{Gd}$  с равновесными деформациями  $\beta_2 = 0,28$  и  $\beta_4 = 0,04$  и зоны  $A = 165$  в  $^{160}\text{Dy}$  с  $\beta_2 = 0,28$  и  $\beta_4 = 0,02$ , в  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{164}\text{Dy}$  и в  $^{166,168}\text{Er}$  с  $\beta_2 = 0,28$  и  $\beta_4 = -0,01$  и с параметром неаксиальности  $\gamma = 0$ . При вычислении низколежащих состояний с энергией ниже 2,3 МэВ учитывались все одночастичные уровни со дна потенциальной ямы до +5 МэВ.

Константы взаимодействий между квазичастицами фиксированы следующим образом: константа  $\kappa_0^{\lambda\mu}$  изоскалярного мультипольного  $ph$ -взаимодейст-

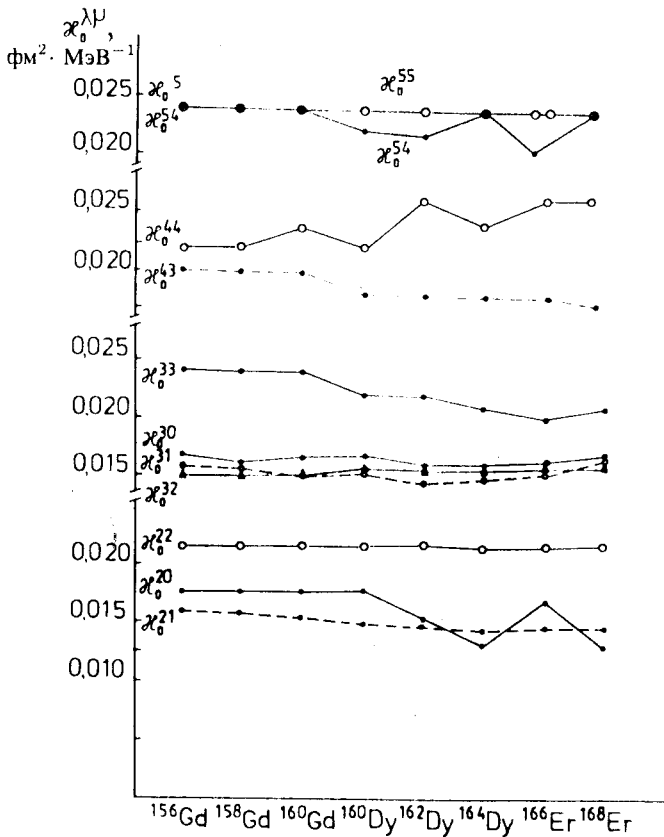


Рис. 1. Константы мультиполь-мультипольного изоскалярного  $ph$ -взаимодействия  $\kappa_0^{\lambda\mu}$  (в единицах  $\text{фм}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$ )

вия выбрана такой, при которой рассчитанная энергия первого  $K_{n=1}^\pi$  состояния была близка к экспериментальному значению; изовекторная константа  $\kappa_1^{\lambda\mu} = -1,5\kappa_0^{\lambda\mu}$ , константа мультипольного  $pp$ -взаимодействия  $G^{\lambda\mu} = \kappa_0^{\lambda\mu}$ . Константа изовекторного дипольного  $ph$ -взаимодействия  $\kappa_1^{1\mu} = -1,5\kappa_0^{3\mu}$ . С этой константой хорошо описывается положение гигантского изовекторного дипольного резонанса. Численные значения констант представлены на рисунке. Константа  $\kappa_0^{21}$  больше той, при которой первое решение секулярного уравнения RPA равно нулю. Таким путем мы приближенно исключили духовое состояние с  $K^\pi = 1^+$ , связанное с вращением ядра как целого. Константы изоскалярного и изовекторного спин-спинового взаимодействия равны  $\kappa_0^{011} = -0,0024$ ,  $\kappa_1^{011} = -0,024 \text{ фм}^2 \cdot \text{МэВ}^{-1}$ . Константа монопольного спа-



ривания  $G_7$  зафиксирована из парных энергий при учете, что  $G^{20} = \kappa_0^{20}$ . Энергии двухквaziчастичных полюсов рассчитаны с учетом монополюсного и квадрупольного спаривания, эффекта блокировки и поправки Галлахера — Мошковского [22].

Наш фононный базис состоит из десяти ( $i = 1, 2, 3, \dots, 10$ ) фононов каждой мультипольности:  $\lambda\mu = 20, 22, 32, 33, 43, 44, 54, 55$  и  $65$ . Он включает по двадцать фононов с  $\lambda\mu = 21, 30$  и  $31$ . Кроме энергий и волновых функций нами рассчитаны приведенные вероятности  $E\lambda$ - и  $M1$ - переходов из основного состояния  $0^+0_{g.s}$  на возбужденное состояние с  $I = \lambda$  по формулам, приведенным в [13, 15]. Рассчитаны приведенные вероятности  $E\lambda$ - и  $M\lambda$ -переходов между возбужденными состояниями по формулам, данным в [13, 23]. Мы используем ограниченное пространство одночастичных состояний от дна потенциальной ямы до  $+5$  МэВ. Поэтому расчеты величин  $B(E\lambda)$  для  $\lambda = 2, 3, 4$  и  $5$  выполнены со следующими эффективными протонными и нейтронными зарядами:  $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p) = 1, 2$  и  $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) = 0, 2$ . Расчеты с полным базисом и  $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p) = 1, e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) = 0$  дают примерно такие же значения величин  $B(E\lambda)$ . Приведенные вероятности  $B(E1)$  рассчитаны с эффективными зарядами  $e_{\text{eff}}^{(1)}(p) = N/A$  и  $e_{\text{eff}}^{(1)}(n) = -Z/A$ , величины  $B(M\lambda) - c g_s^{\text{eff}} = 0, 7$ .

Нами выполнены расчеты энергий и волновых функций неротационных состояний без учета кориолисова взаимодействия, которое при необходимости можно учесть, используя волновые функции (3), как это было сделано, например, в [16]. Экспериментальные данные и результаты расчетов в настоящем обзоре для каждого ядра представлены в виде двух таблиц. В первой даны экспериментальные и рассчитанные энергии, величины  $B(E\lambda) \uparrow$  для  $E\lambda$ -переходов с  $\lambda > 1$  из основного  $0^+0_{g.s}$ -состояния на возбужденные состояния с фиксированными значениями  $I^\pi K_n$  с  $\lambda = I$ . Рассчитанная структура неротационного состояния представлена как вклад (в процентах) однофононных  $(\lambda\mu)_i$  и двухфононных  $\{(\lambda_1\mu_1)_{i_1}, (\lambda_2\mu_2)_{i_2}\}$  членов в нормировку волновой функции (2). Далее в таблице приведены вклады (в процентах) нескольких наибольших двухквaziнейтронных  $\nu\nu$  и двухквaziпротонных  $\pi\pi$  компонент в нормировку волновой функции однофононного состояния  $(\lambda\mu)_i$ . В приводимых таблицах даны все неротационные состояния с энергиями ниже  $2,3$  МэВ.  $B(E\lambda) \uparrow$  означает приведенную вероятность  $E\lambda$ -перехода из основного  $0^+0_{g.s}$  в возбужденное  $I^\pi K_n$  состояние с  $I = \lambda$ , которая дана в одночастичных единицах:

$$B(E\lambda) \uparrow_{\text{одн.ед.}} = \frac{2\lambda + 1}{4\pi} \left( \frac{3}{3 + \lambda} \right)^2 (1, 2A^{1/3})^{2\lambda} (\text{фм})^{2\lambda}. \quad (22)$$

Во второй таблице даны  $E1$ - и  $M1$ -переходы из состояний с  $K^\pi = 0^-, 1^-$  и  $1^+$  на основное и  $E1$ -,  $E2$ - и  $M1$ -переходы между возбужденными состояниями. Величины  $B(E\lambda)$  и  $B(M\lambda)$  даны в единицах  $e^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda}$  и  $\mu_N^2 \cdot \text{фм}^{2\lambda-2}$  соответственно. Вероятность  $\gamma$ -перехода дана в  $\text{с}^{-1}$ .

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Результаты вычислений энергий, волновых функций, величин  $B(E\lambda) \uparrow$ , приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов между возбужденными состояниями и соответствующие экспериментальные данные приведены в табл. 2–17. В этих таблицах представлены результаты расчетов [16, 18, 19, 23–26], а также результаты новых вычислений. В таблицах приведены отношения экспериментальных и рассчитанных спектроскопических факторов  $(t, p)$  и  $(p, t)$  реакций для переходов на возбужденные  $0_n^+$ -состояния к переходам между основными состояниями, т.е.  $\tilde{S}_n(t, p) = S_n(t, p)/S_{g.s.}(t, p)$ ,  $\tilde{S}_n(p, t) = S_n(p, t)/S_{g.s.}(p, t)$ . Даны экспериментальные значения двухкваснейтронных  $\nu\nu$  или двухквасипротонных  $\pi\pi$  компонент волновых функций уровней, возбуждаемых в реакциях однонуклонных передач и в  $\beta$ -распадах. Обозначения  $(d, t)$ ,  $(d, p)$ ,  $(^3\text{He}, \alpha)$  и другие указывают на большую интенсивность соответствующих реакций. Экспериментальные и рассчитанные величины  $\rho^2$  найдены из матричных элементов  $E0$ -переходов, величины  $X(E0/E2)$  получены из приведенных вероятностей  $E0$ - и  $E2$ -переходов.

Экспериментальные данные для  $^{156,158,160}\text{Gd}$ , представленные в табл. 2–7, взяты из [27–39], причем нижние значения для  $B(E\lambda) \uparrow$  в табл. 2, 4 и 6 взяты из [39]. Экспериментальные данные для  $^{160}\text{Dy}$ , представленные в табл. 8 и 9, взяты из [30, 37, 40–49]. В табл. 10 и 11 приведены экспериментальные данные для  $^{162}\text{Dy}$ , полученные в [19] и, кроме того, взятые из [50–52]. Экспериментальные данные для  $^{164}\text{Dy}$ , представленные в табл. 12 и 13, получены в [45, 47, 49, 51, 53–58]. Экспериментальные данные для  $^{166}\text{Er}$  в табл. 14 и 15 взяты из [49, 59–64]. Экспериментальные данные для  $^{168}\text{Er}$ , представленные в табл. 16 и 17, взяты из [49, 65–75].

#### 5. НЕРОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ И ВЕРОЯТНОСТИ $\gamma$ -ПЕРЕХОДОВ

**5.1. Общие замечания.** Энергии и волновые функции квадрупольных с  $\lambda\mu = 20$  и  $22$  и октупольных с  $\lambda\mu = 30, 31$  и  $32$  состояний в области  $150 \leq A \leq 184$ , рассчитанные в RPA в 1965 г. с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Нильссона, приведены в [76, 77]. Амплитуды  $\psi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu 1}$  и  $\phi_{q_1 q_2}^{\lambda\mu 1}$  волновых функций первых квадрупольных и октупольных однофоновых состояний даны в [76]. Ряд больших амплитуд волновых функций были обнаружены в реакциях однонуклонных передач. В [77] приведены величины  $B(E2)$  и  $B(E3)$  для возбуждения первых квадрупольных и октупольных состояний. Эти расчеты многие годы служили ориентиром для экспериментального изучения.

Энергии и волновые функции двухквaziчастичных и первых двухфононных состояний с  $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$  и  $2^-$ , рассчитанные в RPA с  $ph$ -изоскалярными взаимодействиями с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Вудса — Саксона, приведены в [4]. Здесь даны по шесть наибольших двухквaziчастичных компонент волновых функций однофононных состояний. Многие предсказания, сделанные в [4], были позднее подтверждены экспериментально.

В [78] рассчитаны в RPA энергии и волновые функции гексадекапольных состояний с  $K^\pi = 3^+$  и  $4^+$  в четно-четных деформированных ядрах в области  $158 \leq A \leq 188$ . Показано, что среди низколежащих состояний с  $K^\pi = 3^+$  и  $4^+$  имеются коллективные гексадекапольные и двухквaziчастичные состояния. Особенности квадрупольных и гексадекапольных состояний описаны в [79]. В [80] изучено влияние взаимодействий высокой мультипольности с  $\lambda = 5, 6, 7$  и  $9$  на смешивание двухквaziнейтронных и двухквaziпротонных состояний с большими значениями  $K$  в четно-четных деформированных ядрах. Получено качественно правильное описание в RPA экспериментальных данных по смешиванию двухквaziнейтронных и двухквaziпротонных конфигураций в  $^{176,178}\text{Hf}$ ,  $^{171}\text{Yb}$ ,  $^{168}\text{Er}$  и  $^{158}\text{Gd}$ . Эти исследования показали, что при описании структуры деформированных ядер нужно также учитывать мультипольные взаимодействия с  $\lambda > 3$ .

Вычисления неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах, данные в настоящем обзоре, существенно отличаются от ранее проведенных расчетов [3–6, 76–78] в следующем.

1) Используются более сложные RPA секулярные уравнения. Если в предыдущих расчетах учитывались только  $ph$ -изоскалярные мультиполь-мультипольные взаимодействия, то здесь учитываются изоскалярные, и изовекторные  $ph$ - и  $pp$ -мультиполь-мультипольные взаимодействия. При описании однофононных состояний с  $K^\pi = 1^+$  дополнительно учитываются спин-спиновые взаимодействия. При описании состояний с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  дополнительно учитываются изовекторные  $ph$ -диполь-дипольные взаимодействия.

2) Волновые функции неротационных состояний, состоящие из однофононных и двухфононных членов, имеют вид (3).

3) Все константы фиксированы при построении фононного базиса. Нет ни одного свободного параметра в расчетах с волновой функцией (3).

Отличие состоит также в том, что, наряду с приведенными вероятностями  $E\lambda$ -переходов из основного в возбужденные состояния, рассчитаны  $E\lambda$ - и  $M\lambda$ -переходы между возбужденными состояниями. Вычислены все без исключения неротационные состояния с энергиями возбуждения ниже 2,3 МэВ.

**5.2.  $0^+$ -состояния.** Рассмотрим возбужденные  $0^+$ -состояния. В течение многих лет первое  $0_1^+$ -состояние трактовалось как  $\beta$ -вибрационное состояние [2] и описывалось в RPA с  $ph$ -квадрупольным взаимодействием и взаимодействием сверхпроводящего типа [3, 4, 76, 77]. Энергии первых возбужденных

$0_1^+$ -состояний были правильно описаны в [4, 76], а величины  $B(E2) \uparrow$ , как выяснилось позднее после их измерения, оказались сильно завышенными. В результате экспериментов, выполненных в последние 20 лет, стало ясно, что в деформированных ядрах редкоземельной области первые  $0_1^+$ -состояния нельзя трактовать как  $\beta$ -вибрационные из-за малых значений приведенных вероятностей  $E2$ -переходов на ротационную полосу, построенную на основном состоянии. Кроме того, плотность обнаруженных экспериментально низколежащих  $0^+$ -состояний оказалось больше рассчитанной.

Значительный прогресс в описании  $0^+$  возбужденных состояний в четно-четных деформированных ядрах сделан в [81], где наряду с  $ph$  учтены частично-частичные  $pp$ -квadrupольные взаимодействия. Из условия исключения духовых  $0^+$ -состояний, связанного с сохранением числа нейтронов и протонов в среднем, получены уравнения для монополярного и квадрупольного спаривания. Роль квадрупольного  $pp$ -взаимодействия велика, поскольку с увеличением константы  $G^{20}$  энергии низколежащих полюсов секулярного уравнения понижаются, а величины  $B(E2) \uparrow$  уменьшаются. При вычислениях с  $G^{20} = \kappa_0^{20}$  рассчитанные значения  $B(E2)$  приближаются к экспериментальным, плотность низколежащих  $0^+$ -состояний возрастает и их структура меняется по сравнению с расчетами при  $G^{20} = 0$ . Волновые функции низколежащих  $0^+$ -состояний, рассчитанных в RPA, очень сложны. Они состоят из большого числа двухквazичастичных конфигураций даже в том случае, когда величина  $B(E2)$  для перехода на ротационную полосу основного состояния очень мала.  $0^+$ -состояния – это смесь парных и квадрупольных вибраций.

Возбужденные  $0^+$ -состояния занимают особое место в теории ядра, поскольку математические трудности как бы сконцентрированы на их описании. Поэтому энергии и структуры  $0^+$ -состояний описываются хуже других неротационных состояний. Например, рассчитанная энергия второго  $0_2^+$ -состояния в  $^{156}\text{Gd}$  на 0,632 МэВ выше экспериментальной. Рассчитанное значение  $\tilde{S}(p, t)$  для возбуждения второго  $0_2^+$ -состояния в реакции  $(p, t)$  в  $^{158}\text{Gd}$  значительно меньше экспериментального и т.п. Отметим, что микроскопические расчеты  $\tilde{S}(p, t)$  и  $\tilde{S}(t, p)$  в [82] правильно передают изменение этих величин при переходе от одних ядер к другим.

В ряде ядер, например, в  $^{160}\text{Gd}$ ,  $^{162,164}\text{Dy}$  и  $^{168}\text{Er}$ , рассчитанные значения  $B(E2)$  для возбужденных состояний с  $I^\pi K_n = 2^+0_1$  очень малы и поэтому не были возбуждены экспериментально. Рассчитанные величины  $B(E2)$  для возбуждения  $2^+0_1$ -состояний в  $^{156,158}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Er}$  достаточно велики и находятся в согласии с экспериментальными данными.

В ряде случаев величины  $B(E2)$  для перехода на  $2^+2_1$ -состояния больше величин  $B(E2)$  для перехода на  $2^+0_{g.s.}$ . Такое превалирование имеет место для переходов с первого  $0_1^+$ - и второго  $0_2^+$ -состояний в  $^{162,164}\text{Dy}$  и  $^{168}\text{Er}$ . Оно связано с очень малым значением  $B(E2)$  для перехода на  $2^+0_{g.s.}$ -состояние и примесью 2–4% дважды гамма-вибрационной конфигурации в волновых

функциях  $0^+$ -состояний. Такого превалирования приведенной вероятности  $E2$ -перехода с первого  $0_1^+$ -состояния на гамма-вибрационное состояние над переходом на ротационную полосу основного состояния нет в  $^{156,158}\text{Gd}$ ,  $^{160}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Er}$ .

Новая интерпретация первого  $0_1^+$ -состояния как фононного возбуждения на гамма-вибрационном состоянии предложена в [83,84]. Она основана на доминировании приведенной вероятности  $E2$ -перехода на гамма-вибрационное состояние над таковой для перехода на  $2^+0_{g.s}$  основное состояние. Эта интерпретация находится в резком противоречии с расчетами в КФМЯ. Согласно нашим расчетам вклад дважды гамма-вибрационной компоненты в волновую функцию  $0_1^+$ -состояния не может быть больше 10%. Его достаточно для такого доминирования, если  $B(E2; 0^+0_1 \rightarrow 2^+0_{g.s})$  очень мала. Как показано в [85], большая совокупность экспериментальных данных по реакциям одно- и двухнуклонных передач и по силе  $E0$ -переходов противоречит интерпретации  $0_1^+$ -состояния, данной в [83].

