

УДК 539.143

ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫЕ И ОДНОФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР В ОБЛАСТИ АКТИНОИДОВ

*С. П. Иванова,
А. Л. Кожов, Л. А. Малов,
В. Г. Соловьев*

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

На основе полумикроскопического подхода дано описание низколежащих двухквазичастичных и однофононных состояний четно-четных ядер в широкой области актиноидов ($228 \leq A \leq 260$). Изучалась роль ангармонических эффектов и показано, что в ряде случаев двухфононные компоненты дают большой вклад в структуру первых и вторых вибрационных состояний. Проведен анализ экспериментальных данных и сравнение с результатами теоретических расчетов.

In the framework of the semimicroscopical approach a description is given for the low-lying two-quasiparticle and one-phonon states of doubly even nuclei in the wide range of actinides ($228 \leq A \leq 260$). The anharmonicity effects are studied and the two-phonon components are shown, in a number of cases, to give a large contribution to the structure of the first and second vibrational states. The experimental data are analysed and compared with the theoretical results.

ВВЕДЕНИЕ

Современный этап развития ядерной физики — это период накопления экспериментальных данных, их осмысливания и сравнения с результатами расчетов, выполненных разными полумикроскопическими методами. Работы по определению характеристик основных и все более и более возбужденных состояний атомных ядер продолжают занимать в ядерной физике центральное место. В настоящее время уже накоплено много экспериментальных данных, связанных с изучением низколежащих состояний большого числа ядер, α -, β -, γ -переходов и сечений прямых ядерных реакций. Особенно обширными являются экспериментальные данные в области деформированных ядер. Имеющийся экспериментальный материал собран в работах [1—3], а для ряда ядер, как, например, для $A = 182$ [4] и других в области $150 \leq A \leq 190$ [5], он тщательно проанализирован.

Развитые в настоящее время полумикроскопические методы теоретической ядерной физики — это базис для вычисления характеристик низколежащих состояний атомных ядер (см., например, работы [6—8]). Вычисленные энергии и структура низколежащих неротационных состояний четно-четных ядер в области $150 \leq A \leq 190$ и сравнение их с экспериментом даны в работах [5, 9] и других работах.

Вычисление двухквaziчастичных и однофоновых состояний четно-четных деформированных ядер в области актиноидов с одночастичными энергиями и волновыми функциями потенциала Нильссона выполнено в работе [10], а с одночастичным потенциалом Саксона — Вудса — в работе [11]. Получено достаточно хорошее описание неротационных состояний нечетных деформированных ядер. Однако опубликована только небольшая часть результатов расчетов состояний ядер в области актиноидов [12, 13].

Представляется целесообразным привести теоретические значения энергий и волновых функций неротационных состояний четно-четных ядер в области актиноидов и сравнить их с экспериментальными данными. Выполнению этой задачи посвящается настоящая статья.

1. ТРАКТОВКА ДВУХКВАЗИЧАСТИЧНЫХ И ОДНОФОНОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Приведем основные формулы, используемые для описания двухквaziчастичных и однофоновых состояний в четно-четных деформированных ядрах. Ядерный модельный гамильтониан запишем в следующем виде:

$$H = H_{av} + H_{pair} - \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \kappa^{(\lambda)} Q_{\lambda\mu}^+ Q_{\lambda\mu} / 2, \quad (4)$$

где H_{av} — среднее поле протонной и нейтронной систем, описываемое потенциалом Саксона — Вудса; H_{pair} — взаимодействия, приводящие к парным корреляциям сверхпроводящего типа; последний член в (4) описывает мультиполь-мультипольное взаимодействие.

Для описания двухквaziчастичных состояний используется только часть гамильтониана (4), а именно:

$$H_0 = H_{av} + H_{pair} = H_0(n) + H_0(p), \quad (2)$$

где для нейтронной системы

$$H_0(n) = \sum_{s\sigma} \{E(s) - \lambda_n\} a_{s\sigma}^+ a_{s\sigma} - G_N \sum_{s\sigma'} a_{s+}^+ a_{s-}^+ a_{s'-} a_{s'+}. \quad (3)$$

Здесь $E(s)$ — одночастичные энергии; $a_{s\sigma}$ — оператор уничтожения нуклона; G_N — константа парного взаимодействия; λ_n —

химический потенциал нейтронной системы. В протонной системе константу парного взаимодействия и химический потенциал обозначим G_z и λ_p . Совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичное состояние нейтронной системы, обозначим $(s\sigma)$, нейтронной и протонной систем — $(q\sigma)$, причем $\sigma = \pm 1$.

Проведем каноническое преобразование Боголюбова:

$$a_{s\sigma} = u_s \alpha_{s-\sigma} + \sigma v_s \alpha_{s\sigma}^+, \quad (4)$$

где $\alpha_{s\sigma}$ — оператор поглощения квазичастицы;

$$u_s^2 + v_s^2 = 1. \quad (5)$$

Волновую функцию основного состояния системы определим из условия

$$\alpha_{s\sigma} \Psi_0 = 0. \quad (6)$$

Найдем среднее значение $H_0(n)$ по состоянию Ψ_0 , воспользуемся вариационным принципом и в результате (см. работы [8]) получим следующую систему уравнений для определения корреляционной функции C_n и химического потенциала λ_n :

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_s \frac{1}{\sqrt{C_n^2 + (E(s) - \lambda_n)^2}}; \quad (7)$$

$$N = \sum_s \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n}{\sqrt{C_n^2 + (E(s) - \lambda_n)^2}} \right\}, \quad (8)$$

где N — число нейтронов.

Энергия и волновая функция основного состояния системы имеют следующий вид:

$$\mathcal{E}_0 = \sum_s 2E(s) v_s^2 - C_n^2 / G_N; \quad (9)$$

$$\Psi_0 = \prod_s (u_s + v_s a_{s+}^+ a_{s-}^+) \Psi_{00}, \quad (10)$$

где

$$a_{s\sigma} \Psi_{00} = 0; \quad \varepsilon(s) = \sqrt{C_n^2 + [E(s) - \lambda_n]^2}; \quad (11)$$

$$u_s^2 = \{1 + [E(s) - \lambda_n] / \varepsilon(s)\} / 2; \quad v_s^2 = \{1 - [E(s) - \lambda_n] / \varepsilon(s)\} / 2. \quad (12)$$

В модели независимых квазичастиц возбужденные состояния четно-четных ядер являются двухквазичастичными. При более высоких энергиях возбуждения имеются четырехквазичастичные состояния и т. д.

Волновая функция двухквазичастичного состояния с $K^\pi \neq 0^+$ имеет вид

$$\Psi_0(s_1, s_2) = a_{s_1\sigma_1}^+ a_{s_2\sigma_2}^+ \prod_{s \neq s_1, s_2} \{u_s(s_1, s_2) + v_s(s_1, s_2) a_{s+}^+ a_{s-}^+\} \Psi_{00}. \quad (13)$$

Корреляционная функция $C_n(s_1, s_2)$ и химический потенциал определяются из уравнений

$$1 = \frac{G_N}{2} \sum_{\substack{s \\ (s \neq s_1, s_2)}} \frac{1}{\sqrt{C_n^2(s_1, s_2) + \{E(s) - \lambda_n(s_1, s_2)\}^2}}; \quad (14)$$

$$N = 2 + \sum_{\substack{s \\ (s \neq s_1, s_2)}} \left\{ 1 - \frac{E(s) - \lambda_n(s_1, s_2)}{\sqrt{C_n^2(s_1, s_2) + \{E(s) - \lambda_n(s_1, s_2)\}^2}} \right\}. \quad (15)$$

Величины $C_n(s_1, s_2)$, $\lambda_n(s_1, s_2)$, $u_s(s_1, s_2)$, $v_s(s_1, s_2)$ зависят от того, на каких уровнях s_1 и s_2 находятся квазичастицы. Энергии двухквазичастичных состояний определяются разностью

$$\mathcal{E}_0(s_1, s_2) - \mathcal{E}_0, \quad (16)$$

где

$$\mathcal{E}_0(s_1, s_2) = E(s_1) + E(s_2) + 2 \sum_{\substack{s \\ s \neq s_1, s_2}} E(s) v_s^2(s_1, s_2) - C_n^2(s_1, s_2)/G_N. \quad (17)$$

Для описания вибрационных состояний вводятся операторы фононов

$$Q_g = \frac{1}{2} \sum_{q, q'} \{ \Psi_{qq'}^g A(q, q') - \Phi_{qq'}^g A^+(q, q') \}, \quad (18)$$

где $g = \lambda\mu j$; $A(q, q') = \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{q'\sigma} \alpha_{q-\sigma} / \sqrt{2}$ (или $= \sum_{\sigma} \alpha_{q\sigma} \alpha_{q'\sigma} / \sqrt{2}$).