В [86,87] было рассмотрено отношение

$$R_{\beta\gamma} = \frac{E_{0_1^+}}{E_{2_7^+} - E_{2_{\kappa..}^+}},$$

где  $E_{2_7^+}$  и  $E_{2_{\kappa..}^+}$  — энергии гамма-вибрационного и  $I^\pi K = 2^+0_{g.s}$ -состояний. Согласно [86], если правильна интерпретация  $0_1^+$ -состояния, данная в [83], то отношение  $R_{\beta\gamma}$  должно принимать значения от 1,2 до 1,8. Используя экспериментальные данные из [88], в работе [89] показали, что из 50 ядер в области  $150 \leq A \leq 190$  только в 20 случаях значения  $R_{\beta\gamma}$  находятся в интервале  $1,2 \div 1,8$ . Для всех ядер в этой области  $R_{\beta\gamma}$  принимает значения от 0,7 до 2,4. В [89] рассчитанные значения энергий  $E_{0_1^+}$ ,  $E_{2_7^+}$  и  $E_{2_{\kappa..}^+}$  взяты из [76], и получено очень хорошее согласие со значениями  $R_{\beta\gamma}$  для экспериментальных данных. Это означает, что отношение  $R_{\beta\gamma}$  может быть правильно описано в рамках различных моделей и оно не может свидетельствовать о двухфононной структуре первого  $0_1^+$ -состояния.

**5.3. Состояния с  $K^\pi = 1^+$ .** Низколежащие  $K^\pi = 1^+$  состояния обнаружены экспериментально в ряде четно-четных деформированных ядер в реакциях однонуклонных передач и в  $\beta$ -распадах. Согласно принятому методу исключения духового  $1^+$ -состояния первое возбужденное  $K^\pi = 1^+$ -состояние должно лежать выше первого полюса, т.е. не должно быть  $1^+$ -состояний с энергией менее 1,5 МэВ. Из анализируемых ядер наиминимумую энергию имеет  $1_1^+$ -состояние в  $^{162}\text{Dy}$ , у которого она равна 1,746 МэВ. В остальных ядрах она более 1,8 МэВ. Величины  $B(E2; 0^+0_{g.s} \rightarrow 2^+1_n)$  значительно меньше  $B(E2; 0^+0_{g.s} \rightarrow 2^+2_1)$ . Они, как правило, не превышают 0,5 одн.ед. В  $^{156}\text{Gd}$  и  $^{164}\text{Dy}$  величины  $B(E2)$  для возбуждения второго  $1_2^+$ -состояния больше,

чем для первого  $1_1^+$ -состояния. Энергии и структура низколежащих  $K^\pi = 1^+$  состояний достаточно хорошо описываются в КФМЯ.

Коллективные  $1^+$ -состояния, которые сильно возбуждаются в  $M1$ -переходах, лежат выше 2,5 МэВ. Фрагментация однофононных состояний с  $K^\pi = 1^+$  в энергетическом интервале 2,5÷4,0 МэВ правильно описывается в КФМЯ [90]. В деформированных ядрах должны наблюдаться быстрые  $M1$ -переходы с энергией  $\sim 2,5$  МэВ между возбужденными состояниями. Они могут указывать на наличие больших двухфононных компонент в волновых функциях возбужденных состояний [91]. Несколько таких быстрых  $M1$ -переходов продемонстрированы в табл. 9 и 13. Интенсивности  $M1$ -переходов значительно больше интенсивностей  $E2$ -переходов между теми же самыми однофононными состояниями.

**5.4. Состояния с  $K^\pi = 2^+$ .** Первые  $K_n^\pi = 2_1^+$  состояния во всех деформированных ядрах – это коллективные, так называемые "гамма-вибрационные" состояния. Их энергии, как правило, не превышают 1,4 МэВ, а величины  $B(E2; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 2^+2_1) > 3$  одн.ед. Энергии и наибольшие двухквaziчастичные компоненты волновых функций первых  $2_1^+$ -состояний правильно описаны в КФМЯ. Следующие три или четыре  $K_n^\pi = 2^+$  состояния ниже 2,3 МэВ являются слабоколлективными однофононными состояниями со значениями  $B(E2; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 2^+2_n)$ , меньшими 0,2 одн.ед.

**5.5. Состояния с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$ .** Энергии и волновые функции однофононных состояний с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  определяются, в основном, октуполь-октупольными взаимодействиями. Первые  $K_n^\pi = 0_1^-$  и  $1_1^-$  состояния являются коллективными со значениями  $B(E3; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 3^-K_n)$ , находящимися в интервале 2÷12 одн.ед. Их энергии и величины  $B(E3)$  значительно меняются от ядра к ядру, коллективность уменьшается, а энергии возрастают при переходе от изотопов Gd к Er. Экспериментальная информация о вторых и третьих  $0_2^-$ ,  $0_3^-$ ,  $1_2^-$  и  $1_3^-$ -состояниях крайне скудна.

Если однофононные состояния с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  описывать с учетом  $ph$ - и  $pp$ -октуполь-октупольных взаимодействий, то рассчитанные значения  $B(E1; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 1^-0_i)$  и  $B(E1; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 1^-1_i)$  на два порядка превышают экспериментальные. Как показано в [25], включение изовекторного  $ph$ -диполь-дипольного взаимодействия с константой  $\kappa_1^{1K} = -1,5\kappa_0^{3K}$ , при которой правильно описывается положение изовекторного дипольного гигантского резонанса, приводит к уменьшению  $B(E1)$  в  $\sim 20$  раз. Сравнение с экспериментальными данными [49] показало, что рассчитанные [25] значения  $B(E1; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 1^-0_i)$  и  $B(E1; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 1^-1_i)$  в 3–5 раз больше экспериментальных. Кроме того, полная сила  $E1$ -переходов в энергетическом интервале 0÷4 МэВ с  $K^\pi = 0^-$  в 3–4 раза больше, чем переходов на состояния с  $K^\pi = 1^-$ .

Вероятности  $E1$ -переходов между однофононными членами волновых функций начального и конечного состояний зависят от их малых двухквazi-

стичных компонент. Поэтому результаты таких расчетов не очень надежны. Экспериментальные приведенные вероятности  $E1$ -переходов и вероятности распадов в секунду между однофононными членами волновых функций начального и конечного состояний равны следующим значениям:  $B(E1) = 10^{-3} \div 10^{-7} e^2 \cdot \text{фм}^2$ ,  $T(E1) = 10^5 \div 10^{11} \text{ с}^{-1}$ . Сходные малые величины  $B(E1)$ , рассчитанные в КФМЯ, приведены в табл. 3, 5, 11 и 17.

Согласно расчетам в КФМЯ, интенсивность  $E1$ -переходов велика, если волновая функция начального состояния имеет сравнительно большой двухфононный член, состоящий из октупольного фона с  $K^\pi = 0^-$  или  $1^-$  и другого фона, который имеется в волновой функции конечного состояния. Имеются примеры (см. [91]), когда интенсивность таких переходов в  $10 - 10^3$  раз больше интенсивностей переходов в основные состояния и в  $10^3 - 10^6$  раз больше интенсивностей переходов между однофононными состояниями.

Приведенные вероятности  $E1$ - и  $E3$ -переходов из основного состояния в возбужденные состояния с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  и между возбужденными состояниями рассчитаны в [92]. Показано, что имеется корреляция между приведенными вероятностями  $E1$ - и  $E3$ -переходов из основных состояний. Согласно расчетам интенсивности  $E1$ -переходов в  $10^3 - 10^{10}$  раз больше интенсивностей  $E3$ -переходов между соответствующими состояниями. Это означает, что состояния, волновые функции которых имеют большой двухфононный член, содержащий фон с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$ , могут быть экспериментально обнаружены по быстрому  $E1$ -переходу.

**5.6. Октупольные состояния с  $K^\pi = 2^-$  и  $3^-$ .** Энергии и волновые функции однофононных состояний с  $K^\pi = 2^-$  и  $3^-$  определяются октуполь-октупольными взаимодействиями. Первые  $K_n^\pi = 2_1^-$  состояния в  $^{156,158}\text{Gd}$  расположены около 1,8 МэВ, их энергия в  $^{160,162,164}\text{Dy}$  опускается до 1,0–1,3 МэВ, а коллективность значительно увеличивается, и далее в  $^{166,168}\text{Er}$  их энергия возрастает до 1,46–1,57 МэВ и коллективность уменьшается. Вторые  $K_n^\pi = 2_2^-$  состояния расположены около 2 МэВ. Энергии и структура состояний с  $K^\pi = 2^-$  достаточно хорошо описана в КФМЯ.

Экспериментальная информация о состояниях с  $K^\pi = 3^-$  невелика. Первые  $K_n^\pi = 3_1^-$  состояния в  $^{160}\text{Gd}$ ,  $^{162}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Er}$  находятся при энергиях 1,452, 1,571 и 1,916 МэВ соответственно, величины  $B(E3)$  неизвестны. Необычно ведут себя состояния с  $K^\pi = 3^-$  в  $^{168}\text{Er}$ , где обнаружено шесть таких состояний [69]. Первые три состояния  $3_1^-$ ,  $3_2^-$  и  $3_3^-$  являются слабо коллективными, на них приходится 1,3 одн.ед. Четвертое  $K_n^\pi = 3_4^-$  состояние – коллективное с  $B(E3)=4,68$  одн.ед., т.е. почти в три раза больше, чем на первых трех. Первые три состояния  $3_1^-$ ,  $3_2^-$  и  $3_3^-$  нельзя считать двухквaziчастичными, поскольку величины  $B(E3)$  для их возбуждения в 30–60 раз больше величин  $B(E3)$  для соответствующих двухквaziчастичных состояний. Такое необычное распределение  $E3$ -силы среди низколежащих состояний в  $^{168}\text{Er}$  правильно описано в [93] в рамках КФМЯ. Причина такого необыч-

ного распределения  $E3$ -силы объяснена в [15]. Матричные элементы, соответствующие первым трем полюсам секулярного уравнения, невелики, и поэтому корни находятся вблизи полюсов. Матричный элемент, соответствующий четвертому полюсу, велик. Кроме того, четвертый полюс лежит выше третьего на 0,8 МэВ. Четвертый корень сильно опущен относительно четвертого полюса, и поэтому состояние с  $K_n^\pi = 3_4^-$  является коллективным. В [15] показано, что такой тип нестандартного распределения  $E3$ -силы может иметь место в других четно-четных деформированных ядрах. С другой стороны, имеются непреодолимые трудности в описании такого нестандартного распределения  $E3$ -силы в рамках модели взаимодействующих бозонов. Например, при описании октупольных состояний в деформированных ядрах в модели IBM1+ $f$ -бозон [94] первые три состояния с  $K^\pi = 3^-$  в  $^{168}\text{Er}$  просто отброшены.

**5.7. Состояния с  $K^\pi = 3^+$ .** Низколежащие состояния с  $K^\pi = 3^+$  не обнаружены в  $^{156,158,160}\text{Gd}$  и  $^{160}\text{Dy}$ . Согласно нашим расчетам первые  $3_1^+$ -состояния в этих ядрах расположены в интервале энергий возбуждения 2,1÷2,3 МэВ. Первые  $3_1^+$ -состояния в  $^{162}\text{Dy}$ ,  $^{164}\text{Dy}$  и  $^{166}\text{Er}$  имеют энергии 2,283, 1,979 и 1,938 МэВ. Состояние  $3_1^+$  с энергией 1,653 МэВ в  $^{168}\text{Er}$  сильно возбуждается в реакции ( $d, d'$ ). Согласно нашим расчетам состояния с  $K^\pi = 3^+$  и с энергией ниже 2,3 МэВ являются гексадекапольными однофононными состояниями. Многие волновые функции состояний с  $K^\pi = 3^+$  имеют доминирующую двухквaziчастичную компоненту. Во всех стабильных ядрах с  $N = 98 \div 104$  и  $Z = 68 \div 72$  первые  $K_n^\pi = 3_1^+$  состояния являются коллективными.

**5.8. Гексадекапольные и двухфононные состояния с  $K^\pi = 4^+$ .** Состояние считается двухфононным, если вклад двухфононной компоненты в нормировку волновой функции превышает 50%. Центроиды энергий двухфононных коллективных состояний рассчитаны в [5, 6], где показано, что учет принципа Паули в двухфононных компонентах волновых функций приводит к сдвигу двухфононных полюсов в область более высоких энергий возбуждения, где плотность уровней велика. Поэтому двухфононные коллективные состояния должны быть сильно фрагментированы. В [5, 6] было сделано утверждение, что двухфононных состояний, состоящих из двух коллективных фононов, не должно быть в сильнодеформированных ядрах редкоземельной области. В большинстве случаев это предсказание верно. В наших предыдущих расчетах [5, 6, 78, 93] сдвиг двухфононных полюсов был слишком большим, особенно для состояний  $K^\pi = 4^+ \{ (22)_1, (22)_1 \}$ , где был опущен множитель 1/2. В более точных расчетах, в которых наряду с  $ph$  учитывались  $pp$ -взаимодействия, сдвиг двухфононных полюсов, состоящих из двух коллективных фононов, оказался равным 0,5÷1,0 МэВ.

В [18, 23, 79] утверждается, что в ядрах  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{166,168}\text{Er}$  наиболее вероятно обнаружение дважды гамма-вибрационных состояний с  $K^\pi = 4^+$  в



энергетическом интервале  $2,0 \div 2,3$  МэВ. Экспериментальные исследования в [72, 73, 95] установили, что имеется большая двухфононная дважды гамма-вибрационная компонента в первом  $K_n^\pi = 4_1^+$  состоянии в  $^{168}\text{Er}$ . Согласно расчетам [23] в КФМЯ вклад гексадекапольной однофононной  $(44)_1$  и двухфононной  $\{(22)_1, (22)_1\}$  компонент в нормировку состояния с  $K_n^\pi = 4_1^+$  в  $^{168}\text{Er}$  равен 60% и 30% соответственно. Рассчитанные энергии состояний с  $K_n^\pi = 2_1^+$ ,  $K_n^\pi = 4_1^-$  и  $K_n^\pi = 4_1^+$ , а также величины  $B(E2; 2^+2_1 \rightarrow 0^+0_{g.s.})$ ,  $B(E4; 4^+4_1 \rightarrow 0^+0_{g.s.})$ ,  $B(M2; 4^-4_1 \rightarrow 2^+2_1)$  и  $B(E1; 4^+4_1 \rightarrow 4^-4_1)$  находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Это показано в табл. 16 и 17. Рассчитанное отношение  $\frac{B(E2; 2^+2_1 \rightarrow 4^+4_1)}{B(E2; 0^+0_{g.s.} \rightarrow 2^+2_1)}$ , равное 0,26, не противоречит экспериментальным значениям  $0,40 \pm 0,20$  [72] и  $0,53 \pm 0,12$  [95].

Рассмотрим положение с двухфононными состояниями в  $^{166}\text{Er}$ . В спектре неротационных состояний в  $^{166}\text{Er}$  имеется щель между первым состоянием с  $K_n^\pi = 2_1^+$  и следующим состоянием с  $K_n^\pi = 2_1^-$ , равная 0,672 МэВ. Благодаря этой щели плотность двухфононных полюсов до энергий возбуждения 4 МэВ невелика, а до энергии 3 МэВ имеется всего 5 полюсов. Поэтому вклад двухфононных конфигураций в нормировку волновых функций состояний с  $K^\pi \neq 4^+$  и  $0^+$  и энергиями ниже 2,3 МэВ не превышает 6%. Из-за малой плотности уровней с  $K^\pi = 4^+$  вблизи полюса  $\{(22)_1, (22)_1\}$  и малого численного значения функции  $U_{221,221}^{441}$ , связывающей одно- и двухфононные конфигурации, двухфононное состояние  $4^+\{(22)_1, (22)_1\}$  слабо фрагментировано. На этом основании в [18] было предсказано существование дважды гамма-вибрационного состояния с  $K_n^\pi = 4_1^+$  с энергией 2,05 МэВ.

Поиски дважды гамма-вибрационного состояния с  $K^\pi = 4^+$  в  $^{166}\text{Er}$  были проведены в [55, 96] в экспериментах по кулоновскому возбуждению с использованием пучка  $^{58}\text{Ni}$ . В результате экспериментального изучения [96] обнаружена малая часть двухфононной конфигурации  $\{(22)_1, (22)_1\}$  в первом  $K_n^\pi = 4_1^+$  состоянии с энергией 1,978 МэВ и ее большая часть во втором  $K_n^\pi = 4_2^+$  состоянии с энергией 2,029 МэВ. Эти экспериментальные данные подтверждают предсказание о двухфононном состоянии в  $^{166}\text{Er}$ , сделанное в [18] на основе расчетов в КФМЯ.

Положение с дважды гамма-вибрационным состоянием с  $K^\pi = 4^+$  в  $^{164}\text{Dy}$  остается неясным. Согласно нашим расчетам большая часть силы  $4^+\{(22)_1, (22)_1\}$  состояния сконцентрирована на одном или двух состояниях с  $K^\pi = 4^+$  в энергетическом интервале  $2,1 \div 2,3$  МэВ. В [55] указано на то, что, по-видимому, состояние  $4^+$  с энергией 2,206 МэВ в  $^{164}\text{Dy}$  является двухфононным. Поиски дважды гамма-вибрационного состояния с  $K^\pi = 4^+$  в  $^{164}\text{Dy}$  проведены в [97]. На основе результатов измерений был сделан вывод об отсутствии дважды гамма-вибрационного состояния с энергией возбуждения ниже 2,06 МэВ. В [97] не исключают, что коллективное двухфононное состояние имеет энергию 2,206 МэВ.

Первые состояния с  $K_n^\pi = 4_1^+$  в  $^{156}\text{Gd}$  и ряде других ядер интерпретированы в [98,99] как дважды гамма-вибрационные. Эта интерпретация основана на  $E2$ -переходах на гамма-вибрационное состояние. Согласно нашим расчетам первое и второе состояния с  $K^\pi = 4^+$  в  $^{156,158,160}\text{Gd}$  и в  $^{160,162}\text{Dy}$  являются гексадекапольными состояниями. Небольшие примеси двухфоонных компонент  $\{(22)_1, (22)_1\}$  ответственны за достаточно быстрые  $E2$ -переходы с  $K_n^\pi = 4_1^+$  на  $K_n^\pi = 2_1^+$ -состояния. Большие двухквaziчастичные компоненты  $\nu\nu 523 \downarrow +521 \uparrow$  и  $\pi\pi 413 \downarrow +411 \uparrow$  в однофоонных членах их волновых функций обнаружены в реакциях  $(^3\text{He}, \alpha)$ ,  $(\alpha, ^3\text{He})$ ,  $(t, \alpha)$  и  $(d, p)$  и в  $\beta$ -распадах. Результаты вычислений и сравнение их с экспериментальными данными, приведенными в табл. 2÷6, 8÷11, показывает, что первые и вторые  $K^\pi = 4^+$ -состояния нельзя интерпретировать как двухфоонные состояния. Как показано в [100], все имеющиеся экспериментальные данные, такие как  $E4$ -переходы в основные состояния, реакции однонуклонных передач и  $a\alpha$   $\beta$ -распады, указывают на то, что состояния с  $K^\pi = 4^+$  в этих ядрах являются, в основном, гексадекапольными вибрационными состояниями.

**5.9. Состояния с  $\lambda > 5$ .** Имеется значительное число экспериментальных данных по состояниям с  $K^\pi = 4^-$ . Так, в  $^{168}\text{Er}$  имеются три однофоонных состояния с  $K^\pi = 4^-$ , причем первые два возбуждаются в реакциях  $(d, p)$  и  $(t, \alpha)$ . Первое  $4_1^-$ -состояние имеет большую двухквaziнейтронную, а второе  $4_2^-$ -состояние – большую двухквaziпротонную компоненты. Почти все первые два состояния с  $K^\pi = 4^-$  являются однофоонными с двумя большими двухквaziчастичными компонентами. Расчеты в КФМЯ достаточно хорошо описывают энергии и структуру состояний с  $K^\pi = 4^-$ .

Имеются экспериментальные данные о состояниях с  $K^\pi = 5^+, 5^-, 6^-$  и  $7^-$ . Большинство этих состояний являются двухквaziчастичными. В некоторых из них наряду с большой двухквaziчастичной компонентой имеются несколько небольших. Как продемонстрировано в [80], при вычислении состояний высокой мультипольности следует учитывать соответствующие мультиполь-мультипольные взаимодействия.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании расчетов в рамках КФМЯ неротационных состояний в четно-четных деформированных ядрах, результаты которых просуммированы в данном обзоре, и их сравнения с соответствующими экспериментальными данными можно сделать следующие выводы.

1) Получено достаточно хорошее описание в КФМЯ имеющихся экспериментальных данных по энергиям и структуре неротационных состояний  $^{156,158,160}\text{Gd}$ ,  $^{160,162,164}\text{Dy}$  и  $^{166,168}\text{Er}$  и сделаны предсказания. Рассчитаны все неротационные состояния с энергиями возбуждения ниже 2,3 МэВ.

2) Практически невозможно отделить коллективные вибрационные состояния, за исключением гамма-вибраций, от менее коллективных и двухквази-частичных состояний, на разделении которых основаны феноменологические модели. В КФМЯ используется единый базис для описания всех неротационных состояний.

3) Волновые функции всех возбужденных состояний с энергией ниже 2,3 МэВ, за исключением состояний с  $K^\pi = 4^+$  в  $^{164}\text{Dy}$  и  $^{166,168}\text{Er}$ , имеют доминирующий однофононный член. Вклад двухфононных конфигураций в нормировку их волновых функций не превышает 10%.

4) Значительные сечения реакций однонуклонных передач могут быть объяснены соответствующими большими двухквазичастичными конфигурациями однофононных членов волновых функций возбужденных состояний.

5) Первые возбужденные  $0_1^+$ -состояния в  $^{162,164}\text{Dy}$  и  $^{166,168}\text{Er}$  нельзя трактовать как бета-вибрационные состояния из-за очень малых вероятностей  $E2$ -переходов на ротационную полосу основного состояния. В этих ядрах приведенные вероятности  $E2$ -переходов на гамма-вибрационную полосу превалируют над  $E2$ -переходами в основное состояние. Это превалирование обусловлено малой приведенной вероятностью  $E2$ -перехода на полосу основного состояния и примесью 2–4% дважды гамма-вибрационной конфигурации в волновой функции  $0_1^+$ -состояния.

6) Ядра в  $^{164}\text{Dy}$  и  $^{166,168}\text{Er}$  наиболее благоприятны среди четно-четных ядер в редкоземельной области для наблюдения дважды гамма-вибрационных состояний с  $K^\pi = 4^+$  в энергетическом интервале 2,0–2,3 МэВ.

7) Волновые функции первых и вторых состояний с  $K^\pi = 4^+$  в  $^{156,158,160}\text{Gd}$  и  $^{160,162}\text{Dy}$  имеют доминирующий однофононный гексадекапольный член.

8) Приведенные вероятности  $B(E1; 0^+0_{g.s} \rightarrow 1^-K_n)$  для переходов на состояния с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  определяются, в основном, изоскалярными октуполь-октупольными и изовекторными диполь-дипольными  $ph$ -взаимодействиями. Включение диполь-дипольного взаимодействия ведет к сдвигу большей части  $E1$ -силы от низколежащих состояний в область изовекторного гигантского дипольного резонанса.

9) Рассчитанные приведенные вероятности  $B(E1; 0^+0_{g.s} \rightarrow 1^-K_n)$  с  $K^\pi = 0^-$  и  $1^-$  в 3–5 раз больше экспериментальных значений. Полная  $E1$ -сила до 3 МэВ для возбуждения состояний с  $K^\pi = 0^-$  в 3–4 раза больше, чем для возбуждения состояний с  $K^\pi = 1^-$ . Имеются сильные корреляции между величинами  $B(E1)$  и  $B(E3)$  для  $\gamma$ -переходов на одну и ту же ротационную полосу.

10) Согласно нашим расчетам должны быть быстрые  $E1$ - и  $M1$ -переходы между большими компонентами волновых функций возбужденных состояний, отличающихся на октупольный с  $K^\pi = 0^-$  или  $1^-$  или квадрупольный с  $K^\pi = 1^+$  фонон.

11) Приведенные вероятности  $E\lambda$ - и  $M\lambda$ -переходов между однофононными членами волновых функций сильно зависят от малых компонент и поэтому их описание в ряде случаев нельзя считать удовлетворительным. Интенсивности  $M1$ -переходов больше интенсивностей соответствующих  $E2$ -переходов.

12) Кориолисово взаимодействие учитывается только в самых необходимых случаях. Наши волновые функции могут быть использованы для вычисления интенсивностей  $\gamma$ -переходов между ротационными полосами с учетом кориолисова взаимодействия.

13) Фрагментация и смешивание однофононных состояний усиливается с ростом энергии возбуждения. Они должны учитываться при описании уровней с энергиями, большими  $2,0 \div 2,5$  МэВ.

14) Для понимания свойств деформированных ядер необходимо экспериментальное исследование неротационных состояний в энергетическом интервале  $2 \div 4$  МэВ.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 94-02-05137а).

Таблица 2. Неротационные состояния в  $^{156}\text{Gd}$

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ					
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%		
$0_1^+$	1,049	0,63	$\tilde{S}(t, p) = 0,01$  $\tilde{S}(p, t) = 0,10$ $\rho^2 = 0,051$  $(d, t)$	1,2	0,8	$(20)_1$ :88			
		1,38				$\tilde{S}(t, p) = 0,2$	$\{(22)_1, (22)_1\}$ :5 $\{(33)_1, (33)_1\}$ :1		
						$\tilde{S}(p, t) = 0,1$ $\rho^2 = 0,004$	$\{(20)_1, (20)_1\}$ :1 $(20)_1$ : $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	56	
							$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	27 7 4	
$2_1^+$	1,154	4,46	$(d, p)$	1,1	4,0	$(22)_1$ :96			
		2,8					$\{(20)_1, (22)_1\}$ :1 $\{(22)_2, (44)_1\}$ :1		
							$(22)_1$ : $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow + 660\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	20 13 12 12	
$0_2^+$	1,168	0,31	$\tilde{S}(t, p) = 0,23$  $\rho^2 = 0,0037$ $(d, t) (d, p)$	1,8	0,1	$(20)_2$ :93			
		0,32				$\tilde{S}(t, p) = 0,17$	$(20)_1$ :1; $(20)_5$ :2		
						$\tilde{S}(p, t) = 0,10$ $\rho^2 = 0,002$	$(20)_2$ : $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$	25 18 17 6	
$1_1^-$	1,242	16,9	$(d, t)$	1,1	13	$(31)_1$ :99			
		3,4				$(31)_1$ : $\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	26 19		
$0_1^-$	1,366	3,6	$(d, t)$	1,4	3,3	$(30)_1$ :99			
						$(30)_1$ : $\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$	30 5		
$4_1^+$	1,511	$ g_k - g_R  = 0,5 \pm 0,1$ $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ велика		1,5	0,6	$(44)_1$ :94			
							$\{(22)_1, (22)_1\}$ :5 $(44)_1$ : $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	83 8 6	
$0_3^+$	1,715	$\tilde{S}(t, p) = 0,01$		1,8	0,1	$(20)_3$ :90; $(20)_1$ :3			
							$\tilde{S}(t, p) = 0,02$	$\{(22)_1, (22)_1\}$ :3 $(20)_3$ : $\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	28 23 17 10

Продолжение табл. 2

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$2_1^-$	1,780	(d, t)	1,7	3,0	(32) <sub>1</sub> :98 (32) <sub>1</sub> : $\pi\pi 411\uparrow - 523\uparrow$ $\nu\nu 660\uparrow + 521\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 660\uparrow$	51 23 5
$2_2^+$	1,828		1,9	0,1	(22) <sub>2</sub> :86; (22) <sub>3</sub> :3 {(20) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:3 {(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:3 (22) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 651\uparrow + 660\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	74 15 5
$0_4^+$	1,851		2,2	0,01	(20) <sub>4</sub> :91; (20) <sub>3</sub> :5 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:1 (20) <sub>4</sub> : $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	64 12 8
$4_2^+$	1,861	(d, t) (d, p)	1,9	0,02	(44) <sub>2</sub> :90; (44) <sub>3</sub> :3 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:4 (44) <sub>2</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	85 12
$2_2^-$	1,934	(d, t) (d, p)	2,0	0,2	(32) <sub>2</sub> :96 {(22) <sub>1</sub> , (54) <sub>1</sub> }:2 (32) <sub>2</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 660\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	77 19
$0_2^-$	1,946	(d, t)	2,0	0,8	(30) <sub>2</sub> :96 (30) <sub>2</sub> : $\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	28 17 13
$1_1^+$	1,966	0,16	1,9	0,04	(21) <sub>1</sub> :99 (21) <sub>1</sub> : $\pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	89 8
$1_2^+$	2,027	0,43	2,0	0,9	(21) <sub>2</sub> :93 {(20) <sub>1</sub> , (21) <sub>2</sub> }:3 (21) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	63 18 10 3
$4_1^-$	2,045		2,0	0,7	(54) <sub>1</sub> :98 (54) <sub>1</sub> : $\nu\nu 651\uparrow + 523\downarrow$	60

Продолжение табл. 2

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$1_2^-$			2,0	0,4	$\pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$	20
					$(31)_2:96$	
$7_1^-$	2,138		2,8		$\{(20)_1, (31)_2\}:2$	
					$(31)_2: \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	76
$1_3^+$	2,187		2,3	0,07	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	19
					$\nu\nu 505\uparrow + 651\uparrow$	100
$3_1^-$			2,1	0,2	$(21)_3: \nu\nu 651\uparrow - 660\uparrow$	85
					$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	10
$4_3^+$			2,1	0,01	$(33)_1:89; (33)_2:6$	
					$(33)_1: \nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	93
$0_3^-$			2,4	0,8	$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	2
					$(44)_3:84; (44)_2:3$	
$3_1^+$			2,3	4,0	$\{(22)_1, (22)_1\}:8$	
					$(44)_3: \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	94
$2_3^+$			2,3	0,3	$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	4
					$(30)_3:93; (30)_2:1$	
$0_5^+$			2,3	0,01	$\{(20)_1, (30)_3\}:2$	
					$(30)_3: \pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$	31
$3_1^+$			2,3	4,0	$\nu\nu 523\downarrow - 624\uparrow$	18
					$(43)_1:97$	
$2_3^+$			2,3	0,3	$(43)_1: \nu\nu 642\uparrow + 660\uparrow$	16
					$\nu\nu 532\downarrow + 521\uparrow$	13
$0_5^+$			2,3	0,01	$(22)_3:80; (22)_2:5$	
					$\{(22)_1, (44)_1\}:5$	
$0_5^+$			2,3	0,01	$(22)_3: \nu\nu 651\uparrow + 660\uparrow$	61
					$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	36
$0_5^+$			2,3	0,01	$(20)_5:95; (20)_4:2$	
					$\{(31)_1, (31)_1\}:1$	
$0_5^+$			2,3	0,01	$(20)_5: \nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	41
					$\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	7

Таблица 3. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в  $^{156}\text{Gd}$ 

Начальное состояние		E $\lambda$ или M $\lambda$	Конечное состояние			B(E $\lambda$ ) $\downarrow$ , e $^2$ фм $^{2\lambda}$ или B(M $\lambda$ ) $\downarrow$ , $\mu_N^2$ фм $^{2\lambda-2}$	
I $^{\pi}K_n$	E $_n$ , МэВ		n $_f$	I $^{\pi}K_n$	E $_n$ , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
1 $^-1_1$	1,242	E1	1	0 $^+0_{g.s.}$	0	3·10 $^{-3}$ [35]	30·10 $^{-3}$
		E1	2	0 $^+0_1$	1,049	1·10 $^{-3}$ [29]	5·10 $^{-6}$
1 $^-0_1$	1,366	E1	1	0 $^+0_{g.s.}$	0	5·10 $^{-3}$ [35]	40·10 $^{-3}$
		E1	2	2 $^+0_1$	1,129	2,6·10 $^{-3}$ [29]	3·10 $^{-5}$
4 $^+0_1$	1,298	E2	1	2 $^+0_{g.s.}$	0,089	7·10 $^{-4}$ [29]	55
		E2	2	2 $^+2_1$	1,154	61 [29]	3
4 $^+4_1$	1,511	E2	1	2 $^+2_1$	1,154	46 [30]	64
0 $^+0_3$	1,715	E2	1	2 $^+2_1$	1,154		28
		E1	2	1 $^-1_1$	1,242		3·10 $^{-4}$
		E1	3	1 $^-0_1$	1,366		2·10 $^{-5}$
2 $^+0_3$	1,771	E2	1	2 $^+0_{g.s.}$	0,089	90 [29]	8
		E1	2	1 $^-1_1$	1,242	5·10 $^{-5}$ [29]	4·10 $^{-5}$
		E1	3	1 $^-0_1$	1,366	1,6·10 $^{-4}$ [29]	7·10 $^{-6}$
2 $^-2_1$	1,780	E1	1	2 $^+2_1$	1,154	1,8·10 $^{-3}$ [29]	2·10 $^{-3}$
		M1	2	2 $^-2_1$	1,320	8·10 $^{-3}$ [29]	0,02
2 $^+2_2$	1,828	E2	1	2 $^+0_{g.s.}$	0,089		6
		E2	2	2 $^+0_1$	1,129		15
		M1	3	2 $^+2_1$	1,154		0,003
		E2	4	2 $^+0_2$	1,258		2
0 $^+0_4$	1,851	E2	1	2 $^+0_1$	1,129		3
		E2	2	2 $^+2_1$	1,154		6
		E1	3	1 $^-1_1$	1,242		4·10 $^{-4}$
0 $^-0_2$	1,946	E1		0 $^+0_{g.s.}$	0		8·10 $^{-3}$
1 $^+1_1$	1,966	M1		0 $^+0_{g.s.}$	0		1·10 $^{-3}$
1 $^+1_2$	2,027	M1		0 $^+0_{g.s.}$	0	0,06 [35]	0,26
4 $^+4_2$	1,861	E2	1	2 $^+2_1$	1,154		24
		M1	2	4 $^+4_1$	1,511		0,04
		E2		4 $^+4_1$	1,511		0,2
2 $^-2_2$	1,934	M1	1	2 $^-1_1$	1,320		3·10 $^{-3}$
		E2	2	3 $^-0_1$	1,468		0,4
3 $^-(1_2)$	1,9344	E1	1	2 $^+0_{g.s.}$	0,089	5·10 $^{-5}$ [29]	20·10 $^{-5}$
		E1	2	2 $^+0_1$	1,129	6·10 $^{-5}$ [29]	4·10 $^{-6}$
		E2	3	1 $^-1_1$	1,242	290 [29]	0,3
		E1	4	3 $^+2_1$	1,248	1,2·10 $^{-4}$ [29]	2·10 $^{-7}$



## Продолжение табл. 3

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет
$1^-0_2$	1,946	$E1$	5	$2^+0_2$	1,258	$(5 \cdot 10^{-5})$ [29]	$4 \cdot 10^{-6}$
		$M1$	6	$2^-2_1$	1,780	$(27 \cdot 10^{-3})$ [29]	0,002
		$E1$	1	$0^+0_{\text{g.s.}}$	0	$(8 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ [35]	$60 \cdot 10^{-4}$
						$4,7 \cdot 10^{-4}$ [29]	
$1^+1_1$	1,966	$M1$	2	$1^-1_1$	1,242		0,01
		$E1$	3	$2^+0_2$	1,258	$9 \cdot 10^{-4}$ [29]	$3 \cdot 10^{-5}$
		$E2$	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,089	20 [33]	13
		$M1$	2	$2^+2_1$	1,154		0,02
		$E1$	3	$1^-1_1$	1,242		$8 \cdot 10^{-5}$
$1^+1_2$	2,027	$E1$	4	$1^-0_1$	1,366		$2 \cdot 10^{-6}$
		$E2$	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,089	55 [33]	100
						120 [29]	
		$M1$	2	$2^+0_1$	1,129	0,04 [29]	$10^{-4}$
		$M1$	3	$0^+0_2$	1,168	0,05 [29]	0,01
$4^-4_1$	2,045	$E1$	4	$2^-1_1$	1,320	0,038 [29]	$2 \cdot 10^{-4}$
		$E1$	1	$4^+4_1$	1,511		$3 \cdot 10^{-5}$

Таблица 4. Неротационные состояния в  $^{158}\text{Gd}$ 

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ				
	$E_n, \text{МэВ}$	$B(E\lambda)\uparrow, \text{Структура}$ одн. ед.	%	$E_n, \text{МэВ}$	$B(E\lambda)\uparrow, \text{Структура}$ одн. ед.	Структура <sup>1</sup>	%	
$1^-1_1$	0,977	11,9		1,0	8,0	$(31)_1:98$		
		8				$\{(20)_1, (31)_1\}:1$		
		$(t, \alpha): \pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow 45$				$(31)_1: \nu\nu 624\uparrow - 521\uparrow$	46	
		$(d, p): \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow 40$				$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	25	
$2^-1_1$	1,187	3,4		1,2	3,6	$(22)_1:95$		
						$\{(22)_1, (44)_1\}:1$		
						$(22)_1: \nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$		21
						$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$		13
						$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$		12
$0^+1_1$	1,196	0,31		1,0	0,4	$\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	10	
						$\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$	8	
						$(20)_1:94$		
						$\{(20)_1, (20)_1\}:1,4$		
		велика				$\rho^2 = 3 \cdot 10^{-3} (20)_1: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	24	
		$\rho^2 = (7.2 \pm 2.1) \cdot 10^{-4}$				$X(E0/E2) = 0,03 \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	18	