Соответствующую часть гамильтониана (1) можно записать так:

$$H_v = \sum_q \varepsilon(q) B(q, q) - \frac{1}{2} \sum_{\lambda, \mu \geq 0} \chi^{(\lambda)} \sum_{qq'} \sum_{q_2 q_2'} \sum_{jj'} f^{\lambda\mu}(qq') f^{\lambda\mu}(q_2 q_2') \times \\ \times u_{qq'} u_{q_2 q_2'} (\Psi_{qq'}^g + \Phi_{qq'}^g) (\Psi_{q_2 q_2'}^{g'} + \Phi_{q_2 q_2'}^{g'}) Q_g^+ Q_{g'}. \quad (19)$$

Здесь $g = \lambda\mu j$; $g' = \lambda\mu j'$; $f^{\lambda\mu}(q, q')$ — матричный элемент от оператора мультипольного момента $\lambda\mu$; $u_{qq'} = u_q v_{q'} + v_q u_{q'}$; $v_{qq'} = u_q u_{q'} - v_q v_{q'}$; $B(q, q') = \sum_{\sigma} \alpha_{q\sigma}^+ \alpha_{q'\sigma}^+$ (или $= \sum_{\sigma} \sigma \alpha_{q-\sigma}^+ \alpha_{q'\sigma}^+$).

Волновая функция основного состояния четно-четного ядра определяется как бесфононная, т. е. $Q_g \Psi_0 = 0$. Возбужденные состояния трактуются как однофононные и описываются волновыми функциями $Q_g^+ \Psi_0$.

Энергии ω_g и волновые функции однофононных состояний находятся с помощью вариационного принципа (см. работу [8]). Для всех однофононных состояний (кроме 0^+ -состояний) секулярное уравнение имеет вид

$$1 = 2\chi^{(\lambda)} \sum_{qq'} \frac{[f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'}]^2 [\varepsilon(q) + \varepsilon(q')]}{[\varepsilon(q) + \varepsilon(q')]^2 - (\omega_g)^2}. \quad (20)$$

Используя условие нормировки волновых функций, нетрудно найти:

$$\Psi_{qq'}^g = \frac{1}{\sqrt{2Y_g}} \frac{f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'}}{\varepsilon(q) + \varepsilon(q') - \omega_g}; \quad (21)$$

$$\Phi_{qq'}^g = \frac{1}{\sqrt{2Y_g}} \frac{f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'}}{\varepsilon(q) + \varepsilon(q') + \omega_g}; \quad (22)$$

$$Y_g = \sum_{qq'} \frac{[f^{\lambda\mu}(q, q') u_{qq'}]^2 \omega_g [\varepsilon(q) + \varepsilon(q')]}{\{\varepsilon(q) + \varepsilon(q')\}^2 - (\omega_g)^2}. \quad (23)$$

Секулярное уравнение и волновая функция однофононного 0^+ -состояния даны в работе [8].

2. АНГАРМОНИЧНОСТЬ ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ

Ангармонические эффекты в четно-четных деформированных ядрах изучены в работах [8, 14—17] с волновой функцией, в которой кроме однофононного включены двухфононные члены. Показано, что в сильнодеформированных ядрах первые вибрационные состояния являются практически однофононными и поэтому результаты расчетов в гармоническом приближении дают правильную структуру этих состояний. Для $K^\pi = 0^+$ состояний и для вторых и более высоких состояний с данными K^π ангармонические эффекты более существенны. Они увеличиваются с приближением к ядрам переходных областей.

Приведем основные формулы для описания вибрационных состояний с учетом ангармоничности. Гамильтониан (1) с учетом выполнения секулярного уравнения (20) и соответствующего уравнения для $\lambda = 2, \mu = 0$ состояний имеет вид

$$\begin{aligned} H = H_v + H_{vq} = & \sum_g \omega_g Q_g^+ Q_g^i - \\ & - \frac{1}{2} \sum_{q, q'} [\Gamma^g(q, q') B(q, q') (Q_g^+ + Q_g) + \text{э. с.}] + \\ & + \frac{G}{4} \sum_{q, q'} v_{qq} u_{q'q'} [A^+(q, q) B(q', q') + \text{э. с.}], \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\Gamma^g(q, q') = \frac{f^{\lambda\mu}(q, q')}{2\sqrt{Y_g}} v_{qq'}. \quad (25)$$

Волновую функцию вибрационного состояния запишем в виде

$$\Psi_i(K^\pi) = \left\{ \sum_g \theta_g^i Q_g^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1 g_2} \Delta_{g_1 g_2}^i Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right\} \Psi_0, \quad (26)$$

где i — номер возбужденного состояния с данным K^π . Условие нормировки

$$\sum_g (\theta_g^i)^2 + \sum_{g_1 g_2} (\Delta_{g_1 g_2}^i)^2 = 1. \tag{27}$$

Находим среднее значение $H_v + H_{vq}$ по состоянию (26) и из вариационного принципа получаем секулярное уравнение в виде детерминанта в пространстве (jj') :

$$\det \| (\omega_g - \eta_i) \delta_{gg'} - K^i(g, g') \| = 0, \tag{28}$$

где $g = \lambda\mu j$; $g' = \lambda\mu j'$;

$$K^i(g, g') = \frac{1}{2} \sum_{g_1, g_2} \frac{U_g^{g_1 g_2} U_{g'}^{g_1 g_2}}{\omega_{g_1} + \omega_{g_2} - \eta_i}; \tag{29}$$

$$U_g^{g_1 g_2} = \langle Q_g H_{vq} Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \rangle. \tag{30}$$

Из решения уравнения (28) находятся энергии состояний η_i , величины $(\theta_g^i)^2$ определяют вклад однофоновых компонент, а величины $(\Delta_{g_1 g_2}^i)^2$ — значения двухфоновых компонент.