Продолжение табл. 4

$K_n^{\pi}$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ				
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура %	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%	
$0_1^-$	1,263	2,2 2,7		1,3	3,0	$\tilde{S}(p, t) = 0,26$	$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	16
						$\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	15	
						$\nu\nu 402\downarrow - 402\downarrow$	10	
						$(30)_1: 97$		
$4_1^+$	1,380	$(t, \alpha): \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ велика		1,4	0,6	$\{(20)_1, (30)_1\}: 1$	$\nu\nu 642\uparrow - 523\downarrow$	30
						$(44)_1: 96$		
						$\{(22)_1, (22)_1\}: 2$		
						$(44)_1: \pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	80	
$0_2^+$	1,452	0,37	$\rho^2 = 0,032$ $X(E0/E2) = 0,97 \pm 0,12$	1,6	0,2	$\tilde{S}(p, t) = 0,23$	$(20)_2: 93; (20)_1: 1$	
						$\rho^2 = 0,03$	$(20)_2: \pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$	40
						$X(E0/E2) = 0,97$	$\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	20
							$\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	15
$4_1^-$	1,636	$(d, p): \nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$ $(t, \alpha): \pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$ значительна	72	1,7	0,3	$\tilde{S}(p, t) = 10^{-4}$	$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	10
						$(54)_1: 98$		
						$(54)_1: \nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	73	
						$\pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$	11	
$0_3^+$	1,743	$(t, \alpha): \pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ значительна		1,8	0,02	$(20)_3: 97$	$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	40
						$(20)_3: \pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	40	
						$\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	40	
						$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	15	
$2_1^-$	1,794	5,2		1,8	3,5	$(32)_1: 98$	$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	58
						$(32)_1: \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$		
						$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	12	
						$(21)_1: 99$		
$1_1^+$	1,848	$(t, \alpha): \pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ велика		1,8	0,01	$(21)_1: \pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$	90	
						$(31)_2: 98$		
$1_2^-$	1,856			1,8	1,2	$(31)_2: \nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	48	
						$(31)_2: \pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	42	
						$(55)_1: 97$		
						$\{(20)_1, (55)_1\}: 2$		
$5_1^-$				1,9	0,1	$(55)_1: \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow$	98	
						$(44)_2: 95$		
$4_2^+$	1,920	$(d, p): \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow \sim 75$		1,9	0,002	$\{(22)_1, (22)_1\}: 2$		
						$(44)_2: \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	83	

Продолжение табл. 4

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура %	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$1_2^+$	1,930	$(t, \alpha): \pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$ значительна		1,9	0,003	$\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	16
						$(21)_2: \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	70
						$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	9
						$\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	8
$0_2^-$				2,0	1,5	$\pi\pi 413\downarrow - 411\uparrow$	6
						$(30)_2: \nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	18
						$\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$	14
$0_4^+$	(1,952)			2,0	0,3	$\pi\pi 532\uparrow - 413\downarrow$	3
						$(20)_4: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	12
						$\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$	5
						$\pi\pi 532\uparrow - 532\uparrow$	5
						$(20)_4: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	55
$1_3^+$				2,3	0,2	$(21)_3: \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	30
						$\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	22
						$\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	17
						$(21)_3: \nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	30
$3_1^-$				2,1	3,8	$(33)_1: \pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	21
						$\nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	12
						$\pi\pi 523\uparrow - 420\uparrow$	12
						$(33)_1: \pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	21
$4_2^-$	2,176 $I = 5$	$(t, \alpha): \pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$ велика		2,1	0,2	$(54)_1: \pi\pi 532\uparrow + 411\uparrow$	54
						$\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	24
						$\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	18
$3_1^+$				2,2	4,0	$(43)_1: \nu\nu 642\uparrow + 660\uparrow$	13
						$(43)_1: \nu\nu 642\uparrow + 660\uparrow$	13
$6_1^-$				2,2		$\pi\pi 413\downarrow + 523\uparrow$	100
$4_3^+$				2,2	0,01	$(44)_3: 89$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}: 4$	
						$\{(20)_1, (44)_3\}: 3$	

## Продолжение табл. 4

$K_n^\pi$	Эксперимент				Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$2_2^+$					2,3	0,1	(44) <sub>3</sub> : $\nu\nu642\uparrow + 651\uparrow$	90
							(22) <sub>2</sub> :83; (22) <sub>3</sub> :2	
							{(22) <sub>1</sub> , (20) <sub>1</sub> }:2	
							{(20) <sub>1</sub> , (22) <sub>2</sub> }:2	
							{(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>2</sub> }:3	
							(22) <sub>2</sub> : $\nu\nu642\uparrow - 660\uparrow$	40
							$\nu\nu521\uparrow + 521\downarrow$	28
				$\nu\nu523\downarrow - 521\downarrow$	18			
				$\pi\pi411\uparrow + 411\downarrow$		4		

Таблица 5. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в  $^{158}\text{Gd}$ 

$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ	E $\lambda$ или M $\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow$ , $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow$ , $\mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
			$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
$1^-_1$	0,977	E1	1	$0^0_{g.s.}$	0		$15 \cdot 10^{-3}$
$0^+_{01}$	1,196	E2	1	$2^0_{g.s.}$	0,079	80,1 $\pm$ 5,6 [30]	100
		E1	2	$1^-_1$	0,977	$1,23 \cdot 10^{-4}$ [30]	$2 \cdot 10^{-4}$
$4^+_{01}$	1,407	E2	1	$2^0_{g.s.}$	0,079	22,9 [30]	30
		E1	2	$3^-_1$	1,041		$4 \cdot 10^{-5}$
		E2	3	$2^+_{21}$	1,187		0,34
$1^0_{01}$	1,263	E1	1	$0^0_{g.s.}$	0	$6,6 \cdot 10^{-3}$ [35]	$20 \cdot 10^{-3}$
$4^+_{41}$	1,381	E2	1	$2^+_{21}$	1,187		50
$2^+_{02}$	1,517	E2	1	$0^0_{g.s.}$	0	18,7 [30]	10
		E1	2	$1^-_1$	0,977	$5 \cdot 10^{-4}$ [30]	$2 \cdot 10^{-5}$
		E2	3	$2^+_{21}$	1,187		6
		E1	4	$1^0_{01}$	1,263	$3 \cdot 10^{-4}$ [30]	$5 \cdot 10^{-5}$
$4^-_{41}$	1,636	M2	1	$3^+_{21}$	1,265		0,03
		E1	2	$4^+_{41}$	1,380		$10^{-5}$
$2^+_{03}$	1,792	E2	1	$4^0_{g.s.}$	0,261		6
		E1	2	$1^-_1$	0,977		$2 \cdot 10^{-6}$
		E2	3	$2^+_{01}$	1,259		0,06
		E1	4	$1^0_{01}$	1,263		$5 \cdot 10^{-5}$
$2^-_{21}$	1,794	M1	1	$2^-_1$	1,023		0,004
		E1	2	$2^+_{21}$	1,187		$3 \cdot 10^{-3}$

Продолжение табл. 5

Начальное состояние		Eλ или Mλ	Конечное состояние			B(Eλ)↓, e <sup>2</sup> фм <sup>2λ</sup> или B(Mλ)↓, μ <sub>N</sub> <sup>2</sup> фм <sup>2λ-2</sup>	
I <sup>π</sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ		n <sub>f</sub>	I <sup>π</sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
1 <sup>+</sup> 1 <sub>1</sub>	1,848	M1	1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		3·10 <sup>-5</sup>
		E1	2	2 <sup>-</sup> 1 <sub>1</sub>	1,023		8·10 <sup>-5</sup>
		E1	3	1 <sup>0</sup> 1 <sub>1</sub>	1,263		2·10 <sup>-6</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>2</sub>	1,856	E1	1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		4·10 <sup>-4</sup>
		M1	2	1 <sup>-</sup> 1 <sub>1</sub>	0,977		0,06
		E1	3	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	1,187		7·10 <sup>-5</sup>
		M1	4	1 <sup>0</sup> 1 <sub>1</sub>	1,263		0,03
4 <sup>+</sup> 4 <sub>2</sub>	1,920	E2	1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	1,187		20
		M1	2	4 <sup>+</sup> 4 <sub>1</sub>	1,380		0,04
		E1	3	4 <sup>-</sup> 4 <sub>1</sub>	1,636		2·10 <sup>-4</sup>
1 <sup>+</sup> 1 <sub>2</sub>	1,930	M1	1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		1·10 <sup>-3</sup>
		E1	2	1 <sup>-</sup> 1 <sub>1</sub>	0,977		4·10 <sup>-4</sup>
		M1	3	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	1,187		0,07

Таблица 6. Неротационные состояния в <sup>160</sup>Gd

K <sub>n</sub> <sup>π</sup>	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	E <sub>n</sub> , МэВ	B(Eλ)↑, Структура одн. ед.	E <sub>n</sub> , МэВ	B(Eλ)↑, одн. ед.	Структура	%
2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0,988	2,8	0,9	2,7	(22) <sub>1</sub> :97 {(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:1 (22) <sub>1</sub> : νν521↑ + 521↓ 25 νν523↓ - 521↓ 42 ππ411↑ + 411↓ 6	
4 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1,070		1,17	0,6	(44) <sub>1</sub> :98 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:1 (44) <sub>1</sub> : νν523↓ + 521↑ 51 ππ413↓ + 411↑ 45	
0 <sub>1</sub> <sup>-</sup>	1,224	11,8 3,1	1,3	5,0	(30) <sub>1</sub> :99 (30) <sub>1</sub> : νν523↓ - 642↑ 30 ππ532↑ - 413↓ 4	
(0 <sup>+</sup> ) 0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	(1,326) 1,380	$\tilde{S}(t, p) = 0,14$	1,3	0,3	(20) <sub>1</sub> :84, (20) <sub>2</sub> :3 (20) <sub>3</sub> :6 {(33) <sub>1</sub> , (33) <sub>1</sub> }:2 {(33) <sub>1</sub> , (33) <sub>2</sub> }:2 (20) <sub>1</sub> : νν523↓ - 523↓ 75	

Продолжение табл. 6

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ				
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%	
$1\bar{1}$			1,5	2,1	$\tilde{S}(t, p) = 0,24$	$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	9
					$(31)_1:99$	$\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	6
$3\bar{1}$	(1,462)		1,5	2,7	$(31)_1:99$	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	71
					$(33)_1:86$	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	12
$4_2^+$	(1,531)		1,5	0,1	$\{(20)_3, (33)_1\}:2$	$(33)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	54
					$(44)_2:99$	$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	10
$2_2^+$	(1,584)		1,8	0,2	$(44)_2:99$	$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	47
					$(22)_2:95$	$\{(22)_1, (44)_1\}:1$	
$0_2^+$			1,6	0,6	$(22)_2:95$	$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	50
					$\{(22)_1, (44)_1\}:1$	$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	45
$2\bar{1}$			1,6	2,8	$(20)_2:64; (20)_3:20$	$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	2
					$(20)_1:11$	$\{(33)_1, (33)_1\}:2$	
$5\bar{1}$			1,6	0,01	$\{(33)_1, (33)_2\}:2$	$(20)_2: \nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	61
					$(20)_2: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	23
$4\bar{1}$			1,7	0,2	$(32)_1:98$	$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	8
					$(32)_1: \nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	$\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	9
$3\bar{2}$	(1,688)		1,9	2,7	$(55)_1:89$	$\nu\nu 642\uparrow + 523\downarrow$	99
					$(54)_1:99$	$(54)_1:99$	
$0_3^+$			1,8	0,01	$(54)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\uparrow$	$\pi\pi 411\uparrow + 532\uparrow$	2
					$(33)_2:85$	$\{(20)_1, (30)_1\}:2$	
$4\bar{1}$			1,7	0,2	$(33)_2: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	$\nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	46
					$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	13
$3\bar{2}$			1,9	2,7	$(20)_3:65; (20)_2:30$	$(20)_3:65; (20)_2:30$	

Продолжение табл. 6

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$1_1^+$			1,9	$10^{-4}$	$\tilde{S}(t, p) = 10^{-3}$ (20) <sub>3</sub> : {(33) <sub>1</sub> , (33) <sub>2</sub> }:1	46
					$\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	33
$1_2^+$			2,0	$10^{-3}$	$(21)_1$ : $\nu\nu 523\downarrow - 521\uparrow$	99
					$(21)_2$ : $\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$	99
$0_2^-$	1,967		1,9	1,7	$(30)_2$ : $\nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	18
					$(31)_2$ : $\pi\pi 413\downarrow - 532\uparrow$	17
$1_2^-$	(1,997)	$\log ft=5,2$ from $^{160}\text{Eu } 0^+$ $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$ велика	2,0	1,2	$(31)_2$ : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	39
					$(31)_2$ : $\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$	28
$4_2^-$			2,0	0,3	$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	23
					$(54)_2$ : $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	83
$2_2^-$			2,1	0,02	$\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	5
					$(32)_2$ : $\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	88
$0_4^+$	2,236	$\tilde{S}(t, p) = 0,18$	2,0	$10^{-4}$	$(20)_4$ : $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	10
					$(20)_4$ : $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	29
$2_3^+$	(1,996)		2,1	0,2	$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	14
					$\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	11
$1_3^+$			2,2	0,003	$(22)_3$ : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	27
					$(22)_3$ : $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	26
$1_4^+$	(2,348)		2,4	0,2	$(21)_3$ : $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	19
					$(21)_3$ : $\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	97
$1_3^-$			2,2	0,2	$(21)_4$ : $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	73
					$(31)_3$ : $\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	14
$1_3^-$			2,2	0,2	$(31)_3$ : $\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	97
					$(31)_3$ : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	91

Продолжение табл. 6

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$5_2^-$			2,2	0,01	$\pi\pi 532\uparrow - 411\uparrow$ (55) <sub>2</sub> :98	8
$0_5^+$			2,3	0,2	(55) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow + 521\uparrow$ (20) <sub>5</sub> :95	99
				$\bar{S}(t, \mu) = 10^{-3}$	(20) <sub>5</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	58
$3_1^+$			2,15	3,0	$\pi\pi 413\downarrow - 413\downarrow$ (43) <sub>1</sub> :88; (43) <sub>2</sub> :7	22
					(43) <sub>1</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	32
$3_2^+$			2,3	1,3	$\nu\nu 512\uparrow + 521\downarrow$ (43) <sub>2</sub> :90; (43) <sub>1</sub> :8	11
					(43) <sub>2</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	68
$2_3^-$			2,3	0,2	(32) <sub>3</sub> :97	
					(32) <sub>3</sub> : $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	52
					$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	45
$1_3^+$	2,670		2,7	0,2	(21) <sub>5</sub> :93	
					(21) <sub>5</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$	81

Таблица 7. E1- и M1-переходы на основное состояние в  $^{160}\text{Gd}$ 

Начальное состояние		E $\lambda$ или M $\lambda$	$B(E1; 1^-K_n \rightarrow 0^+0_{g.s.})$ , $e^2\text{фм}^2$ или $B(M1; 1^+1_n \rightarrow 0^+0_{g.s.})$ , $\mu_N^2$	
$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ		эксперимент [36]	расчет
$1^-0_1$	1,224	E1	$(6,4 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$	$25 \cdot 10^{-3}$
$1^-1_1$	1,5*	E1		$7 \cdot 10^{-3}$
$1^+1_1$	1,9*	M1		$1 \cdot 10^{-3}$
$1^-0_2$	1,967	E1	$(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$11 \cdot 10^{-3}$
$1^-1_2$	1,997	E1		$0,9 \cdot 10^{-3}$
$1^+1_2$	2,0*	M1		$3 \cdot 10^{-3}$
$1^+1_3$	2,4*	M1		0,02
$1^+1_4$	2,348	M1	$0,07 \pm 0,01$	0,2
$1^-1_3$	2,2*	E1		$0,3 \cdot 10^{-3}$
$1^+1_5$	2,670	M1	$0,06 \pm 0,01$	0,25
$1^-1$	3,415	E1	$(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
$1^-1$	3,460	E1	$(1,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
$1^-0_1$				
$1^-1$	2,471	E1	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$

\*Расчитанные энергии.



Таблица 8. Неротационные состояния в  $^{160}\text{Dy}$ 

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$2_1^+$	0,966	4,7	1,0	5,0	(22) <sub>1</sub> :98 (22) <sub>1</sub> : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	24 14 9 9
$2_1^-$	1,265		1,3	7,0	(32) <sub>1</sub> :99 (32) <sub>1</sub> : $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	62 10
$0_1^+$	1,280	0,71	1,2	0,6	(20) <sub>1</sub> :97 {(20) <sub>1</sub> , (20) <sub>1</sub> }:1 (20) <sub>1</sub> : $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\pi\pi 402\downarrow - 402\downarrow$	31 23 13 12 10
$1_1^-$	1,285	5,9 (d, t): $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$ велика	1,3	5,0	(31) <sub>1</sub> :98 (31) <sub>1</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 651\uparrow$	69 5
$0_2^+$	1,444	$\tilde{S}(t, p) = 0,02$	1,6	0,001	(20) <sub>2</sub> :98 (20) <sub>2</sub> : $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	58 41
$0_1^-$	1,489	6,0	1,5	6,0	(30) <sub>1</sub> :99 (30) <sub>1</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 521\uparrow$	19 8
$4_1^+$	1,694	$\log ft = 4,69$ из $^{160}\text{Ho}$ : $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ велика	1,7	0,2	(44) <sub>1</sub> :97 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:2,3 (44) <sub>1</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	90 4
$0_3^+$	1,709	$\tilde{S}(t, p) = 0,05$	1,8	0,2	(20) <sub>3</sub> :84, (20) <sub>4</sub> :4 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:9 (20) <sub>3</sub> : $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 505\uparrow - 505\uparrow$ $\nu\nu 402\uparrow - 402\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	52 12 7 6
$4_1^-$	1,786	( $^3\text{He}, \alpha$ ): $\nu\nu 642\uparrow + 521\uparrow$ велика	1,7	0,5	(54) <sub>1</sub> :98 (54) <sub>1</sub> : $\nu\nu 642\uparrow + 521\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	80 12

Продолжение табл. 8

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$1_1^+$	1,805		1,8	0,001	(21) <sub>1</sub> :99	
$0_4^+$	1,953		2,0	0,001	(21) <sub>1</sub> : vv523↓ - 521↑	99
				$\tilde{S}(t, p) = 0,04$	(20) <sub>4</sub> : (20) <sub>4</sub> :88; (20) <sub>3</sub> :6	
				$\tilde{S}(p, t) = 0,05$	(20) <sub>4</sub> : vv642↑ - 642↑	61
					vv523↓ - 523↓	11
					vv521↑ - 521↑	9
					ππ411↑ - 411↑	4
$1_2^-$			1,9	2,5	(31) <sub>2</sub> :93	
					(31) <sub>2</sub> : vv523↓ - 651↑	43
					vv521↑ - 642↑	26
					ππ523↑ - 413↓	4
$4_2^+$	2,097		2,04	0,1	(44) <sub>2</sub> :89	
					{(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:6,2	
					{(20) <sub>1</sub> , (44) <sub>2</sub> }:3	
					(44) <sub>2</sub> : vv642↑ + 651↑	90
					vv523↓ + 521↑	8
		log ft = 6,78 из <sup>160</sup> Ho: vv523↓ + 521↑ мала (d, t)				
$0_2^-$			2,0	0,6	(30) <sub>2</sub> :98	
					(30) <sub>2</sub> : vv521↑ - 651↑	24
					vv523↓ - 642↑	22
$4_2^-$			2,0	1,1	(54) <sub>2</sub> :98	
					(54) <sub>2</sub> : ππ523↑ + 411↓	47
					vv523↓ + 651↑	25
					vv521↑ + 642↑	18
$5_1^-$			2,0	0,03	(55) <sub>1</sub> :99	
					(55) <sub>1</sub> : vv523↓ + 642↑	94
					ππ523↑ + 411↑	5
$5_2^-$			2,1	0,05	(55) <sub>2</sub> :93	
					(55) <sub>2</sub> : ππ523↑ + 411↑	93
					vv523↓ + 642↑	5
$0_5^+$			2,2	0,02	(20) <sub>5</sub> :89; (20) <sub>4</sub> :4	
					{(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:4	
				$\tilde{S}(t, p) = 0,001$	(20) <sub>5</sub> : vv642↑ - 642↑	90
				$\tilde{S}(p, t) = 0,007$	ππ411↓ - 411↓	6
$2_2^+$			2,2	0,1	(22) <sub>2</sub> :72; (22) <sub>3</sub> :18	
					{(20) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:3	
					{(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>2</sub> }:2	