Результаты расчетов показаны в табл. 1 и 2, где даны экспериментальные и расчетные значения энергий и структура первых

Таблица 1

Нижайшие вибрационные состояния ^{228}Th

K_i^π	Энергия, Мэв		Структура, %
	Опыт	Расчет	
2_1^+	0,977	1,0	(221) 95 (301, 321) 2
2_2^+	1,154	1,6	(311, 311) 98,
0_1^-	0,328	0,4	(301) 97, (201, 301) 1
0_2^-	—	1,7	(201, 301) 99
1_1^-	0,740	0,7	(311) 97 (201, 311) 2
1_2^-	—	1,8	(312) 90 (201, 311) 9
2_1^-	1,123	1,2	(321) 90 (221, 301) 10
2_2^-	—	1,6	(221, 301) 90 (321) 10
0_1^+	0,830	0,9	(301, 301) 83 (201) 13 (202) 3
0_2^+	0,888	1,2	(201) 75 (301, 301) 15 (311, 311) 5 (201, 203) 3 (221, 221) 2

и вторых вибрационных состояний [16, 17]. Фононы обозначены $(\lambda\mu j)$, например (201, 301) означает двухфононную компоненту из первых корней фононов с $\lambda\mu = 20$ и $\lambda'\mu' = 30$. В качестве примера рассмотрим ядро ^{228}Th , для которого в табл. 1 приведены состояния с K_i^π , равным $0_{1,2}^+$, $2_{1,2}^+$, $0_{1,2}^-$, $1_{1,2}^-$ и $2_{1,2}^-$. Это ядро находится вблизи переходной области, и можно было бы ожидать

Таблица 2
Энергия и структура 0_1^+ -, 0_2^+ -состояний

Ядро	Энергия, Мэв		Структура, %
	Опыт	Расчет	
^{228}Th	0,830	0,9	(301, 301) 83 (201) 13 (202) 3
	0,888	1,2	(201) 75 (301, 301) 15 (311, 311) 5 (201, 203) 3 (221, 221) 2
^{230}Th	0,634	0,6	(201) 76 (201, 201) 21
	1,590	1,5	(301, 301) 91 (203) 6
^{232}Th	0,731	0,7	(201) 75 (201, 201) 19 (221, 221) 2 (301, 301) 2
		1,5	(202) 50 (301, 301) 44 (221, 221) 2 (303) 2 (201, 201) 1
^{232}U	0,691	1,1	(201) 84 (202) 2 (201, 201) 8 (301, 301) 3 (221, 221) 2
		1,5	(301, 301) 80 (203) 9 (202) 7 (201) 4
^{234}U	0,811	0,9	(201) 86 (201, 202) 8 (201, 203) 3 (201, 201) 1 (221, 221) 1
	1,046	1,2	(202) 84 (301, 301) 9 (221, 221) 2 (203) 1
^{236}U	0,920	1,0	(201) 85 (321, 321) 6 (311, 311) 4 (221, 221) 1
		1,3	(202) 74 (301, 301) 14 (311, 311) 5 (203) 3 (321, 321) 2 (201) 1
^{238}U	0,925	0,8	(201) 84 (201, 201) 12
	0,993	1,4	(202) 88 (203) 5 (301, 301) 4 (201, 202) 3
^{238}Pu	0,945	1,1	(201) 94 (301, 301) 2 (221, 221) 1
	1,134	1,2	(301, 301) 62 (202) 35 (201) 3
^{240}Pu	0,860	0,9	(201) 85 (221, 221) 5 (301, 301) 4 (201, 201) 3 (321, 321) 2
	1,411	1,2	(301, 301) 84 (203) 12 (201) 3

наибольшего эффекта ангармоничности именно в этом случае. Однако видно, что все первые вибрационные состояния с данными K^π (кроме состояний 0^+) являются однофононными, но структура вторых вибрационных состояний такова, что доминирует двухфононная компонента. Большая роль двухфононных компонент в этом ядре связана с очень малой энергией фонона (301) и сравнительно малой энергией фонона (311).

В то же время первое 2^+ -состояние, например ядра ^{240}Pu , характеризуется существенным вкладом двухфононных компонент ($\sim 17\%$).

Рассмотрим отдельно структуру 0^+ -состояний. Интерес к состояниям с $K^\pi = 0^+$ весьма велик, и они изучаются в разных подходах [18, 19]. В настоящей работе проводится анализ структуры 0^+ -состояний с учетом эффекта ангармоничности.

Результаты расчетов [16] приведены в табл. 2. Структура первых 0^+ -состояний для разных ядер может существенно различаться. В случае, например, $^{230}, ^{232}\text{Th}$, $^{234}, ^{236}\text{U}$, $^{238}, ^{240}\text{Pu}$ главный вклад в волновую функцию дает однофононная компонента (201), в то время как ^{228}Th характерен тем, что 0_1^+ является двухфонон-

ным. Но влияние двухфононных компонент на нижайшие 0^+ -состояния велико и в первом случае их вклад колеблется от 5 до 20%.

Вторым 0^+ -состояниям свойственна более сложная структура, и они, видимо, больше зависят от выбора констант взаимодействий (см. табл. 2).

3. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Приведем схемы одночастичных уровней потенциала Саксона — Вудса и параметры, которые были фиксированы при проведении расчетов в области актиноидов, и обсудим представление результатов вычислений.

Расчеты энергий и волновых функций двухквaziчастичных и однофононных состояний основаны на одночастичных энергиях и волновых функциях потенциала Саксона — Вудса. Собственные значения энергий и собственные волновые функции для аксиально-симметричного потенциала Саксона — Вудса вычислены приближенным методом, предложенным в работе [20]. Одночастичные энергии и волновые функции частично приведены в работе [13]. Поскольку энергии и волновые функции одночастичных уровней, являющиеся решениями уравнения Шредингера с потенциалом Саксона — Вудса, зависят от массового числа A , деформированные ядра разделены на зоны. Рассматриваемые ядра разбиты на четыре зоны, т. е. энергии и волновые функции рассчитаны при $A = 229, 239, 247$ и 255 . Внутри каждой зоны не проводится никаких изменений энергий и волновых функций.

Для того чтобы получить правильный порядок одночастичных уровней в протонной и нейтронной системах, некоторые параметры потенциала были незначительно изменены от зоны к зоне. Параметры аксиально-симметричного потенциала Саксона — Вудса представлены в табл. 3. Следует отметить, что параметры, приведенные в табл. 3, не сильно отличаются от параметров потенциала

Таблица 3

Параметры потенциала — Вудса Саксона для ядер области актиноидов

Зона по A	Нейтронные системы				Протонные системы			
	$V_0, \text{ Мэв}$	$r_0, \text{ ферми}$	$\alpha, \text{ ферми}^{-1}$	$\kappa, \text{ ферми}^{-2}$	$V_0, \text{ Мэв}$	$r_0, \text{ ферми}$	$\alpha, \text{ ферми}^{-1}$	$\kappa, \text{ ферми}^{-2}$
229	47,0	1,26	1,40	0,470	60,5	1,24	1,55	0,375
239	46,7	1,26	1,45	0,430	61,0	1,24	1,55	0,375
247	46,0	1,26	1,38	0,430	62,0	1,24	1,55	0,370
255	46,0	1,26	1,30	0,470	62,5	1,24	1,55	0,360

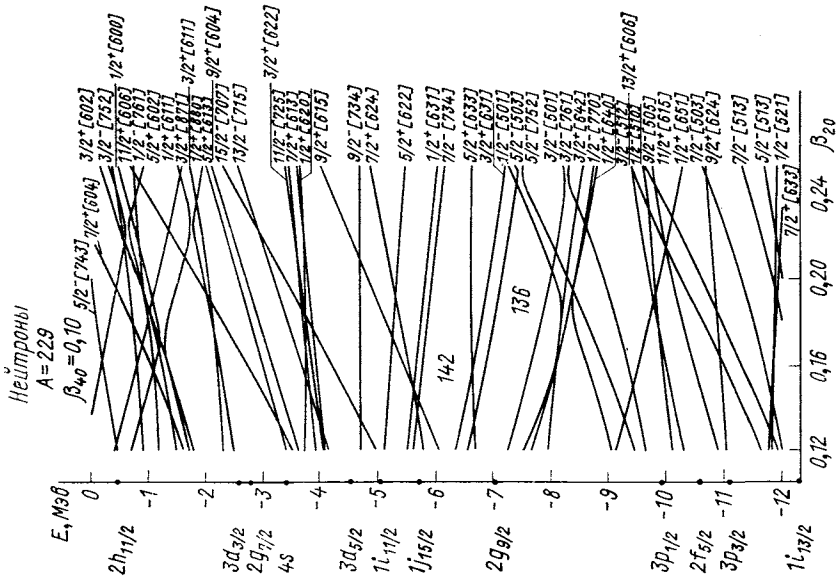


Рис. 1.

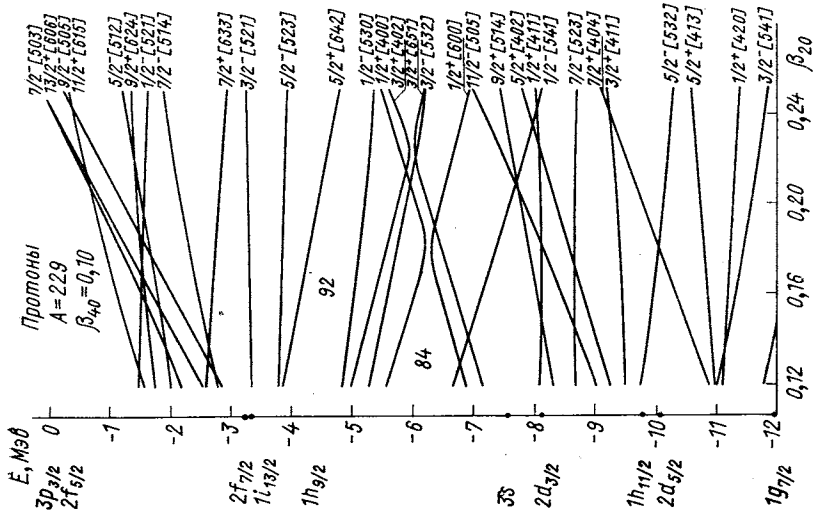


Рис. 2.

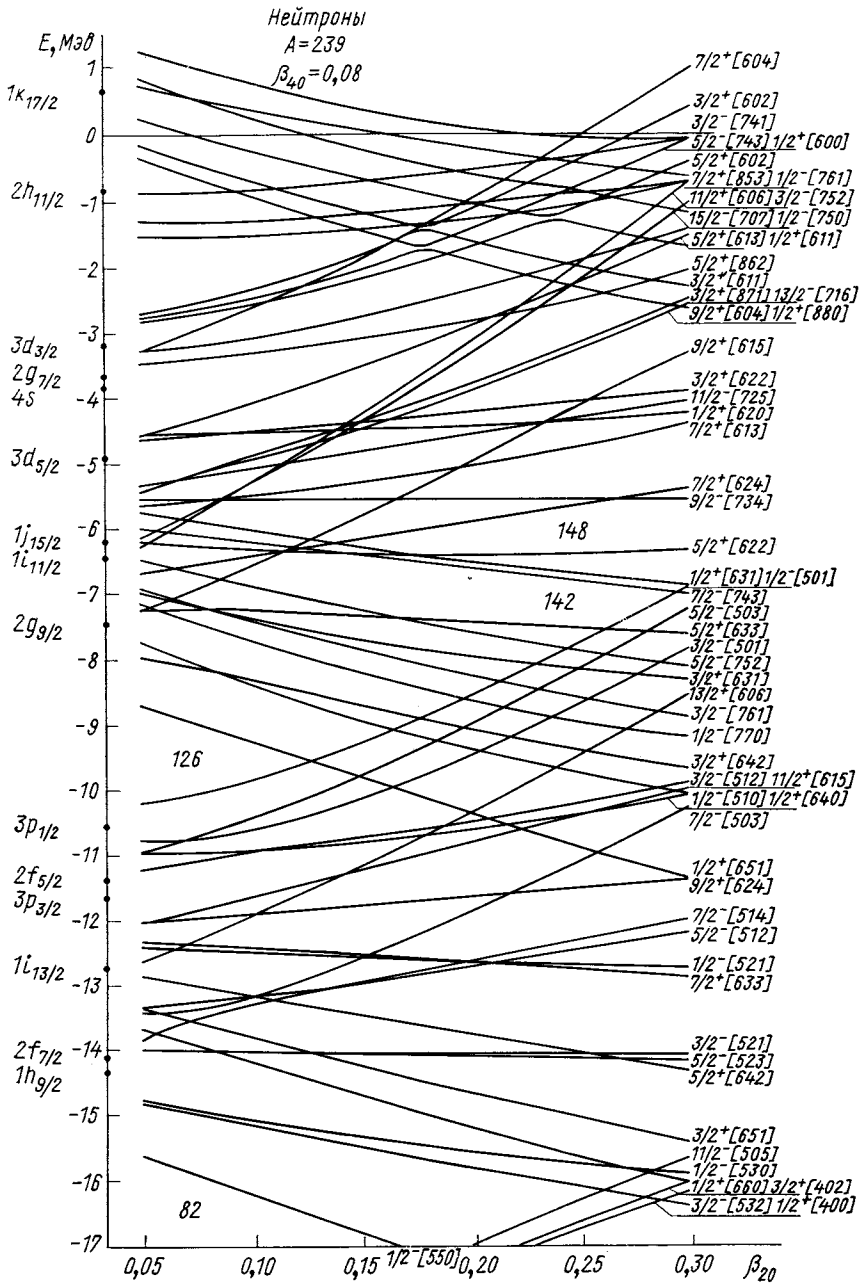


Рис. 3.

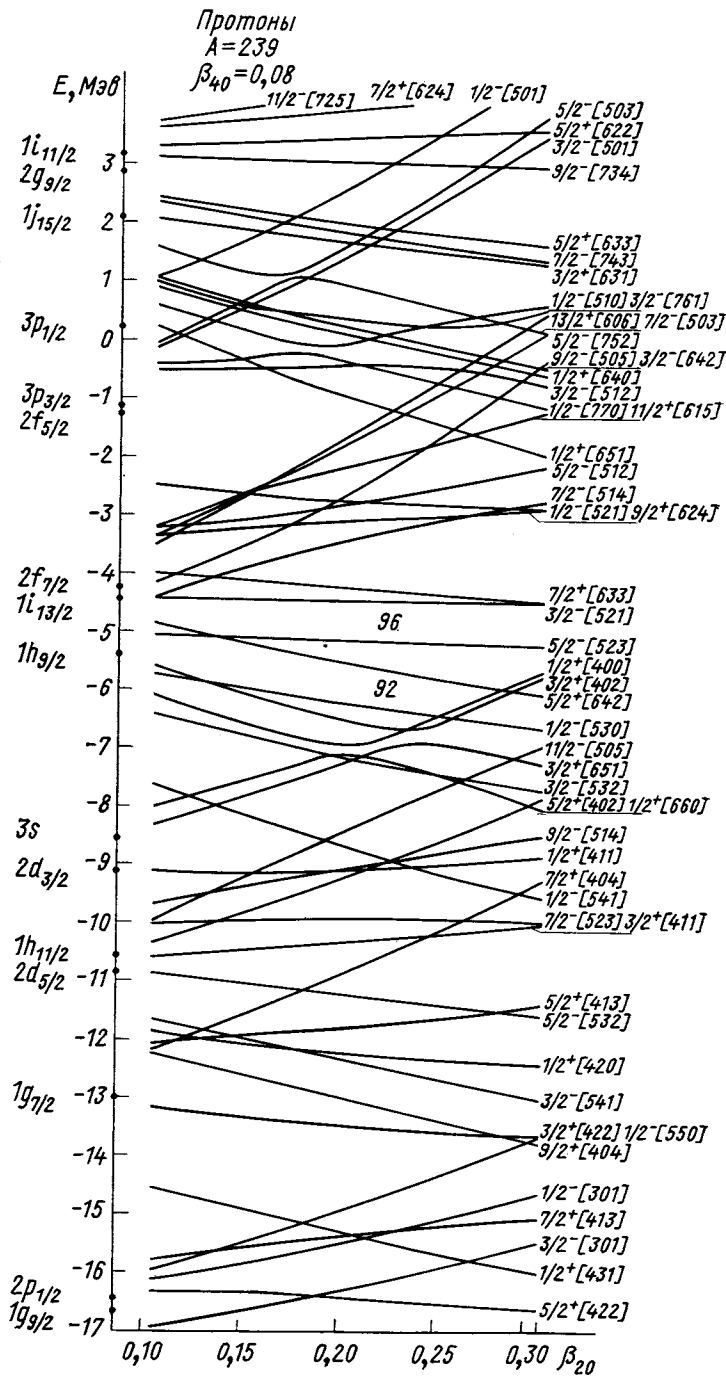


Рис. 4.