Продолжение табл. 8

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн. ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн. ед.	Структура	%
$1_3^-$			2,2	0,5	(22) <sub>2</sub> : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	66
					$\nu\nu 660\uparrow - 642\uparrow$	15
					$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	7
$3_1^-$			2,2	0,2	(31) <sub>3</sub> : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	55
					$\nu\nu 523\downarrow - 651\uparrow$	33
$4_3^-$			2,3	0,2	(33) <sub>1</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	97
					(54) <sub>3</sub> : 93	
$1_2^+$			2,3	0,15	{(22) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }: 5	
					(54) <sub>3</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	71
					$\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	28
$2_2^-$			2,3	0,3	(21) <sub>2</sub> : 94	
					{(20) <sub>1</sub> , (21) <sub>2</sub> }: 4	
					(21) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	88
$3_3^+$	2,524	(d, t) велика	2,7	0,01	$\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	5
					(32) <sub>2</sub> : 94	
					(32) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	63
					$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	26
					(43) <sub>3</sub> : 93	
					(43) <sub>3</sub> : $\nu\nu 642\uparrow + 400\uparrow$	96

Таблица 9. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в  $^{160}\text{Dy}$

Начальное состояние		E $\lambda$ или M $\lambda$	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow$ , $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow$ , $\mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$		Вероятность $\gamma$ -перехода, $\text{с}^{-1}$
$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ		$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
$2_2^-$	1,265	E1	$2^+ 2_1$	0,966	$\geq 9 \cdot 10^{-4}$ [48]	$14 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{10}$
$0^+ 0_1$	1,280	E2	$2^+ 2_1$	0,966		5,1	
$1^- 1_1$	1,285	E1	$0^+ 0_{\text{g.s.}}$	0		$9 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{13}$
$0^+ 0_2$	1,444	E2	$2^+ 2_1$	0,966		12,8	
$1^- 0_1$	1,489	E1	$0^+ 0_{\text{g.s.}}$	0	$7,2 \cdot 10^{-3}$ [49]	$52 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{14}$
$4^+ 4_1$	1,694	E2	$2^+ 2_1$	0,966	8,8 [48]	22	$6 \cdot 10^9$
$0^+ 0_3$	1,709	E2	$2^+ 2_1$	0,966		212	
$1^+ 1_1$	1,805	M1	$0^+ 0_{\text{g.s.}}$	0		0,003	$1 \cdot 10^{11}$
$0^+ 0_4$	1,953	E2	$2^+ 2_1$	0,966		1,0	

Продолжение табл. 9

Начальное состояние		Eλ или Mλ	Конечное состояние		B(Eλ)↓, e <sup>2</sup> ФМ <sup>2λ</sup> или B(Mλ)↓, μ <sub>N</sub> <sup>2</sup> ФМ <sup>2λ-2</sup>		Вероятность γ-перехода, с <sup>-1</sup>
I <sup>π</sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ		I <sup>π</sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
4,4 <sub>2</sub>	2,097	E2	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,966		51	10 <sup>11</sup>
1 <sup>+</sup> 1 <sub>2</sub>	2,3*	M1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		0,30	6·10 <sup>13</sup>
1 <sup>+</sup> 1 <sub>3</sub>	2,4*	M1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		0,03	2·10 <sup>13</sup>
1 <sup>-</sup> 0 <sub>3</sub>	2,4*	E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		20·10 <sup>-3</sup>	6·10 <sup>15</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>5</sub>	2,6*	E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		1·10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>13</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>7</sub>	2,8*	E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		2·10 <sup>-3</sup>	6·10 <sup>13</sup>
1 <sup>-</sup> 0 <sub>4</sub>	2,9*	E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		8·10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>15</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>8</sub>	2,9*	E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		3,6·10 <sup>-3</sup>	10 <sup>14</sup>
2 <sup>+</sup> 2 <sub>6</sub>	3,0*	E2	4 <sup>+</sup> 4 <sub>1</sub>	1,694		530	2·10 <sup>12</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>11</sub>	3,1*	E1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,966		21·10 <sup>-3</sup>	3·10 <sup>14</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>12</sub>	3,2*	M1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	1,265		4·10 <sup>-3</sup>	5·10 <sup>11</sup>
1 <sup>+</sup> 1 <sub>24</sub>	3,7*	M1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,966		0,072	3·10 <sup>13</sup>

\*Рассчитанные энергии.

Таблица 10. Неротационные состояния в <sup>162</sup>Dy

K <sub>n</sub> <sup>π</sup>	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	E <sub>n</sub> , МэВ	B(Eλ)↑, одн.ед.	Структура	E <sub>n</sub> , МэВ	B(Eλ)↑, одн.ед.	Структура	%
2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0,888	4,5	(d, p)	0,9	5,0	(22) <sub>1</sub> :98	
						vv521↑ + 521↓	24
						ππ411↑ + 411↓	17
						vv523↓ - 521↓	14
						vv642↑ - 660↑	6
						ππ413↓ - 411↓	5
2 <sub>1</sub> <sup>-</sup>	1,148	9,6	log ft = 4,95 из <sup>162</sup> Tb: ππ523↑ - 411↑ велика	1,2	7,0	(32) <sub>1</sub> :98	
			(d, p)(d, t)			ππ523↑ - 411↑	52
						vv633↑ - 521↑	17
						vv642↑ - 521↓	5
0 <sub>1</sub> <sup>-</sup>	1,275	4,7	( <sup>3</sup> He, α)	1,3	5,5	(30) <sub>1</sub> :99	
			} vv523↓ - 642↑ велика			(30) <sub>1</sub> : vv523↓ - 642↑	34
						vv521↑ - 651↑	2
0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1,398	S̃(t, p) = 0,03		1,4	0,2	(20) <sub>1</sub> :97	

Продолжение табл. 10

$K_{\pi}^{\pi}$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ				
	$E_{\pi}$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_{\pi}$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%	
$5_{1}^{-}$	1,486		$\log ft = 5,1$ из $^{162}\text{Ho}$ : $\nu\nu 523\uparrow - 523\uparrow$ велика $(\alpha, ^3\text{He})$ } $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$ $(d, p), (d, t)$ } велика	1,5	0,01	$\tilde{S}(t, p) = 0,04$ $\tilde{S}(p, t) = 0,01$	$\{(22)_1, (22)_1\}:2$ $(20)_1: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ 50 $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$ 23 $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ 7	
							$\log ft = 4,5$ из $^{162}\text{Ho}$ : $\nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow$ велика $(^3\text{He}, \alpha)$ } $\nu\nu 523\uparrow - 642\uparrow$ $(\alpha, ^3\text{He})$ } велика $(d, t)$ } $(d, p)$ }	$(55)_1: 99$ $(55)_1: \nu\nu 523\downarrow + 642\uparrow$ 98
							$(^3\text{He}, \alpha)$ } $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ $(\alpha, ^3\text{He})$ } велика $(d, t)$ } $(d, p)$ }	$(44)_1: 97$ $\{(22)_1, (22)_1\}:2,3$ $(44)_1: \nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$ 70 $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ 10 $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$ 7
							$(d, p)$ } $\nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$ велика	$(33)_1: 97$ $(33)_1: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$ 48 $\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$ 17 $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ 2
$4_{1}^{+}$	1,536			1,5	1,2			
$3_{1}^{-}$	1,571			1,5	4,3			
$1_{1}^{-}$	1,637			1,6	2,8			
$0_{2}^{+}$	1,666			1,7	0,07			
$1_{1}^{+}$	1,746			1,8	$7 \cdot 10^{-4}$			
$3_{2}^{-}$	1,767			1,8	3,2			
	1,840	для $I^{\pi}K_{\nu} = 3^{+}1_1$						

Продолжение табл. 10

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ				
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%	
$6_1^-$ $4_1^-$	(1,807) (d, p)		$\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$	1,9	1,6	$\{(20)_1, (33)_1\}:1$		
						$(33)_2: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	52	
						$\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$	17	
						$\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$	3	
$0_3^+$	2,127 (d, p)		$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	1,9	0,01	$\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$	100	
						$(54)_1: \pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	45	
						$\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$	18	
						$\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$	15	
$2_2^-$	1,864 (d, p)		$\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$ велика	2,0	0,02	$(20)_3: \nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	34	
						$\tilde{S}(t, p) = 0,08$	$\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	30
						$\tilde{S}(t, p) = 0,2$	$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	24
						$\tilde{S}(p, t) = 0,01$	$(32)_2: 99$	
$0_2^-$				2,0	3,0	$(32)_2: \nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	94	
						$\nu\nu 523\uparrow - 411\uparrow$	5	
						$(30)_2: 98$		
						$(30)_2: \nu\nu 523\downarrow - 642\uparrow$	18	
$2_2^+$	(1,999) (d, p)		$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	2,1	0,2	$\nu\nu 521\uparrow - 651\uparrow$	12	
						$(22)_2: 88; (22)_4: 4$		
						$\{(20)_1, (22)_1\}: 2$		
						$\{(22)_1, (44)_1\}: 6$		
$1_2^-$				2,0	0,2	$(22)_2: \nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	69	
						$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	19	
						$\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	8	
						$(31)_2: 99$		
$3_1^+$	2,283 для $I^\pi K_V = 5^+ 3_1$ ( $^3\text{He}, \alpha$ )		$\nu\nu 505\uparrow - 523\downarrow$ велика	2,1	1,3	$\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$	82	
						$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	12	
						$(43)_1: 98$		
						$(43)_1: \nu\nu 505\uparrow - 523\downarrow$	78	
$5_2^-$				2,1	0,1	$(55)_2: 98$		
						$(55)_2: \pi\pi 523\uparrow + 411\uparrow$	99	

Продолжение табл. 10

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ				
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$0_4^+$				2,1	0,06	(20) <sub>4</sub> :95 {(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:1 (20) <sub>4</sub> : $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\pi\pi 411\downarrow - 411\downarrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	59 21 6 5
$1_2^+$	2,623	для $I^\pi K_v = 6^+ 1_2$ ( $\alpha, {}^3\text{He}$ ) велика	$\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	2,3	0,3	$\tilde{S}(t, p) = 0,001$ $\tilde{S}(p, t) = 0,003$ (21) <sub>2</sub> :95 (21) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 532\uparrow - 523\uparrow$	55 18 17
$4_2^+$				2,2	0,3	(44) <sub>2</sub> :78; (44) <sub>3</sub> :4 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:16 (44) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$ $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	59 23 16
$1_3^-$				2,2	1,9	(31) <sub>3</sub> :98 (31) <sub>3</sub> : $\nu\nu 651\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$	30 18 14
$4_2^-$				2,2	0,2	(54) <sub>2</sub> :93 {(22) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:3 (54) <sub>2</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 642\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	84 9 6
$0_5^+$				2,2	0,02	(20) <sub>5</sub> :95; (20) <sub>6</sub> :3 (20) <sub>5</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 512\uparrow$	46 33 10
$2_3^+$				2,2	0,2	(22) <sub>3</sub> :93; (22) <sub>1</sub> :1 {(20) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:3 (22) <sub>3</sub> : $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	56 42
$3_2^+$				2,3	0,1	(43) <sub>2</sub> :98 (43) <sub>2</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	96

Продолжение табл. 10

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$4_3^-$				2,3	0,1	(54) <sub>3</sub> :89; (54) <sub>2</sub> :4 {(22) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:6 (54) <sub>3</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 651\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	67 20
$8_1^+$	2,203	( $^3\text{He}, \alpha$ )	$\nu\nu 505\uparrow + 523\downarrow$ велика	2,5		$\nu\nu 505\uparrow + 523\downarrow$	100
$2_3^-$	2,371		$\log ft = 5,3$ из $^{162}\text{Tb}$ : $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ заметна	2,3	0,1	(32) <sub>3</sub> :98 (32) <sub>3</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	70 28
$6_1^+$	2,505	для $I^\pi K_n = 7^+ 6_1$ ( $\alpha, ^3\text{He}$ )	$\nu\nu 642\uparrow + 633\uparrow$ велика	2,3		$\nu\nu 642\uparrow + 633\uparrow$	100
$2_4^+$				2,3	0,004	(22) <sub>4</sub> :83 {(30) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:3 {(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:2 (22) <sub>4</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 660\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	73 12 6
$5_3^-$				2,3	0,01	(55) <sub>3</sub> :98 (55) <sub>3</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 633\uparrow$	99
$1_4^-$				2,4	0,02	(31) <sub>4</sub> :98 (31) <sub>4</sub> : $\pi\pi 523\uparrow - 413\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 523\downarrow$	77 22
$3_3^+$				2,4	2,5	(43) <sub>3</sub> :94 {(30) <sub>1</sub> , (33) <sub>1</sub> }:1 (43) <sub>3</sub> : $\nu\nu 505\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 512\uparrow + 521\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 660\uparrow$	19 16 12
$4_3^+$				2,4	0,2	(44) <sub>3</sub> :35; (44) <sub>2</sub> :17 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:40 (44) <sub>3</sub> : $\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow + 651\uparrow$	62 24
$3_3^-$				2,4	0,01	(33) <sub>3</sub> :99 (33) <sub>3</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 651\uparrow$	99
$1_3^+$				2,4	0,12	(21) <sub>3</sub> :97	



Продолжение табл. 10

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$0_3^-$	2,520			2,4	0,6	{(22) <sub>1</sub> , (43) <sub>4</sub> }:2	
						(21) <sub>3</sub> : vv642↑ - 651↑	70
						vv633↑ - 642↑	16
						(30) <sub>3</sub> :96	
						{(30) <sub>1</sub> , (20) <sub>2</sub> }:1	
						(30) <sub>3</sub> : vv521↑ - 651↑	33
						vv512↑ - 642↑	15

Таблица 11. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в  $^{162}\text{Dy}$

Начальное состояние		Eλ или Mλ	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow$ , $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow$ , $\mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ		$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
$2^-2_1$	1,148	E1	1	$2^+2_1$	0,888	$9,5 \cdot 10^{-5}$ [50]	0,003
		E1	2	$3^+2_1$	0,963		$4,8 \cdot 10^{-5}$ [50]
$1^-0_1$	1,276	E1	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$4,9 \cdot 10^{-3}$ [49]	$12 \cdot 10^{-3}$
$2^+0_1$	1,453	E2	1	$2^+0_{g.s.}$	0,081		
		E2	2	$2^+2_1$	0,888		16
		E1	3	$1^-0_1$	1,276		$6 \cdot 10^{-5}$
$4^+4_1$	1,536	E4	1	$0^+0_{g.s.}$	0	17 [51]	$4 \cdot 10^5$
		E2	2	$2^+2_1$	0,888		23
		M2	3	$4^-2_1$	1,297		$8 \cdot 10^{-5}$
$3^-3_1$	1,571	E1	1	$2^+2_1$	0,888		$10^{-4}$
		M1	2	$2^-2_1$	1,148		0,04
$1^-1_1$	1,637	E1	1	$2^+0_{g.s.}$	0,081		$5 \cdot 10^{-3}$
		M1	2	$2^-2_1$	1,148		$10^{-3}$
		E2	2	$2^-2_1$	1,148		0,2
$3^-1_1$	1,739	M1	3	$1^-0_1$	1,276		$10^{-4}$
		E1	1	$2^+0_{g.s.}$	0		$6 \cdot 10^{-3}$
		E1	2	$2^+2_1$	0,888		$4 \cdot 10^{-6}$
$2^+0_2$	1,728	M1	3	$2^-2_1$	1,148		$5 \cdot 10^{-4}$
		E2	1	$0^+0_{g.s.}$	0		1,0
		E2	2	$2^+2_1$	0,888		2,0
		E1	3	$1^-0_1$	1,276		$10^{-5}$

Продолжение табл. 11

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет
$1^+1_1$	1,746	$M1$	1	$2^+2_1$	0,888	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	$6 \cdot 10^{-3}$
		$M1$	2	$2^+0_1$	1,453		$10^{-3}$
		$M1$	3	$0^+0_{g.s.}$	0		$3 \cdot 10^{-4}$
$3^-3_2$	1,767	$E1$	1	$2^+2_1$	0,888	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	$10^{-3}$
		$M1$	2	$2^-2_1$	1,148		0,03
		$E2$	3	$5^-5_1$	1,486		20
		$E1$	4	$4^+4_1$	1,536		$2 \cdot 10^{-4}$
$3^-2_2$	1,910	$E1$	1	$2^+2_1$	0,888	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	$10^{-5}$
		$E2$	2	$3^+0_1$	1,358		3,0
$(4^-2_2)$	1,973	$E1$	1	$3^+2_1$	0,963	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	$10^{-5}$
		$M1$	2	$4^-2_1$	1,297		$7 \cdot 10^{-3}$
		$E2$	3	$5^-0_1$	1,518		2,5
		$M2$	4	$4^+0_1$	1,574		0,1
$1^-0_2$	1,986	$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	$18 \cdot 10^{-3}$
$(2^+2_2)$	1,999	$E2$	1	$0^+0_{g.s.}$	0		10
$2^-2_3$	2,371	$M1$	2	$2^+2_1$	0,888	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	$2 \cdot 10^{-3}$
		$E1$	3	$3^-2_1$	1,210		$2 \cdot 10^{-5}$
		$E1$	1	$2^+2_1$	0,888		$3 \cdot 10^{-4}$
$1^-0_3$	2,520	$M1$	2	$2^-2_1$	1,148	$4 \cdot 10^{-3}$ [49]	0,19
		$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0		$2 \cdot 10^{-3}$ [52]

Таблица 12. Неротационные состояния в  $^{164}\text{Dy}$ 

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	$E_n, \text{МэВ}$	$B(E\lambda)\uparrow, \text{одн.ед.}$	Структура	$E_n, \text{МэВ}$	$B(E\lambda)\uparrow, \text{одн.ед.}$	Структура	%
$2_1^+$	0,762	3,6	$(d, p): \nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ велика	0,8	4,1	$(22)_1: 98$	
						$(22)_1: \nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	35
$2_1^-$	0,997	7,9	$(t, \alpha): \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ 47%	1,0	5,4	$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	18
						$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	16
						$\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$	6
						$(32)_1: 99$	
$4_1^-$	1,588	$(t, \alpha): \pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$ 20%		1,6	2,4	$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	10
						$(54)_1: 95$	
						$\{(22)_1, (32)_1\}: 3$	
						$(54)_1: \nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$	45