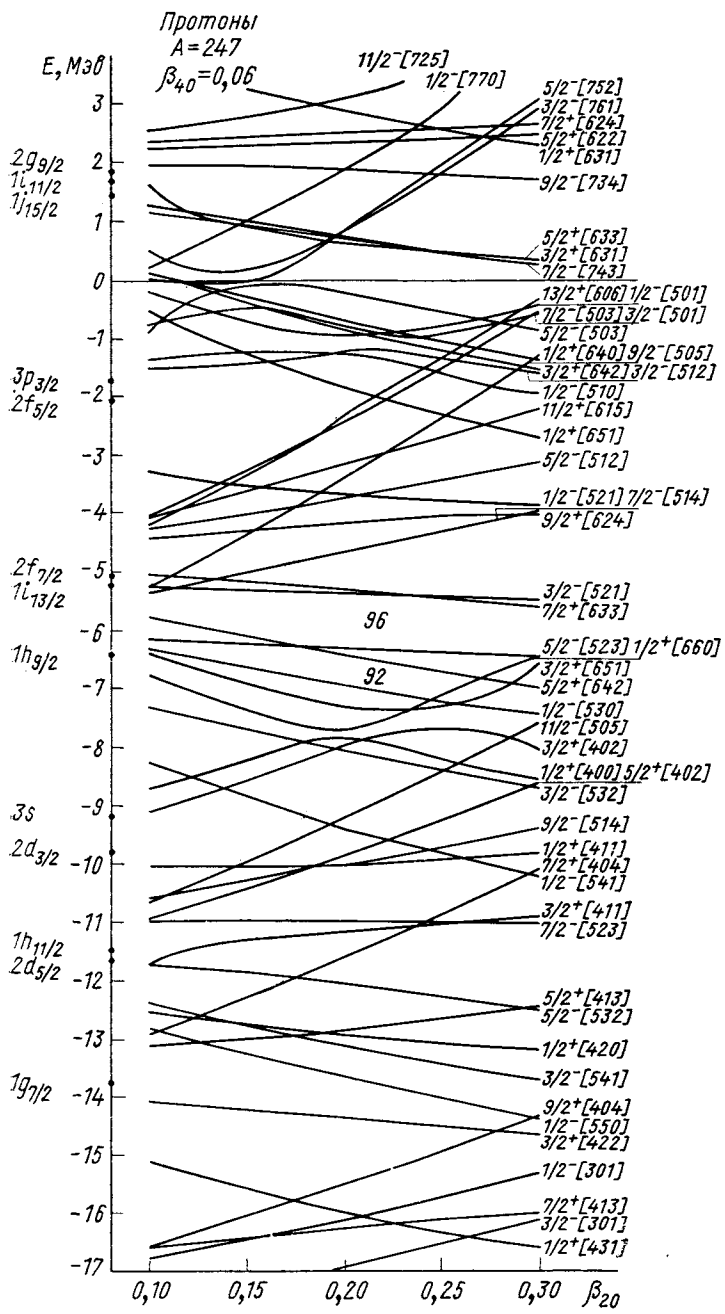


Рис. 5.

Нейтроны

$A = 247$

$\beta_{40} = 0,06$

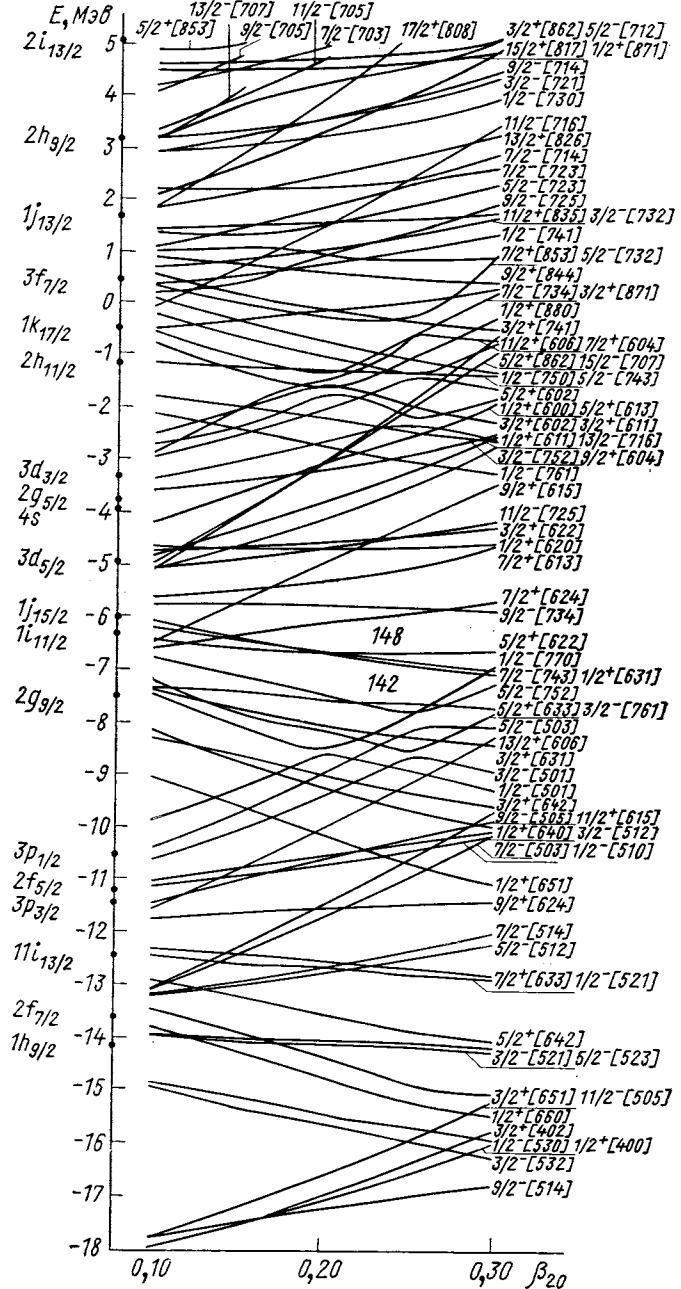


Рис. 6.

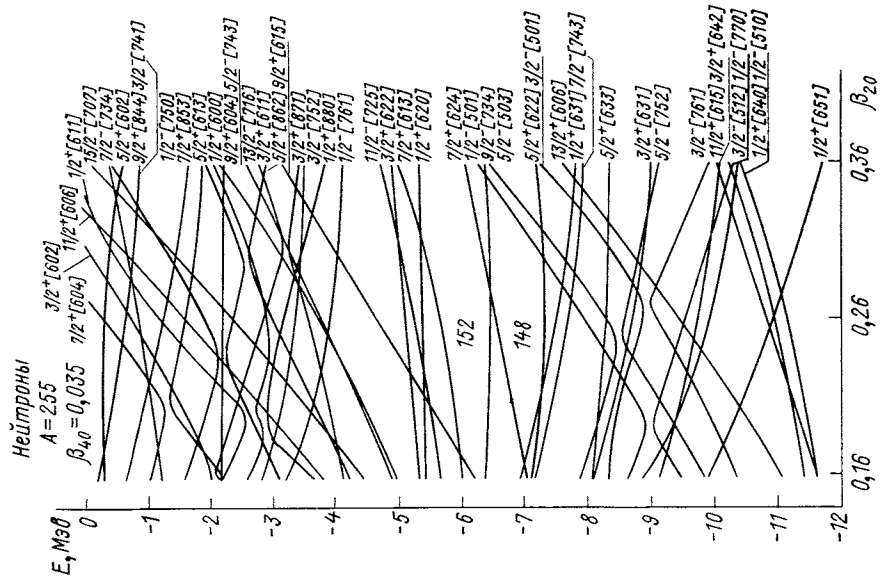


Рис. 7.

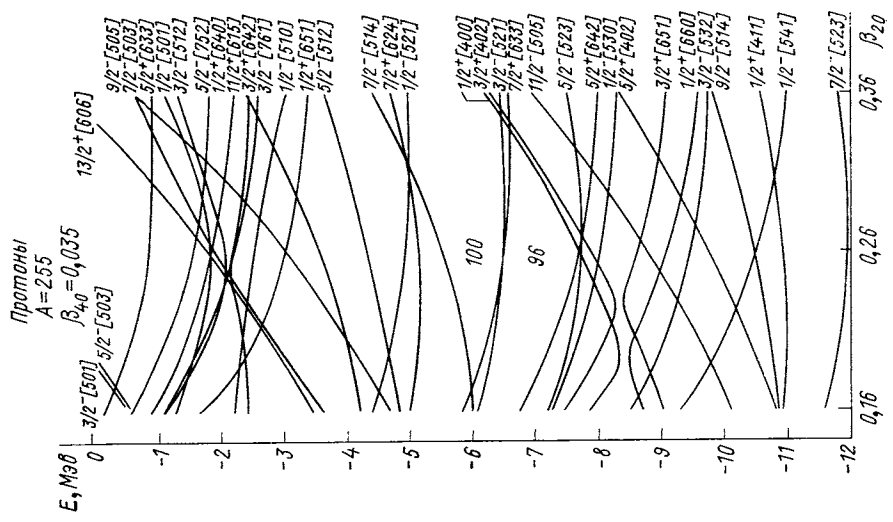


Рис. 8.

Саксона — Вудса для ядер в области $150 \leq A \leq 190$, которые даны в работе [21].

Форма ядра описывается формулой

$$R(\theta) = R_0(1 + \beta_0 + \beta_{20}Y_{20}(\theta) + \beta_{40}Y_{40}(\theta)), \quad (31)$$

где $R_0 = r_0A^{1/3}$ — радиус равновеликого сферического ядра; β_0 — постоянная, введенная для выполнения условия сохранения объема ядра; β_{20} — параметр квадрупольной деформации; β_{40} — параметр гексадекапольной деформации.

На рис. 1—8 даны рассчитанные в работах [12, 13] фрагменты схем одночастичных уровней для зон $A = 229, 239, 247, 255$ при значениях β_{40} , близких к равновесным, и в интервале значений β_{20} , в который входят соответствующие равновесные значения. На этих рисунках каждый уровень характеризуется квантовыми числами $K^\pi[Nn_z\Lambda\Sigma]$, где K — проекция полного момента нуклона на ось симметрии ядра; π — четность; $[Nn_z\Lambda\Sigma]$ — асимптотические квантовые числа Нильссена. Используемые выше индексы s (для нейтронов), r (для протонов) и q (для нейтронов и протонов) обозначают эти квантовые числа. Одночастичные энергии отсчитываются от энергий связи нейтрона B_n и протона B_p .

Во всех наших расчетах учитывались нейтронные $E(s)$ и протонные $E(r)$ уровни одночастичного базиса, лежащие в интервалах: $E(s(N=4)) \leq E(s) \leq 5Mэв$, $E(r(N=3)) \leq E(r) \leq$

Таблица 4

Ядро	$\beta_{20}^{\text{теор}}$	$\beta_{40}^{\text{теор}}$	$Q_{20}^{\text{теор}}$, 10 ⁻²⁴ см ²	$Q_{20}^{\text{эксп}}$, 10 ⁻²⁴ см ²	$Q_{40}^{\text{теор}}$, 10 ⁻⁴⁸ см ⁴	$Q_{40}^{\text{эксп}}$, 10 ⁻⁴⁸ см ⁴
²²⁸ Th	0,15	0,07	7,0		2,5	
²³⁰ Th	0,16	0,07	7,6	9,0±0,06	2,6	2,58±0,35
²³² Th	0,17	0,08	8,3	9,62±0,05	2,7	2,87±0,33
²³² U	0,17	0,08	8,5	—	2,8	—
²³⁴ U	0,18	0,08	9,1	10,47±0,05	2,9	3,30±0,45
²³⁶ U	0,19	0,08	9,8	10,80±0,07	3,0	3,07±0,48
²³⁸ U	0,20	0,08	10,4	11,12±0,07	3,2	1,96±0,55
²³⁸ Pu	0,21	0,08	10,7	11,27±0,08	3,3	3,26±0,62
²⁴⁰ Pu	0,22	0,08	11,3	11,58±0,08	3,4	2,70±0,58
²⁴⁴ Cm	0,24	0,07	12,4	12,11±0,09	3,8	0,0 ^{+1,18} _{-0,0}
²⁴⁶ Cm	0,24	0,065	12,9	12,25±0,09	3,2	0,0 ^{+1,18} _{-0,0}
²⁴⁸ Cm	0,25	0,05	13,6	12,28±0,09	3,3	0,0 ^{+1,4} _{-0,0}
²⁴⁸ Cf	0,25	0,05	13,9	—	3,4	—
²⁵⁰ Cf	0,25	0,04	13,8	—	2,7	—
²⁵² Cf	0,25	0,03	13,7	12,9±0,4	2,7	—
²⁵⁴ Fm	0,26	0,035	14,6	—	2,9	—
²⁵⁶ Fm	0,26	0,025	14,3	—	2,1	—

≤ 5 Мэв. При этом число учитываемых уровней растет с увеличением A (см. табл. 6).

Результаты вычислений равновесных значений β_{20} и β_{40} , Q_{20} и Q_{40} [22] и соответствующие экспериментальные данные [23, 24] приведены в табл. 4. Вычисления выполнены методом, предложенным в работе [25].

Проведем сравнение теоретических и экспериментальных значений мультипольных моментов, поскольку значения параметров равновесных деформаций существенно отличаются друг от друга в зависимости от того, в каком эксперименте они были получены и как этот эксперимент обрабатывался. Например, для ядра ^{238}U значения $\beta_{20}^{\text{равн}}$ следующие [24]: $0,283 \pm 0,008$; $0,27 \pm 0,01$, $0,22 \pm 0,01$. Для β_{40} найдены значения $0,059 \pm 0,029$; $0,017^{+0,015}_{-0,030}$ и $0,06 \pm 0,01$. Экспериментальные данные получены при изучении кулоновского возбуждения, (p, p') - и (α, α') -реакций соответственно. Вследствие этого считаем более последовательным сравнивать значения Q_{20} и Q_{40} . Экспериментальные данные взяты из работы [23].

Рассчитанные значения корреляционных функций и химических потенциалов для основных состояний нейтронных и протонных систем представлены в табл. 5. Эти величины могут оказаться полезными при оценке разных ядерных характеристик.