Продолжение табл. 12

$K_n^{\pi}$	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед. Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$0_1^+$	1,655	$\tilde{S}(t, p) = 0.1$	1,6	0,1 $\tilde{S}(t, p) = 0.1$	$\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$ (20) <sub>1</sub> :85; (20) <sub>2</sub> :1 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:4 {(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:3 (20) <sub>1</sub> : $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$	30 44 13 10 9 8 3
$0_1^-$	1,675	3,0	1,8	2,0	(30) <sub>1</sub> : $\nu\nu 512\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 523\uparrow - 642\downarrow$ (76) <sub>1</sub> :99	36 4
$6_1^-$	1,680	(d, p): $\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$ велика	1,7	0,1	(76) <sub>1</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 633\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	92 3
$0_2^+$	1,774	$\tilde{S}(t, p) = 0.2$	1,8	0,04 $\tilde{S}(t, p) = 0.01$	(20) <sub>2</sub> :82; (20) <sub>3</sub> :9 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:2 (20) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	63 30 7
$2_2^+$	(1,796)		1,7	0,4	(22) <sub>2</sub> :99 (22) <sub>2</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	45 20 20
$3_1^-$			1,8	0,1	(33) <sub>1</sub> :99 (33) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 521\downarrow$	98
$1_1^-$	1,809		1,8	2,9	(31) <sub>1</sub> :98 (31) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	37 22 8
$0_3^+$			1,9	0,07	(20) <sub>2</sub> :10; (20) <sub>3</sub> :82 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:3 {(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:3 (20) <sub>3</sub> : $\pi\pi 411\uparrow - 411\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 523\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$	51 24 8

Продолжение табл. 12

$K_n^{\pi}$	Эксперимент		Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , Структура одн.ед.	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$1_1^+$	1,841	( $n \gamma$ )	2,0	0,002	(21) <sub>1</sub> :98	
					(21) <sub>1</sub> : $\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$	94
					$\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	5
$2_3^+$	(1,921)		2,0	0,1	(22) <sub>3</sub> :96	
					{(32) <sub>1</sub> , (54) <sub>1</sub> }:2	
					(22) <sub>3</sub> : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	45
					$\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	27
					$\nu\nu 523\uparrow - 521\downarrow$	25
$1_2^+$	1,948 (= 2)	( $n \gamma$ )( $e, e'$ )	2,0	0,7	(21) <sub>2</sub> :97	
					(21) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	60
					$\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	18
					$\pi\pi 523\uparrow - 532\uparrow$	9
$2_2^-$	1,949		1,9	0,1	(32) <sub>2</sub> :99	
					(32) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$	80
					$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	10
					$\nu\nu 523\uparrow - 411\uparrow$	6
$3_1^+$	1,979	( $d, p$ ): $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$ велика	1,9	0,3	(43) <sub>1</sub> :90; (43) <sub>2</sub> :8	
					(43) <sub>1</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	62
					$\nu\nu 512\downarrow + 521\downarrow$	30
$0_4^+$			2,0	0,1	(20) <sub>1</sub> :6; (20) <sub>2</sub> :7	
					(20) <sub>4</sub> :33; (20) <sub>5</sub> :2	
					(20) <sub>6</sub> :10	
					{(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:6	
					{(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:35	
					(20) <sub>4</sub> : $\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$	25
					$\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$	20
					$\nu\nu 642\uparrow - 642\uparrow$	11
					$\pi\pi 523\uparrow - 523\uparrow$	10
					$\nu\nu 521\uparrow - 521\uparrow$	6
$3_2^-$			2,0	0,2	(33) <sub>2</sub> :97	
					(33) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$	95
$5_1^-$	1,988	( $t, \alpha$ ): $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$ 42%	2,0	0,05	(55) <sub>1</sub> :99	
					(55) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633\uparrow + 521\uparrow$	70
					$\pi\pi 523\uparrow + 411\uparrow$	27
$3_2^+$	(2,113)		2,0	1,2	(43) <sub>1</sub> :9; (43) <sub>2</sub> :88	
					(43) <sub>2</sub> : $\nu\nu 512\uparrow + 521\downarrow$	37
					$\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	35

Продолжение табл. 12

$K_n^{\pi}$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$2_4^+$	2,055		$(d, p)$	2,1	0,01	$\pi\pi 514\uparrow - 541\uparrow$	8
						$(22)_4:97$	
				$\nu\nu 512\uparrow - 521\downarrow$	68		
				$\nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$	26		
$1_2^-$				2,0	0,2	$(31)_2:97$	
						$\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$	37
						$\nu\nu 633\uparrow - 512\uparrow$	25
						$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	19
$4_2^-$				2,0	0,01	$(54)_2:18$	
						$\{(22)_1, (32)_1\}:77$	
$0_5^-$				2,1	$2 \cdot 10^{-4}$	$(20)_4:36; (20)_5:10$	
						$(20)_6:4$	
						$\{(32)_1, (32)_1\}:33$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}:15$	
$1_3^+$				2,1	0,1	$(21)_3:98$	
	$\nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	75					
	$\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$	14					
$2_3^-$	2,2	0,5	$\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$	4			
			$(32)_3:97$				
			$\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	67			
$4_1^+$	2,206	0,01	$\pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$	16			
			$(44)_1:2; (44)_4:1$				
			$\{(22)_1, (22)_1\}:95$				
$4_2^+$	2,2	0,5	$(44)_1:95$				
			$\{(22)_1, (22)_1\}:3$				
			$\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	47			
$0_6^+$	2,2	0,01	$\pi\pi 413\downarrow + 411\uparrow$	30			
			$(20)_3:4; (20)_4:10$				
			$(20)_6:50$				
			$\{(22)_1, (22)_1\}:22$				
$1_3^-$	2,2	0,8	$\{(32)_1, (32)_1\}:11$				
			$(31)_3:98$				
	2,2	0,1	$\nu\nu 633\uparrow - 512\downarrow$	49			
			$\nu\nu 642\uparrow - 521\uparrow$	22			
$6_2^-$	2,2	0,1	$(76)_2:98$				
			$\nu\nu 633\uparrow + 512\uparrow$	90			
			$\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	5			

Продолжение табл. 12

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчеты в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$4_3^-$				2,2	0,03	(54) <sub>2</sub> :80 {(22) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:17 (54) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	50 40
$6_3^-$	2.413	(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$	32%	2,4	0,2	(76) <sub>3</sub> :98 (76) <sub>3</sub> : $\pi\pi 523\uparrow + 413\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow + 512\uparrow$	85 6

Таблица 13. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в  $^{164}\text{Dy}$

Начальное состояние		E $\lambda$ или M1	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow$ ( $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ ) или $B(M1)\downarrow$ ( $\mu_N^2$ )		$W^\lambda(i-f)$ ( $c^{-1}$ )
$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ		$I^\pi K_n$	$E_n$ , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
$2^-_2$	0,997	E1	$2^+_2$	0,76		$4 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{11}$
$4^-_4$	1,588	E2	$2^-_2$	1,0		9,9	$1 \cdot 10^9$
$0^+_0$	1,655	E2	$2^+_2$	0,76		89	$6 \cdot 10^{10}$
$1^-_0$	1,675	E1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0	$(7,3 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$ [49]	$19 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{14}$
$0^+_0$	1,774	E2	$2^+_2$	0,76		27	$4 \cdot 10^{10}$
$1^-_1$	1,809	E1	$2^+_{\text{g.s.}}$	0,073		$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{13}$
		M1	$2^-_2$	0,98		0,15	$2 \cdot 10^{12}$
$1^+_1$	1,841	M1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0		0,08	$1 \cdot 10^{13}$
$1^+_2$	1,949	M1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0		0,17	$2,6 \cdot 10^{13}$
$3^+_3$	1,979	M1	$2^+_2$	0,76		$2 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^9$
		E1	$2^-_2$	0,98		$6 \cdot 10^{-7}$	$1 \cdot 10^{11}$
		E1	$4^-_4$	1,59		$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^8$
$3^+_3$	2,113	M1	$3^+_2$	0,83		$1,8 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{10}$
		E1	$2^-_2$	0,98	$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{11}$	
$4^+_4$	2,1*	E2	$2^+_2$	0,76	440	$4 \cdot 10^{12}$	
$1^+_3$	2,1*	M1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0	0,26	$4,3 \cdot 10^{13}$	
$4^+_2$	2,2*	E2	$2^+_2$	0,76	7,3	$6 \cdot 10^{10}$	
$1^+_4$	2,3*	M1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{10}$	
$1^-_0$	2,330	E1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0	$(2,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$ [47]	$9 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{14}$
$1^-_0$	2,671	E1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0		$(1,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$ [47]	$13 \cdot 10^{-3}$
$1^+_{12}$	3,05*	M1	$0^+_{\text{g.s.}}$	0	$2 \cdot 10^{-3}$		$9 \cdot 10^{11}$
		M1	$2^+_2$	0,76	0,06	$1 \cdot 10^{13}$	

Продолжение табл. 13

Начальное состояние		Eλ или M1	Конечное состояние		B(Eλ)↓ (e <sup>2</sup> фм <sup>2λ</sup> ) или B(M1)↓ (μ <sub>N</sub> <sup>2</sup> )		W <sup>λ</sup> (i-f) (с <sup>-1</sup> )
I <sup>π</sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ		I <sup>π</sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет	
1 <sup>+</sup> 1 <sub>14</sub>	3,10*	E2	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,76		3,7	3·10 <sup>12</sup>
		M1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		0,003	2·10 <sup>12</sup>
		M1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,76		0,17	4·10 <sup>13</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>15</sub>	3,24*	E2	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,76		18	1,5·10 <sup>12</sup>
		E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		0,2·10 <sup>-3</sup>	1·10 <sup>13</sup>
1 <sup>-</sup> 1 <sub>26</sub>	3,84*	E1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,76		6·10 <sup>-6</sup>	1,4·10 <sup>14</sup>
		E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		2·10 <sup>-6</sup>	1,2·10 <sup>11</sup>
		M1	1 <sup>-</sup> 0 <sub>1</sub>	1,675		0,016	3·10 <sup>12</sup>
		E1	1 <sup>+</sup> 1 <sub>1</sub>	1,841		1,7·10 <sup>-3</sup>	2,2·10 <sup>13</sup>

\*Рассчитанные энергии.

Таблица 14. Неротационные состояния в <sup>166</sup>Er

K <sub>n</sub> <sup>π</sup>	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	E <sub>n</sub> МэВ	B(Eλ)↑ одн.ед.	Структура	E <sub>n</sub> МэВ	B(Eλ)↑ одн.ед.	Структура	%
2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0,786	5,2	(d, t)	0,8	5,0	(22) <sub>1</sub> :98	
						vv523↑ - 521↓	24
						ππ411↑ + 411↓	23
						vv521↑ + 521↓	16
						ππ413↓ - 411↓	6
						vv633↑ - 651↑	5
2 <sub>1</sub> <sup>-</sup>	1,458	5,3	(d, t): vv633↑ - 521↑ ≈ 58%	1,4	5,3	(32) <sub>1</sub> :97	
			ππ523↑ - 411↑ ≈ 4%			{(20) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:2	
						(32) <sub>1</sub> : vv633↑ - 521↑	40
						ππ523↑ - 411↑	10
						vv642↑ - 521↓	10
0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1,460	0,66		1,4	0,5	(20) <sub>1</sub> :94	
						{(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:4	
			$\tilde{S}(t, p) = 0,15$		$\tilde{S}(t, p) = 0,16$	(20) <sub>1</sub> : ππ411↓ - 411↓	48
			$\tilde{S}(p, t) \leq 0,0025$		$\tilde{S}(p, t) = 0,004$	vv512↑ - 512↑	11
						vv521↓ - 521↓	10
						ππ523↑ - 523↑	9
4 <sub>1</sub> <sup>-</sup>	1,572	( <sup>3</sup> He, d): ππ523↑ + 411↓		1,5	1,0	(54) <sub>1</sub> :97	
		велика				{(22) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:2	

Продолжение табл. 14

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	$E_n$ МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
$0_1^-$	1,662	2,8	$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 521\downarrow \approx 4\%$	1,8	2,8	$(54)_1: \pi\pi523\uparrow + 411\downarrow$	88
						$\nu\nu633\uparrow + 521\downarrow$	8
$2_2^+$	(1,703)			1,9	0,3	$(30)_1: \nu\nu642\uparrow - 523\downarrow$	26
						$\nu\nu642\uparrow - 512\uparrow$	8
$0_2^+$	1,713		$\tilde{S}(t, p) = 0,14$	1,8	0,4	$\pi\pi411\downarrow - 541\downarrow$	2
						$(22)_2: \nu\nu523\downarrow - 521\downarrow$	60
$1_1^+$	1,812		$\tilde{S}(p, t) = 0,14$	1,8	0,9	$\pi\pi411\uparrow + 411\downarrow$	37
						$(20)_2: \nu\nu523\downarrow - 521\downarrow$	28
$2^+1_1$	1,910		$(d, t): \nu\nu633\uparrow - 642\uparrow$	1,8	1,9	$(20)_2: \nu\nu512\downarrow - 521\downarrow$	14
						$\nu\nu512\uparrow - 512\uparrow$	14
$1_1^-$	1,830		$\text{велика}$ из $^{166}\text{Ho } K^\pi = 0^-$ $\lg ft = 5,2 \nu\nu633\uparrow - 523\downarrow$	1,8	3,0	$\pi\pi523\uparrow - 523\uparrow$	14
						$\pi\pi411\downarrow - 411\downarrow$	12
$6_1^-$	1,910		$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 523\downarrow$	1,9	0,1	$(21)_1: \nu\nu633\uparrow - 642\uparrow$	70
						$\pi\pi523\uparrow - 514\uparrow$	13
$3_1^-$	1,916		$(^3\text{He}, \alpha): \text{велика}$ $(^3\text{He}, d): \pi\pi523\uparrow - 411\downarrow$	1,9	0,4	$(31)_1: \nu\nu633\uparrow - 523\downarrow$	56
						$\nu\nu633\uparrow - 512\uparrow$	9
$3_1^+$	(1,938)		$(^3\text{He}, \alpha): \text{велика}$	1,96	0,6	$\pi\pi523\uparrow - 402\uparrow$	6
						$(76)_1: \nu\nu633\uparrow + 523\downarrow$	97
$0_3^+$	1,935		$\tilde{S}(p, t) = 0,08$	2,0	0,006	$(33)_1: \pi\pi523\uparrow - 411\downarrow$	86
						$\nu\nu633\uparrow - 521\downarrow$	6
$4_1^+$	1,979		$(\alpha, t): \pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$	1,96	1,1	$(43)_1: \nu\nu523\downarrow + 521\downarrow$	80
						$\nu\nu512\uparrow + 521\downarrow$	11
$4_1^+$	1,979		$(\alpha, t): \pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$	1,96	1,1	$(20)_3: \nu\nu633\uparrow - 633\uparrow$	40
						$\nu\nu521\downarrow - 521\downarrow$	37
						$(44)_1: 76$	
						$\{(22)_1, (22)_1\}: 21$	



Продолжение табл. 14

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ МэВ	$V(E\lambda)\uparrow$ одн.ед. Структура	$E_n$ МэВ	$V(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
$5_1^+$		$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 660\uparrow$ заметна	2,0	1,0	(44) <sub>1</sub> : $\nu\nu523\downarrow + 521\uparrow$	37
					$\pi\pi523\uparrow + 541\downarrow$	32
					$\nu\nu633\uparrow + 660\uparrow$	6
$7_1^-$	1,990	$(^3\text{He}, d): \pi\pi523\uparrow + 404\downarrow$ $(\alpha, t):$ велика	2,5	-	(65) <sub>1</sub> : $\nu\nu523\downarrow + 512\uparrow$	71
					$\pi\pi404\downarrow + 411\uparrow$	18
$2_2^-$	(2,022)		2,0	0,1	(77) <sub>1</sub> : $\pi\pi523\uparrow + 404\downarrow$	100
					(32) <sub>2</sub> : $\nu\nu642\uparrow - 521\downarrow$	78
					$\pi\pi523\uparrow - 411\uparrow$	12
$4_2^-$	2,002	$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 521\downarrow$ велика	2,0	0,03	$\nu\nu633\uparrow - 521\uparrow$	7
					(54) <sub>2</sub> : $\nu\nu633\uparrow + 521\downarrow$	90
					$\pi\pi523\uparrow + 411\downarrow$	9
$3_2^+$			2,0	1,3	(43) <sub>2</sub> : $\nu\nu512\uparrow + 521\downarrow$	47
					$\nu\nu523\downarrow + 521\downarrow$	19
					$\nu\nu633\uparrow - 660\uparrow$	10
					$\pi\pi404\downarrow - 411\downarrow$	8
$2_3^+$			2,08	0,01	{(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:73	
					(44) <sub>2</sub> :3; (44) <sub>1</sub> :23	
					(22) <sub>3</sub> :97	
					{(32) <sub>1</sub> , (54) <sub>1</sub> }:2	
					(22) <sub>3</sub> : $\nu\nu521\uparrow + 521\downarrow$	55
$3_2^-$	(2,080)	$(d, t): \nu\nu633\uparrow - 521\downarrow$ велика	2,1	0,1	$\pi\pi411\uparrow + 411\downarrow$	30
					$\nu\nu523\downarrow - 521\downarrow$	8
					$\nu\nu633\uparrow - 651\uparrow$	6
					(33) <sub>2</sub> : $\nu\nu633\uparrow - 521\downarrow$	86
$6_1^+$			2,1	0,02	$\pi\pi523\uparrow - 411\downarrow$	9
					(66) <sub>1</sub> :100	
$1_2^-$			2,1	2,3	(66) <sub>1</sub> : $\nu\nu633\uparrow + 642\uparrow$	99,5
					(31) <sub>2</sub> : $\nu\nu633\uparrow - 523\downarrow$	44
					$\nu\nu633\uparrow - 512\uparrow$	17
$3_3^+$	(2,132)		2,24	0,001	$\pi\pi523\uparrow - 402\uparrow$	8
					(43) <sub>3</sub> :95	

Продолжение табл. 14

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ МэВ	$V(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	$E_n$ МэВ	$V(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
$2_4^+$	2,160		$(^3\text{He}, d): \pi\pi 523\uparrow - 541\downarrow$ ( $\alpha, t$ ): велика $\lg ft = 5.6$ из $^{166}\text{Tm}$ для $I^\pi K_n = 3^+ 2_4$	2,2	0,002	$\{(20)_1, (43)_3\}:4$ $(43)_3: \pi\pi 523\uparrow - 541\downarrow$	95
			$(d, t): \nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$ велика			$(22)_4: 97$ $\{(22)_1, (44)_1\}:1$ $(22)_4: \nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$	
$0_4^+$	2,196		$\tilde{S}(t, p) \leq 0,03$ $\tilde{S}(p, t) = 0,08$	2,1	0,01	$(20)_4: 89; (20)_3: 3$ $\{(22)_1, (22)_1\}:2$ $(20)_1: 1; (20)_2: 1$	28
						$(20)_4: \nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\pi\pi 404\downarrow - 404\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 523\uparrow$	
$4_3^+$				2,2	0,01	$(44)_2: 88$ $\{(22)_1, (22)_1\}:5$ $(44)_2: \pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 521\uparrow$	60 34
						$(33)_3: 98$ $\{(22)sb1, (31)_1\}:1$	
$3_3^-$				2,2	0,3	$(33)_3: \nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$ $(30)_2: 99$	87
						$(30)_2: \nu\nu 642\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 642\uparrow - 523\downarrow$	
$0_2^-$	(2,2)			2,2	0,8	$(32)_3: 91$ $\{(20)_1, (32)_1\}:3$ $\{(20)_2, (32)_1\}:2$	50
						$(32)_3: \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 521\uparrow$	
$2_3^-$	(2,055)		$(^3\text{He}, d): \pi\pi 523\uparrow - 411\uparrow$ ( $\alpha, t$ ): велика	2,2	0,3	$(20)_5: 95$ $(20)_4: 2; (20)_3: 2$	40
						$(20)_5: \nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 523\downarrow$ $\pi\pi 404\downarrow - 404\downarrow$	
$1_2^+$	(2,378)			2,2	0,01	$(21)_2: 99$ $(21)_2: \nu\nu 521\uparrow - 521\downarrow$	98
						$(55)_1: 99$	
$5_1^-$	2,244			2,2	0,1		