Таблица 5

Корреляционные функции и химические потенциалы для основных состояний нейтронных (N) и протонных (Z) систем

Зона по A	Нейтронная система			Протонная система			Параметры равновесных деформаций	
	N	C_n	λ_n	Z	C_p	λ_p	β_{20}^0	β_{40}^0
229	138	0,71	-7,01	90	0,91	-5,16	0,19	0,10
	140	0,70	-6,67	92	0,82	-4,68		
	142	0,69	-6,30					
239	142	0,63	-7,11	92	0,77	-5,88	0,22	0,08
	144	0,65	-6,74	94	0,74	-5,41		
	146	0,65	-6,42					
247	148	0,51	-6,06	96	0,51	-5,93	0,23	0,06
	150	0,51	-5,65	98	0,56	-5,40		
	152	0,57	-5,28					
255	152	0,63	-6,08	98	0,79	-6,41	0,26	0,035
	154	0,70	-5,72	100	0,74	-5,92		
	156	0,75	-5,42	102	0,78	-5,43		
				104	0,81	-5,00		

Таблица 6
 Параметры, использованные для вычисления энергий и волновых функций
 двухквартичных и однофоновых состояний

Зона по А	Параметры асформаций		Число одно-частичных уровней		Константы спаривания		Константы квадрупольных и октупольных взаимодействий						Ядра
	β_{20}^0	β_{40}^0	n_N	n_Z	$G_N, \text{ Мэв}$	$G_Z, \text{ Мэв}$	$\chi^{(2)}, \text{ кэв/ферми}^4$		$\chi^{(3)}, 10^2 \text{ кэв/ферми}^6$				
							$K^\pi = 0^+$	$K^\pi = 2^+$	$K^\pi = 0^-$	$K^\pi = 1^-$	$K^\pi = 2^-$	$K^\pi = 3^-$	
229	0,19	0,10	91	65	0,084	0,126	0,80	0,91	1,34	1,32	1,55	1,34	$^{228}\text{Th}^{230}\text{Th}$ $^{232}\text{Th}^{232}\text{U}$
239	0,22	0,08	96	68	0,082	0,116	0,73	0,85	1,24	1,16	1,36	1,20	$^{234}\text{U}^{236}\text{U}$ $^{238}\text{U}^{238}\text{Pu}$ ^{240}Pu
247	0,23	0,06	101	70	0,080	0,113	0,73	0,83	1,08	1,00	1,14	1,10	$^{244}\text{Cm}^{246}\text{Cm}$ $^{248}\text{Cm}^{248}\text{Cf}$
255	0,26	0,035	105	75	0,076	0,108	0,71	0,79	0,94	0,95	0,98	0,94	$^{250}\text{Cf}^{252}\text{Cf}$ $^{254}\text{Fm}^{256}\text{Fm}$ $^{254}\text{10}^{260}\text{Ku}$

Все параметры, которые использовались при вычислении энергий и волновых функций двухквазичастичных и однофонных состояний четно-четных ядер в области $224 \leq A \leq 260$, приведены в табл. 3 и 6. Увеличение числа зон для ядер рассматриваемой области приводит к улучшению описания низколежащих уровней ядер, расположенных вблизи границ этих зон. Для групп ядер приняты усредненные значения β_{20}^0 и β_{40}^0 на основании экспериментальных и рассчитанных величин, приведенных в табл. 4. При учете ангармоничности разброс значений констант заметно уменьшается. В табл. 6 приведены ядра, для которых выполнены расчеты, с учетом параметров, данных в этой таблице.

Приведенные выше параметры использованы в работах [12, 13] для вычисления неротационных состояний ядер с нечетным числом нейтронов или с нечетным числом протонов. Получено удовлетворительное описание энергий и структуры низколежащих неротационных состояний нечетных деформированных ядер в области $224 < A < 260$.

Опишем таблицы типа табл. 7, в которых представлены результаты расчетов энергий и структуры двухквазичастичных состояний, первых однофонных состояний с $K^\pi = 2^+, 0^-, 1^-$ и 2^- и соответствующие экспериментальные данные.

В верхней части таблицы приведены двухквазичастичные протонные и нейтронные состояния, даны конфигурации двухквазичастичных состояний (q_1, q_2) ; причем F обозначает уровень поверхности Ферми (последний заполненный уровень для основного состояния в модели независимых частиц), $F + 1, F + 2, F + 3$ обозначают первый, второй, третий и т. п. частичные уровни, а $F - 1, F - 2, F - 3$ обозначают первый, второй, третий и т. п. дырочные уровни. Значения K^π в первой строке соответствуют состоянию с проекцией суммарного спина $\Sigma = 0$, которое согласно правилу Галлахера имеет меньшую энергию, во второй — состоянию с $\Sigma = 1$. В тех случаях, когда для одного из состояний дублета $K = 0$, то согласно работе [26] правило Галлахера может нарушаться так, что состояние с $K \neq 0$ имеет более низкую энергию, а энергия спинового расщепления оказывается малой. В таблице приводятся экспериментальные и рассчитанные значения энергии двухквазичастичных состояний. Энергии двухквазичастичных состояний вычислены по формулам (16) и (17) в модели независимых квазичастиц с учетом эффекта блокировки и даны с погрешностью 100 кэв. Спиновое расщепление дублетов не считывалось.

В таблицах для всех ядер даны все двухквазичастичные состояния с энергией до 1,7 Мэв, в некоторых случаях имеются все состояния до 2,5 Мэв. В нескольких таблицах приводятся отдельные двухквазичастичные состояния с более высокой энергией возбуждения, если они представляют особый интерес. Двух-

квазичастичные состояния приведены в порядке возрастания рассчитанного значения энергии отдельно для протонной и нейтронной систем.

Следует иметь в виду, что некоторые состояния с энергией более $2 Mэв$ не являются двухквазичастичными, а содержат смесь двух или более двухквазичастичных компонент. В этом проявляется начинающийся процесс фрагментации двухквазичастичного состояния по нескольким ядерным уровням. Однако в этом случае приписываем уровню ту двухквазичастичную компоненту, которая должна являться наибольшей. Изучение этого явления представляет самостоятельный интерес, особенно важен его учет при исследовании высоковозбужденных состояний ядер.

Состояния с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$ и 2^- помечены буквой *c*. Это означает, что отмеченные уровни в таблицах типа табл. 7 нельзя учитывать при анализе экспериментальных данных, поскольку из-за наличия квадрупольного и октупольного остаточных взаимодействий в четно-четных ядрах нет чистых двухквазичастичных состояний с указанными значениями K^π . Приведенные в таблицах энергии состояний $2^+c, 0^-c, 1^-c$ и 2^-c являются лишь первыми, вторыми и т. д. полюсами секулярного уравнения (20). Экспериментальным уровням с данными K^π соответствуют найденные при решении уравнения (20) квадрупольные и октупольные вибрационные состояния.

В нижней части таблиц типа табл. 7 приведены первые квадрупольные состояния с $K^\pi = 2^+$ и первые октупольные состояния с $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- . В таблице даны экспериментальные и рассчитанные значения энергии состояний, которые расположены в порядке возрастания рассчитанных значений энергий. Вычисления $B(E\lambda)$ выполнены со значениями эффективных зарядов $e_{эфф}^{(2)} = 0, e_{эфф}^{(3)} = 0,2$. В таблицах приведены величины $B(E\lambda, 0^+0_g \rightarrow I^\pi K)$ в одночастичных единицах ($B(E2)_{s.p} = 0,3 A^{4/3} e^2 \text{ ферми}^4, B(E3)_{s.p} = 0,42 A^2 e^2 \text{ ферми}^6$), где для переходов в квадрупольные состояния $I = 2, K = 0, 2$, в октупольные — $I = 3, K = 0, 1, 2, 3$.

В таблицах приводятся для каждого однофононного состояния шесть наибольших двухквазичастичных компонент, каждая из которых превышает 1%. Компоненты расположены в порядке убывания их значений. Обозначено: *nn* — нейтронные, *pp* — протонные двухквазичастичные компоненты, подчеркнуты те значения компонент, для которых знак Ψ отрицателен [см. (18) и (23)].

Ссылки на работы, из которых взяты экспериментальные данные, приведенные в таблицах типа табл. 7, даны в тексте при обсуждении схем уровней. Значения энергии и $B(E\lambda)$ для состояний, интерпретация которых не является достаточно определенной, указаны в скобках.