Продолжение табл. 14

$K_n^\pi$	Эксперимент		Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед. Структура	$E_n$ МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
$1_3^+$		$(d, t): \nu\nu633\uparrow + 521\uparrow$ велика	2,3	0,2	$(55)_1: \nu\nu633\uparrow + 521\uparrow$	89
					$\nu\nu642\uparrow + 523\downarrow$	5
					$\pi\pi514\uparrow + 411\downarrow$	4
					$(21)_2: 7; (21)_3: 89$	
$5_2^-$			2,3	0,05	$\{(32)_1, (33)_1\}: 3$	
					$(21)_3: \pi\pi411\uparrow - 411\downarrow$	75
					$\pi\pi514\uparrow - 523\uparrow$	12
					$\nu\nu521\uparrow - 521\downarrow$	7
$1_4^+$	(2,464)		2,5	0,3	$(55)_2: \nu\nu523\uparrow + 642\uparrow$	89
					$\nu\nu633\uparrow + 521\uparrow$	5
					$\pi\pi514\uparrow + 411\downarrow$	4
					$(21)_4: \pi\pi514\uparrow - 523\uparrow$	50
$6_2^-$			2,4	0,02	$\pi\pi411\uparrow - 411\downarrow$	20
					$\nu\nu512\uparrow - 521\uparrow$	20
					$(76)_2: 100$	
					$(76)_2: \nu\nu633\uparrow + 512\uparrow$	96
$3_4^+$	(2,293)	$(d, t): \nu\nu633\uparrow - 660\uparrow$ велика	2,5	0,5	$(43)_4: 96$	
					$\{(22)_1, (21)_1\}: 1$	
					$\nu\nu512\uparrow + 521\downarrow$	35
					$\pi\pi404\downarrow - 411\downarrow$	15
$4_4^+$	(2,318) (2,633)		2,6	0,3	$(44)_3: 92$	
					$\{(20)_1, (44)_1\}: 2$	
					$(44)_3: \nu\nu633\uparrow + 660\uparrow$	53
					$\nu\nu523\downarrow + 521\uparrow$	20
$6_3^-$	(2,608)	$(^3\text{He}, d): \pi\pi523\uparrow + 402\uparrow$ $(\alpha, t):$ велика	2,6		$\nu\nu642\uparrow + 651\uparrow$	11
					$(76)_3: 100$	
					$(76)_3: \pi\pi523\uparrow + 402\uparrow$	94
$0_3^-$	$(\approx 2,7)$		2,6	1,1	$(30)_3: 96$	
					$\{(22)_1, (32)_1\}: 2$	
					$(30)_3: \nu\nu642\uparrow - 512\uparrow$	18
					$\nu\nu633\uparrow - 514\downarrow$	16
$0_4^-$			2,8	0,2	$\pi\pi523\uparrow - 404\downarrow$	4
					$(30)_4: 95$	
					$(30)_4: \nu\nu633\uparrow - 514\downarrow$	25

## Продолжение табл. 14

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	$E_n$ МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ одн.ед.	Структура	%
$0_5^-$	(= 2,8)			2,9	1,0	$\pi\pi 523\uparrow - 404\downarrow$ (30) <sub>5</sub> :89 {(22) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:8 (30) <sub>5</sub> : $\pi\pi 523\uparrow - 404\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 514\downarrow$ $\nu\nu 651\uparrow - 521\uparrow$	22   16 7 7
$8_1^+$	(3,075)			2,8		(88) <sub>1</sub> :100 $\pi\pi 523\uparrow + 514\uparrow$	100
			$(^3\text{He}, d)$ : $\pi\pi 523\uparrow + 514\uparrow$ ( $\alpha, t$ ): велика				
$9_1^-$	(2,494)			3,4		(99) <sub>1</sub> :100 $\nu\nu 633\uparrow + 505\uparrow$	100
			$(d, t)$ : $\nu\nu 633\uparrow + 505\uparrow$ ( $^3\text{He}, \alpha$ ): велика				

Таблица 15. E1- и M1-переходы на основное состояние и E1-, E2- и M1-переходы между возбужденными состояниями в  $^{166}\text{Er}$ 

Начальное состояние		E $\lambda$ или M1	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M1)\downarrow, \mu_N^2$		
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет
$0^+0_1$	1,460	E2		$2^+2_1$	0,786		1,1
$1^-0_1$	1,662	E1		$0^+0_{\text{g.s.}}$	0	$(8,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	$30 \cdot 10^{-3}$
$0^+0_2$	1,713	E2		$2^+2_1$	0,786		95
$1^+1_1$	1,812	M1		$0^+0_{\text{g.s.}}$	0		0,9
$1^-1_1$	1,830	E1		$0^+0_{\text{g.s.}}$	0	$\approx 1 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$
$3^-3_1$	1,918	E1	1	$2^+2_1$	0,786		$7 \cdot 10^{-6}$
		M1	2	$2^-2_1$	1,458		0,03
$0^+0_3$	1,935	E2		$2^+2_1$	0,786		60
$4^+4_1$	1,978	E2		$2^+2_1$	0,786		115
$4^+4_2$	2,05*	E2		$2^+2_1$	0,786		500
$3^+3_2$	2,133	M1	1	$2^+2_1$	0,786		0,001
		E2					0,75
		E1	2	$2^-2_1$	1,458		$10^{-4}$
		E1	3	$4^-4_1$	1,572		$3 \cdot 10^{-6}$
		M1	4	$2^+2_1$	1,703		$4 \cdot 10^{-4}$
		E1	5	$3^-3_1$	1,916		$2 \cdot 10^{-5}$
		E1	6	$4^-4_2$	2,002		$3 \cdot 10^{-6}$
$3^+2_4$	2,160	E2	1	$2^+0_{\text{g.s.}}$	0,081		0,08

Продолжение табл. 15

Начальное состояние		E $\lambda$ или M1	Конечное состояние			B(E $\lambda$ ) $\downarrow$ , e <sup>2</sup> фм <sup>2<math>\lambda</math></sup> или B(M1) $\downarrow$ , $\mu_N^2$	
I <sup><math>\pi</math></sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ		n <sub>f</sub>	I <sup><math>\pi</math></sup> K <sub>n</sub>	E <sub>n</sub> , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
1 <sup>-</sup> 0 <sub>2</sub> 4 <sup>+</sup> 4 <sub>3</sub> 3 <sup>-</sup> 3 <sub>2</sub>	≈ 2,2 2,2* 2,216	M1	2	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,786	≈ 3·10 <sup>-3</sup>	9·10 <sup>-4</sup>
		E2	3	2 <sup>+</sup> 0 <sub>1</sub>	1,528		0,05
		E1		0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0		7·10 <sup>-3</sup>
		E2	1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,786		70
		E1		2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,786		10 <sup>-4</sup>
		M1	2	2 <sup>-</sup> 2 <sub>1</sub>	1,458		0,01
		M1	3	4 <sup>-</sup> 4 <sub>1</sub>	1,572		5·10 <sup>-5</sup>
		E2	4	1 <sup>-</sup> 1 <sub>1</sub>	1,830		0,12
		M1	5	3 <sup>-</sup> 3 <sub>1</sub>	1,916		6·10 <sup>-3</sup>
		M1	6	4 <sup>-</sup> 4 <sub>2</sub>	2,002		3·10 <sup>-4</sup>
E1	1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,786	10 <sup>-5</sup>			
3 <sup>-</sup> 3 <sub>3</sub>	2,243	M1	2	3 <sup>-</sup> 2 <sub>1</sub>	1,514	2·10 <sup>-4</sup>	
		E2	1	2 <sup>+</sup> 2 <sub>1</sub>	0,786	0,42	
4 <sup>+</sup> 4 <sub>4</sub>	2,6*	E1		1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0	1·10 <sup>-3</sup>
		E1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>		0	4·10 <sup>-3</sup>	
1 <sup>-</sup> 0 <sub>3</sub>	≈ 2,7	E1	1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0	12·10 <sup>-3</sup>	
1 <sup>-</sup> 0 <sub>4</sub>	≈ 2,8	E1	1	0 <sup>+</sup> 0 <sub>g.s.</sub>	0	8·10 <sup>-3</sup>	

Таблица 16. Неротационные состояния в <sup>168</sup>Eg

K <sub>n</sub> <sup><math>\pi</math></sup>	Эксперимент				Расчет в КФМЯ			
	E <sub>n</sub> , МэВ	B(E $\lambda$ ) $\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%	E <sub>n</sub> , МэВ	B(E $\lambda$ ) $\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
2 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0,821	4,7	(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow 50$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow 37$ log ft = 5,2: $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ заметна		0,8	4,4	(22) <sub>1</sub> :94 {(22) <sub>1</sub> , (20) <sub>1</sub> }:1 (22) <sub>1</sub> : $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\pi\pi 413\downarrow - 411\downarrow$ $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	30 26 23 16
4 <sub>1</sub> <sup>-</sup>	1,094		(d,p): $\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow 70$ (t, $\alpha$ ): $\pi\pi 411\downarrow + 523\uparrow 25$		1,0	2,5	(54) <sub>1</sub> :99 (54) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\downarrow$	66 20
0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	1,217	≤ 0,1	(t, d): $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow 60$		1,3	0,07	(20) <sub>1</sub> :64; (20) <sub>2</sub> :23 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:4 {(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:2 (20) <sub>1</sub> : $\nu\nu 512\uparrow - 512\uparrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 633\uparrow$ $\nu\nu 521\downarrow - 521\downarrow$	36 34 14

Продолжение табл. 16

$K_n^\pi$	Эксперимент				Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$1_1^-$	1,358	3,92	(d, t): $\nu\nu 512^\uparrow - 633^\downarrow$ 80 (d, p): $\nu\nu 512^\uparrow - 633^\downarrow$ 80		1,3	4,3	$\pi\pi 411^\downarrow - 411^\downarrow$ (31) <sub>1</sub> :94	2
$0_2^+$	1,422		(t, d): $\nu\nu 633^\uparrow - 633^\uparrow \leq 20$		1,4	0,03	(31) <sub>1</sub> : $\nu\nu 512^\uparrow - 633^\uparrow$ (20) <sub>2</sub> :64; (20) <sub>1</sub> :27 {(22) <sub>1</sub> , (33) <sub>3</sub> }:3	76
							(20) <sub>2</sub> : $\nu\nu 521^\uparrow - 521^\uparrow$ $\nu\nu 633^\uparrow - 633^\uparrow$ $\nu\nu 512^\downarrow - 512^\downarrow$	55 22 21
$3_1^-$	1,542	0,25	(d, p): $\nu\nu 633^\uparrow - 521^\downarrow$ 90 (t, $\alpha$ ): $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\downarrow$ 4		1,6	0,3	(33) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633^\uparrow - 521^\downarrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\downarrow$	92 2
$2_1^-$	1,569	4,94			1,6	4,7	(32) <sub>1</sub> :94 {(20) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:2	
							(32) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633^\uparrow - 521^\uparrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\uparrow$ $\nu\nu 624^\uparrow - 512^\uparrow$	29 20 11
$3_1^+$	1,653		(d, d') велика для $4^+3_1$		1,6	0,8	(43) <sub>1</sub> :98 (43) <sub>1</sub> : $\nu\nu 512^\uparrow + 521^\downarrow$	91
$0_1^-$	1,786	1,96			1,8	3,0	(30) <sub>1</sub> :98 (30) <sub>1</sub> : $\nu\nu 642^\uparrow - 512^\uparrow$ $\nu\nu 514^\downarrow - 633^\uparrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 404^\downarrow$	25 7 3
$3_2^-$	1,828	0,60			1,9	0,5	(33) <sub>2</sub> :92 (33) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633^\uparrow - 510^\uparrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 411^\downarrow$ $\pi\pi 514^\uparrow - 411^\uparrow$	80 6 3
$0_3^+$	1,833		(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 411^\downarrow - 411^\downarrow$ 25		1,8	0,02	(20) <sub>3</sub> :94 {(32) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:3	
							(20) <sub>3</sub> : $\pi\pi 411^\downarrow - 411^\downarrow$ $\pi\pi 523^\uparrow - 523^\uparrow$ $\pi\pi 411^\uparrow - 411^\uparrow$ $\nu\nu 512^\uparrow - 512^\uparrow$ $\nu\nu 633^\uparrow - 633^\uparrow$	44 28 9 3 2
$2_2^+$	1,848				1,8	0,02	(22) <sub>2</sub> :96 (22) <sub>2</sub> : $\nu\nu 512^\uparrow - 521^\downarrow$	97
$4_2^-$	1,905		(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 411^\downarrow + 523^\uparrow$ 60 (d, p): $\nu\nu 633^\uparrow + 521^\downarrow$ 30		1,8	0,9	(54) <sub>2</sub> :99 (54) <sub>2</sub> : $\pi\pi 411^\downarrow + 523^\uparrow$	60

Продолжение табл. 16

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ			
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$ , одн.ед.	Структура %	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)^\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$2_3^+$	1,930		$\log ft = 6,2$ : $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ мала	2,0	0,2	$\nu\nu 633\uparrow + 521\downarrow$ (22) <sub>3</sub> :68; (22) <sub>5</sub> :8 {(22) <sub>1</sub> , (20) <sub>1</sub> }:9 {(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:3 (22) <sub>3</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$	31 63 16
$1_2^-$	1,937		(t, $\alpha$ ) мала	1,9	0,4	(31) <sub>2</sub> :96 (31) <sub>2</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 523\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 512\uparrow$	85 9
$3_3^-$	1,999	0,42	(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ 75 (d, p): $\nu\nu 633\uparrow - 510\uparrow$ 10	2,0	0,6	(33) <sub>3</sub> :96 (33) <sub>3</sub> : $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ $\nu\nu 633\uparrow - 510\uparrow$ $\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$ (44) <sub>1</sub> :60 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:30 {(20) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:2 (44) <sub>1</sub> : $\pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$ $\nu\nu 512\uparrow + 512\downarrow$ $\nu\nu 514\uparrow + 521\uparrow$	76 13 6
$4_1^+$	2,056	0,6		2,0	0,9	(44) <sub>1</sub> :60 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:30 {(20) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:2 (44) <sub>1</sub> : $\pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$ $\nu\nu 512\uparrow + 512\downarrow$ $\nu\nu 514\uparrow + 521\uparrow$	50 9 8
$4_3^-$	2,060		(d, p): $\nu\nu 633\uparrow + 510\uparrow$ 33 (t, d): $\nu\nu 633\uparrow + 510\uparrow$ 33	2,3	0,002	(54) <sub>3</sub> :92 {(22) <sub>2</sub> , (32) <sub>1</sub> }:5 (54) <sub>3</sub> : $\nu\nu 624\uparrow - 521\downarrow$	98
$7_1^-$	2,122			2,2	0,02	(77) <sub>1</sub> :100 (77) <sub>1</sub> : $\pi\pi 523\uparrow + 404\downarrow$ $\nu\nu 514\downarrow + 633\uparrow$	95 4
$1_1^+$	2,134			2,1	0,2	(21) <sub>1</sub> :82; (21) <sub>3</sub> :7 {(31) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:5 {(33) <sub>2</sub> , (54) <sub>1</sub> }:3 (21) <sub>1</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 642\uparrow$ $\nu\nu 624\uparrow - 633\uparrow$ $\pi\pi 514\uparrow - 523\uparrow$	80 13 3
$3_2^+$	2,187			2,3	0,007	(43) <sub>2</sub> :99 (43) <sub>2</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 521\downarrow$	91
$2_4^+$	2,193		(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ 20+30 $\log ft = 4,8$ : $\nu\nu 523\uparrow - 521\uparrow$ велика	2,1	0,1	(22) <sub>4</sub> :52 (22) <sub>3</sub> :18; (22) <sub>5</sub> :11 {(22) <sub>1</sub> , (20) <sub>1</sub> }:12 {(22) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:6 (22) <sub>4</sub> : $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	60

Продолжение табл. 16

$K_n^\pi$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ				
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура	%
$2_2^-$	2,230				2,2	0,07	$\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ (32) <sub>2</sub> :94	29
$4_2^+$	2,238				2,4	0,2	(32) <sub>2</sub> : $\nu\nu 642\uparrow - 521\downarrow$ (44) <sub>2</sub> :47; (44) <sub>1</sub> :23 {(20) <sub>1</sub> , (32) <sub>1</sub> }:2 {(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:31	83
$3_4^-$	2,263	4,68			2,3	2,4	(44) <sub>2</sub> : $\pi\pi 523\uparrow + 541\downarrow$ $\nu\nu 514\downarrow + 521\downarrow$ (33) <sub>4</sub> :65 (33) <sub>8</sub> :3; (33) <sub>9</sub> :4 {(22) <sub>1</sub> , (31) <sub>1</sub> }:21	35 33
$5_1^+$	2,268				2,0	1,2	(33) <sub>4</sub> : $\nu\nu 642\uparrow + 521\downarrow$ $\pi\pi 514\uparrow - 411\uparrow$ $\pi\pi 523\uparrow - 411\downarrow$ (65) <sub>1</sub> :100	39 23 16
$5_2^+$	(2,298)				2,3	0,04	(65) <sub>1</sub> : $\pi\pi 404\downarrow + 411\uparrow$ $\nu\nu 523\downarrow + 512\uparrow$ $\nu\nu 514\downarrow + 521\uparrow$ (65) <sub>2</sub> :100	55 29 4
$3_5^-$	2,323	1,53			2,4	1,1	(65) <sub>2</sub> : $\nu\nu 523\downarrow + 512\uparrow$ $\pi\pi 404\downarrow + 411\uparrow$ (33) <sub>4</sub> :25; (33) <sub>8</sub> :7 (33) <sub>9</sub> :7 {(22) <sub>1</sub> , (31) <sub>1</sub> }:60	68 30
$1_2^+$	2,365		(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ велика		2,3	$4 \cdot 10^{-4}$	(21) <sub>2</sub> :93 {(32) <sub>1</sub> , (33) <sub>3</sub> }:2 (21) <sub>2</sub> : $\pi\pi 411\uparrow - 411\downarrow$	93
$5_1^-$	2,366				2,2	0,3	(55) <sub>1</sub> :100 (55) <sub>1</sub> : $\nu\nu 521\uparrow + 624\uparrow$ $\pi\pi 514\uparrow + 411\downarrow$ $\pi\pi 523\uparrow + 411\uparrow$	60 31 5
$2_5^+$	2,425		(t, $\alpha$ ): $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ заметна $\log ft = 4,6$ : $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$ велика		2,4	0,01	(22) <sub>5</sub> :51 (22) <sub>4</sub> :30; (22) <sub>6</sub> :12 (22) <sub>5</sub> : $\nu\nu 633\uparrow - 651\uparrow$ $\pi\pi 411\uparrow + 411\downarrow$ $\nu\nu 523\downarrow - 521\downarrow$	80 8 5
$4_3^+$	2,663				2,6	0,2	(44) <sub>3</sub> :42; (44) <sub>4</sub> 20 (44) <sub>2</sub> :18	



## Продолжение табл. 16

$K_n^{\pi}$	Эксперимент			Расчет в КФМЯ		
	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура %	$E_n$ , МэВ	$B(E\lambda)\uparrow$ , одн.ед.	Структура %
					{(22) <sub>1</sub> , (22) <sub>1</sub> }:10 {(20) <sub>1</sub> , (44) <sub>1</sub> }:2 (44) <sub>3</sub> : vv514↓ + 521↓	47
					vv512↑ + 521↑	33
					vv523↑ + 541↓	6

Таблица 17.  $E1$ - и  $M1$ -переходы на основное состояние и  $E1$ -,  $E2$ - и  $M1$ -переходы между возбужденными состояниями в  $^{168}\text{Er}$ 

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	$n_f$	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow$ , $e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow$ , $\mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$	
$I^{\pi}K_n$	$E_n$ , МэВ			$I^{\pi}K_n$	$E_n$ , МэВ	эксп. [ссылка]	расчет
$4^-4_1$	1,094	$M2$	1	$2^+2_1$	0,821	0,42 [71]	0,6
$2^+0_1$	1,276	$E2$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$\leq 4$ [69]	4
		$E2$	2	$2^+0_{g.s.}$	0,079		5,7
		$E2$	3	$2^+2_1$	0,821		32
$1^-1_1$	1,358	$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$1,5 \cdot 10^{-3}$ [71]	$5 \cdot 10^{-3}$
$3^-1_1$	1,431	$E1$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,079	$2,2 \cdot 10^{-6}$ [71]	$7 \cdot 10^{-3}$
		$E1$	2	$3^+2_1$	0,895	$1,2 \cdot 10^{-7}$ [71]	$5 \cdot 10^{-5}$
$2^+0_2$	1,496	$E2$	1	$2^+0_{g.s.}$	0,079		2,0
		$E2$	2	$2^+2_1$	0,821		18
		$E2$	3	$2^+0_1$	1,276		$4 \cdot 10^{-4}$
$3^-3_1$	1,542	$E1$	1	$2^+2_1$	0,821	$4,1 \cdot 10^{-5}$ [71]	$6 \cdot 10^{-5}$
		$M1$	2	$4^-4_1$	1,094	$3,0 \cdot 10^{-2}$ [71]	$10^{-3}$
$2^-2_1$	1,569	$E1$	1	$2^+2_1$	0,821		$4 \cdot 10^{-3}$
$3^+3_1$	1,653	$M1$	1	$2^+2_1$	0,821		$8 \cdot 10^{-4}$
		$E1$	2	$4^-4_1$	1,094		$6 \cdot 10^{-6}$
		$E1$	3	$3^-3_1$	1,542		$10^{-6}$
		$E1$	4	$2^-2_1$	1,569		$10^{-5}$
$1^+0_1$	1,786	$E1$	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$9 \cdot 10^{-3}$ [49]	$3 \cdot 10^{-2}$
$3^-3_2$	1,828	$E1$	1	$2^+2_1$	0,821		$3 \cdot 10^{-6}$
		$E2$	2	$1^-1_1$	1,358		8
		$M1$	3	$3^-3_1$	1,542		0,002
		$M1$	4	$4^-3_1$	1,615		$7 \cdot 10^{-4}$
$2^+2_2$	1,848	$E2$	1	$0^+0_{g.s.}$	0		1,5
		$M1$	2	$2^+2_1$	0,821		0,004
		$E2$	3	$2^+0_1$	1,276		0,06

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние		$B(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $B(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$		
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет
$2^+0_3$	1,893	E2	4	$2^+0_2$	1,493		1,2
		E1	5	$2^-2_1$	1,569		$2 \cdot 10^{-4}$
		M1	6	$3^+3_1$	1,653		$8 \cdot 10^{-6}$
		E2	1	$2^+0_{g.s.}$	0,079		3,2
		E2	2	$3^+2_1$	0,895		9
$4^-4_2$	1,905	M1	1	$4^-4_1$	1,094		0,05
		M1	2	$3^-3_1$	1,542		$10^{-4}$
$2^+2_3$	1,930	E2	1	$0^+0_{g.s.}$	0		14
		M1	2	$2^+2_1$	0,821		$3 \cdot 10^{-3}$
		E2					0,1
$1^-1_2$	1,937	M1	3	$3^+3_1$	1,653		$8 \cdot 10^{-4}$
		E2	1	$0^+0_{g.s.}$	0	$2,2 \cdot 10^{-4}$ [71]	$6 \cdot 10^{-4}$
		M1	2	$1^-1_1$	1,358		$6 \cdot 10^{-5}$
$2^-1_2$	1,972	M1	2	$1^-0_1$	1,786		$10^{-3}$
		E2	1	$2^+2_1$	0,821		$8 \cdot 10^{-7}$
$3^-3_3$	1,999	E2	2	$3^-3_1$	1,542		4,7
		M1	1	$3^-3_1$	1,542	$5,8 \cdot 10^{-4}$ [71]	$8 \cdot 10^{-3}$
		M1	2	$2^-2_1$	1,569	$2,5 \cdot 10^{-4}$ [71]	0,02
$4^+4_1$	2,056	E1	3	$3^+3_1$	1,653		$4 \cdot 10^{-7}$
		M1	4	$3^-3_2$	1,828		0,01
		E2	1	$2^+2_1$	0,821	$280 \pm 140$ [72]	175
$4^-4_3$	2,060					$315$ [73]	
		E1	2	$4^-4_1$	1,094	$5,5 \cdot 10^{-4}$ [74]	$8 \cdot 10^{-4}$
		M1	1	$4^-4_1$	1,094		$2 \cdot 10^{-3}$
		M1	2	$5^-3_1$	1,707		$5 \cdot 10^{-3}$
		M1	3	$4^-3_2$	1,892		$2 \cdot 10^{-3}$
		M1	4	$4^-4_2$	1,905		$6 \cdot 10^{-3}$
$3^-3_2$	2,187	E2					0,05
		E1	1	$3^-3_1$	1,542		$6 \cdot 10^{-5}$
$2^+2_4$	2,193	M1	2	$3^+3_1$	1,653		$5 \cdot 10^{-3}$
		M1	1	$2^+2_1$	0,821		$7 \cdot 10^{-8}$
$2^-2_2$	2,230	E2					$2 \cdot 10^{-3}$
		E1	1	$2^+2_1$	0,821		$4 \cdot 10^{-4}$
		M1	2	$3^-3_1$	1,542		$8 \cdot 10^{-3}$
$4^+4_2$	2,238	M1	3	$2^-2_1$	1,569		$5 \cdot 10^{-3}$
		E1	1	$4^-4_1$	1,094		$10^{-3}$
		M1	2	$4^+3_1$	1,736		$10^{-3}$
		E2	3	$2^+2_1$	1,848		0,4

Продолжение табл. 17

Начальное состояние		$E\lambda$ или $M\lambda$	Конечное состояние			$V(E\lambda)\downarrow, e^2\text{фм}^{2\lambda}$ или $V(M\lambda)\downarrow, \mu_N^2\text{фм}^{2\lambda-2}$		
$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$		$n_f$	$I^\pi K_n$	$E_n, \text{МэВ}$	эксп. [ссылка]	расчет	
$3^-3_4$	2,263	$E1$	4	$4^-3_2$	1,892		$10^{-5}$	
		$E1$	5	$4^-4_2$	1,905		$10^{-3}$	
		$E1$	1	$2^+2_1$	0,821		$4\cdot 10^{-6}$	
		$M1$	2	$4^-3_1$	1,615		$5\cdot 10^{-4}$	
		$E2$						0,11
		$M1$	3	$3^-2_1$	1,633			$4\cdot 10^{-3}$
		$E1$	4	$3^+3_1$	1,653			$3\cdot 10^{-5}$
$2^+2_5$	2,425	$M1$	5	$3^-3_3$	1,999		$10^{-3}$	
		$E2$	1	$0^0_{g.s.}$	0		5,6	
		$M1$	2	$2^+2_1$	0,821		$8\cdot 10^{-3}$	
		$E2$	3	$0^+0_1$	1,217			31,5
$4^+4_3$	2,663	$E1$	1	$4^+4_1$	1,094		$3\cdot 10^{-5}$	
		$M1$	2	$3^+3_1$	1,653		0,01	

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Gallagher C.J., Soloviev V.G.** – Mat.Fys.Skr.Dan.Vid.Selsk., 1962, vol.2, No.2.
2. **Бор О., Мотгелсон Б.** – Структура атомного ядра. М.: Мир, 1985, т.2.
3. **Соловьев В.Г.** – Теория сложных ядер. М.: Наука, 1971 (English translation: Oxford: Pergamon Press, 1976).
4. **Григорьев Е.П., Соловьев В.Г.** – Структура четных деформированных ядер. М.: Наука, 1974.
5. **Soloviev V.G., Shirikova N.Yu.** – Z. Phys., 1981, vol.A301, p.263.
6. **Соловьев В.Г., Ширикова Н.Ю.** – ЯФ, 1982, т.36, с.1376.
7. **Bohle D., Richter A., Steffen W. et al.** – Phys. Lett., 1984, vol.B137, p.27.
8. **Lo Iudice N., Palumbo F.** – Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.1532.
9. **Hamamoto I., Magnusson C.** – Phys. Lett., 1992, vol.B312, p.267.
10. **Nojarov R., Fassler A.** – Nucl. Phys., 1988, vol.A484, p.1.
11. **Fassler A., Nojarov R., Taigel T.** – Nucl. Phys., 1989, vol.A492, p.105.
12. **Zawischa D., Speth J.** – Z. Phys., 1992, vol.A542, p.375.
13. **Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю.** – ЭЧАЯ, 1994, т.25, с.377 (Part.Nucl., 1994, vol.25, p.157).
14. **Соловьев В.Г.** – ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580.
15. **Соловьев В.Г.** – Теория атомного ядра. Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989 (English translation: Bristol and Philadelphia: Institute of Physics, 1992).
16. **Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu.** – Nucl. Phys., 1994, vol.A568, p.244.
17. **Karadjov D., Voronov V.V., Catara F.** – J. Phys., 1994, vol.G20, p.1431.
18. **Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu.** – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.551.
19. **Berzins J., Prokofjevs P., Georgii R. et al.** – Nucl. Phys., 1995, vol.A548, p.413.
20. **Базнат М.И., Пятов Н.И.** – ЯФ, 1975, т.21, с.365.
21. **Струтинский В.М.** – ЯФ, 1966, т.3, с.614.
22. **Gallagher C.J., Moszkowski S.A.** – Phys. Rev., 1958, vol.111, p.1282.
23. **Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu.** – J. Phys., 1994, vol.G20, p.113.
24. **Soloviev V.G., Sushkov A.V.** – Z. Phys., 1993, vol.A345, p.155.
25. **Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu.** – IJMP, 1994, vol.E3, p.1227.
26. **Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю.** – ЯФ, 1996, т.59, с.57.
27. **Greenwood R.C., Reich C.W., Vaader H.A. et al.** – Nucl. Phys., 1978, vol.A304, p.327.
28. **Backlin A., Hedin G., Fogelberg B. et al.** – Nucl. Phys., 1982, vol.A380, p.189.
29. **Klora J., Borner H.G., von Egidy T. et al.** – Nucl. Phys., 1993, vol.A561, p.1.
30. **McGowan M.K., Milner W.T.** – Phys. Rev., 1981, vol.C23, p.1926.
31. **Burke D.G., Hammaren E., Swift C.L. et al.** – Nucl. Phys., 1981, vol.A366, p.202.
32. **Konijn J., de Boer F.W.N., van Poelgeest A. et al.** – Nucl. Phys., 1981, vol.A352, p.191.
33. **Bohle D., Richter A., Heyde K. et al.** – Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.1661.
34. **Lovhøiden G., Thorsteinsen T.F., Andersen A. et al.** – Nucl. Phys., 1989, vol.A494, p.157.

35. Pitz H.H., Berg U.E.P., Heil R.D. et al. – Nucl. Phys., 1989, vol.A492, p.411.
36. Friedrichs H., Hager D., von Brentano P. et al. – Nucl. Phys., 1994, vol.A567, p.266.
37. Reich C.W. – Nucl. Data Sheets, 1993, vol.68, p.405.
38. Lovhoiden G., Thorsteinsen T.F., Burke D.G. – Physica Scripta, 1986, vol.34, p.691.
39. Sugawara M., Kusakari H., Morikawa T. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A557, p.653c.
40. Александров А.А., Бутцев В.С., Вьюлов Ц. и др. – Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т.38, с.77.
41. McAdam R.E., Otterson O.H. – Z.Phys., 1972, vol.250, p.2096.
42. Grottdal T., Nybo K., Thorsteinsen T., Elbek B. – Nucl. Phys., 1968, vol.A110, p.385.
43. Gen-ming J., Garrett J.D., Lovhoiden G. et al. – Phys. Rev. Lett., 1981, vol.46, p.222.
44. Ramsay T., Rekstad J., Guttorsen M. et al. – Nucl. Phys., 1985, vol.A438, p.301.
45. Burke D.G., Lovhoiden G., Thorsteinsen T. – Nucl.Phys., 1988, vol.A483, p.221.
46. Riezebos H.J., De Voigt M.J.A., Fields C.A. et al. – Nucl. Phys., 1987, vol.A465, p.1.
47. Wesselborg C., von Brentano P., Zell K.O. et al. – Phys. Lett., 1988, vol.B207, p.22.
48. Cresswell A.J., Butler P.A., Cline D. et al. – Phys. Rev., 1995, vol.C52, p.1934.
49. Zilges A., von Brentano P., Friedrichs H. et al. – Z. Phys., 1991, vol.A340, p.155.
50. Helmer R.G. – Nucl. Data Sheets, 1994, vol.64, p.79.
51. Warner D.D., Casten R.F., Kane W.R., Gelletly W. – Phys. Rev., 1989, vol.C27, p.2292.
52. Friedrichs H., Schlitt B., Margraf J. et al. – Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.R892.
53. Kern J., Mikoshiba O., Sheline R.K. et al. – Nucl. Phys., 1967, vol.A104, p.642.
54. Freeman S.J., Chapman R., Durrell J.L. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A554, p.333.
55. Oshima M., Morikawa T., Hatsukawa Y. et al. – In: Proc. IV Intern. Conference "Selected Topics in Nuclear Structure", (ed. V.G. Soloviev), JINR,E4-94-370, Dubna, 1995, p.154.
56. Shurshikow E.N. – Nucl. Data Sheets, 1986, vol.47, p.433.
57. Shurshikow E.N., Timofeeva N.V. – Nucl. Data Sheets, 1992, vol.65, p.365.
58. Hoyer F. – Private comm.
59. Shurshikow E.N., Timofeeva N.V. – Nucl. Data Sheets, 1992, vol.67, p.45.
60. Григорьев Е.П. – ЯФ, 1994, т.57, с.590.
61. Ardisson C., Berci V., Dolmasso J. et al. – Nouvo Cim., 1992, vol.105A, p.215.
62. McGowan F.K., Milner W.T., Robinson A.R., Stelson P.H. – Nucl. Phys., 1978, vol.A297, p.51.
63. Panar J.D., Burke D.G. – Can. J. Phys., 1979, vol.57, p.1999.
64. Burke D.G., Garret P.E. – Nucl. Phys., 1992, vol.A550, p.21.
65. Davidson W.F., Warner D.D., Casten R.F. et al. – J. Phys., 1981, vol.G7, p.455.
66. Burke D.G., Maddock B.L., Davidson W.F. – Nucl. Phys., 1985, vol.A442, p.424.
67. Burke D.G., Davidson W.F., Cizewski J.A. et al. – Nucl. Phys., 1985, vol.A445, p.70.
68. Burke D.G., Davidson W.F., Cizewski J.A. et al. – Can. J. Phys., 1985, vol.63, p.1309.
69. Govil I.M., Filbright H.W., Cline D. et al. – Phys. Rev., 1986, vol.C33, p.793.
70. Davidson W.F., Dixon W.R. – J. Phys., 1991, vol.G17, p.1683.

71. Petkov P., Andrejtscheff W., Copnell J., Robinson S.J. – Nucl. Phys., 1991, vol.A533, p.49.
72. Borner H.G., Jolie J., Robinson S.J. et al. – Phys. Rev. Lett., 1991, vol.66, p.691.
73. Neu R., Hoyle F. – Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.208.
74. Aprahamian A. – Phys. Rev., 1992, vol.C46, p.2093.
75. Jungclaus A., Casten R.F., Gill R.L. et al. – Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.88.
76. Железнова К.М., Корнейчук А.А., Соловьев В.Г. и др. – Сообщение ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
77. Soloviev V.G. – Atomic Energy Review, 1965, vol.3, No.2, p.117.
78. Нестеренко В.О., Соловьев В.Г., Сушков А.В., Ширикова Н.Ю. – ЯФ, 1986, т.44, с.1443.
79. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – IJMP (in press).
80. Soloviev V.G., Sushkov A.V. – J. Phys., 1990, vol.G16, p.L57.
81. Soloviev V.G. – Z.Phys., 1989, vol.A334, p.143.
82. Shihab-Eldin A.A., Rasmussen J.O., Stoyer M.A., Burke D.G., Garrett P.E. – IJMP, 1995, vol.E4, p.411.
83. Casten R.F., von Brentano P. – Phys. Rev., 1994, vol.C50, p.R1280.
84. Casten R.F., von Brentano P. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.3528.
85. Burke D.G., Sood P.C. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.3525.
86. Chou W.T., Casten R.F., von Brentano P. – Phys. Rev., 1992, vol.C45, p.R9.
87. Casten R.F., von Brentano P., Zamp r N.V. – Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.1940.
88. Sood P.C., Headly D.M., Sheline R.K. – Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1991, vol.47, p.89.
89. Burke D.G. – In: Frontiers in Nuclear Physics, JINR, D4-95-308, Dubna, 1995, p.41.
90. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu., Lo Iudice N. – Nucl. Phys., 1996, vol.A600, p.155.
91. Soloviev V.G. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.R2885.
92. Soloviev V.G., Sushkov A.V., Shirikova N.Yu. – J. Phys., 1995, vol.G21, p.1217.
93. Soloviev V.G., Shirikova N.Yu. – Z. Phys., 1989, vol.A334, p.149.
94. Bar eld A.F., Barrett B.R., Wood J.L., Scholten O. – Ann. Phys., 1988, vol.182, p.344.
95. Oshima M., Morikawa T., Kusakari H. et al. – Nucl. Phys., 1993, vol.A557, p.635c.
96. Fahlander C., Axelsson A., Heinebrodt M., Hartlein T., Schwalm D. – Phys. Lett., 1996, vol.B (in press).
97. Winchell D.F., Lee I.Y., Baktash C. et al. – Phys. Rev., 1995, vol.C51, p.2952.
98. Wu X., Aprahamian A., Castro-Ceron J., Baktash C. – Phys. Lett., 1993, vol.B316, p.235.
99. Wu X., Aprahamian A., Fischer S.M. et al. – Phys. Rev., 1994, vol.C49, p.1837.
100. Burke D.G. – Phys. Rev. Lett., 1994, vol.73, p.1899.