4. ИЗОТОПЫ ТОРИЯ

Среди изотопов тория наиболее изученными экспериментально являются ^{228}Th , ^{230}Th , ^{232}Th . Экспериментальная информация об уровнях до энергий $\sim 2 \text{ Мэв}$ ядра ^{228}Th поступает из β^- -распада ^{228}Ac , а также из электронного захвата на ^{228}Ra , имеющих энергии распада более 2 Мэв . Электронный захват на ^{230}Ra дает спектр возбуждения ^{230}Th до энергии $\sim 1 \text{ Мэв}$. Получить сведения об уровнях ^{230}Th и ^{232}Th из β^- -распада невозможно, так как изотоп ^{230}Ac имеет время жизни менее 1 мин , а изотоп ^{232}Ac экспериментально не обнаружен. Энергия электронного захвата на ^{232}Ra менее $0,5 \text{ Мэв}$, и это не позволяет использовать его для получения сведений о возбужденных состояниях ^{232}Th . Возбужденные состояния ядер ^{228}Th , ^{230}Th и ^{232}Th наблюдают в α -распаде долгоживущих изотопов урана: ^{232}U , ^{234}U , ^{236}U . Экспериментальная информация о спектрах возбуждения ядер ^{228}Th , ^{230}Th и ^{232}Th , полученная из описанных выше процессов, приведена в работах [27] и систематизирована в работах [1—3, 28].

В последние годы выполнены работы по исследованию спектров возбуждения изотопов тория с помощью процессов неупругого рассеяния и кулоновского возбуждения [29, 30], реакций передач [31—33], а также (n, γ)-реакций [34].

Результаты расчетов неротационных состояний ядер ^{228}Th , ^{230}Th , ^{232}Th и соответствующие достаточно хорошо идентифицированные экспериментальные данные приведены в табл. 7—9.

В ^{228}Th и ^{230}Th первое $K^\pi = 0^-$ состояние имеет очень малую энергию. Это приводит к появлению заметных двухфононных примесей к основным однофононным компонентам, что видно из табл. 1. Поэтому первое 0^+ -состояние в ^{228}Th имеет преобладающую двухфононную компоненту, а в ^{230}Th и ^{232}Th — большие примеси двухфононных компонент. Из табл. 2 видно, что вычисленные энергии первых 0^+ -состояний хорошо согласуются с опытом. Рассчитанные значения $B(E2, 0_g \rightarrow I^\pi K = 2^+0)$ для ^{230}Th и ^{232}Th , равные 4 и 2,6, не сильно отличаются от экспериментальных величин $1,10 \pm 0,14$ и $2,9 \pm 0,2$.

Из табл. 7—9 видно, что рассчитанные энергии и $B(E\lambda)$ для первых квадрупольных $K^\pi = 2^+$ и октупольных состояний неплохо согласуются с экспериментальными данными, взятыми из работы [30].

Примером октупольного состояния с $K^\pi = 1^-$ в изотопах тория является хорошо установленный уровень 954 кэв в ядре ^{230}Th [1—3, 28, 30]; его энергия и $B(E3, 0_g \rightarrow I = 3, K = 1)_{\text{эксп}}$ воспроизводятся в приводимом расчете (см. табл. 8). Экспериментальные сведения об октупольных состояниях с $K^\pi = 0^-, 1^-$ в ядре ^{232}Th несколько противоречивы. Так, в работах [2—3, 28, 34] квантовые числа $K^\pi = 0^-$ приписывались уровню 1045 кэв ,

Таблица 8

Двухквaziчастичные и однофoнoнные состояния ²³⁰Th

Двухквaziчастичные прoтoнные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			Опыт	Расчет				Опыт	Расчет
<i>F</i> 651↑	<i>F</i> +1 530↑	1 ^{-c} 2 ^{-c}	—	1,7	<i>F</i> 631↑	<i>F</i> +1 633↓	4 ⁺ 1 ⁺	—	1,0
<i>F</i> -1 532↓	<i>F</i> +1 530↑	2 ^{+c} 1 ⁺	—	1,9	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +1 633↓	5 ⁻ 0 ^{-c}	—	1,2
<i>F</i> +1 530↑	<i>F</i> +2 642↑	2 ^{-c} 3 ^{-c}	—	2,1	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> 631↑	1 ^{-c} 4 ⁻	—	1,4
<i>F</i> 651↑	<i>F</i> +2 642↑	1 ⁺ 4 ⁺	—	2,2	<i>F</i> 631↑	<i>F</i> +2 743↑	2 ^{-c} 5 ⁻	—	1,6
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> +1 530↑	1 ^{-c} 0 ^{-c}	—	2,2	<i>F</i> +1 633↓	<i>F</i> +2 743↑	6 ⁻ 1 ^{-c}	—	1,7
<i>F</i> -1 532↓	<i>F</i> 651↑	3 ^{-c} 0 ^{-c}	—	2,2	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +2 743↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	1,7
<i>F</i> -1 532↓	<i>F</i> +2 642↑	4 ⁻ 1 ^{-c}	—	2,3	<i>F</i> 631↑	<i>F</i> +3 631↓	2 ^{+c} 1 ⁺	—	1,7
<i>F</i> -3 402↓	<i>F</i> +1 530↑	2 ^{-c} 1 ^{-c}	—	2,4	<i>F</i> +1 633↓	<i>F</i> +3 631↓	2 ^{+c} 3 ⁺	—	1,8

Однофoнoнные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (E _λ) _{s.p.u.}		Структура, %								
	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет									
0 ⁻	0,508	0,5	29±3	20,0	<i>nn</i> 633↓	752↑	54	<i>pp</i> 400↑	530↑	5	<i>nn</i> 631↓	770↑	4
					<i>pp</i> 651↑	521↑	4	<i>nn</i> 631↑	761↑	3	<i>nn</i> 624↓	743↑	2
2 ⁺	0,782	0,8	2,9± 0,3	4,4	<i>nn</i> 633↓	631↓	26	<i>nn</i> 631↑	631↓	20	<i>nn</i> 743↑	761↑	8
					<i>pp</i> 532↓	530↑	5	<i>nn</i> 752↑	770↑	4	<i>nn</i> 734↑	752↑	3
1 ⁻	0,954	1,0	23±3	16,0	<i>nn</i> 743↑	633↓	29	<i>nn</i> 752↑	631↓	25	<i>pp</i> 651↑	530↑	4
					<i>nn</i> 633↓	761↑	3	<i>nn</i> 512↓	631↓	1	<i>nn</i> 752↑	642↓	1
2 ⁻	1,079	1,1	—	11,7	<i>nn</i> 743↑	631↑	29	<i>pp</i> 642↑	530↑	8	<i>nn</i> 743↑	642↓	6
					<i>nn</i> 734↑	633↓	5	<i>pp</i> 651↑	530↑	4	<i>nn</i> 752↑	631↓	3
3 ⁻	—	1,9	—	0,08	<i>nn</i> 631↓	752↑	98	<i>pp</i> 642↑	530↑	1	—	—	—

Таблица 9
 Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²³²Th

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			Опыт	Расчет				Опыт	Расчет
<i>F</i> 651↑	<i>F</i> +1 530↑	1 ⁻ _{<i>c</i>} 2 ⁻ _{<i>c</i>}	—	1,7	<i>F</i> 633↓	<i>F</i> +1 743↑	6 ⁻ 1 ⁻ _{<i>c</i>}	—	1,2
<i>F</i> -1 532↓	<i>F</i> +1 530↑	2 ⁺ _{<i>c</i>} 1 ⁺	—	1,9	<i>F</i> 633↓	<i>F</i> +2 631↓	2 ⁺ _{<i>c</i>} 3 ⁺	—	1,3
<i>F</i> +1 530↑	<i>F</i> +2 642↑	2 ⁻ _{<i>c</i>} 3 ⁻ _{<i>c</i>}	—	2,1	<i>F</i> -1 631↑	<i>F</i> +1 743↑	2 ⁻ _{<i>c</i>} 5 ⁻	—	1,5
<i>F</i> 651↑	<i>F</i> +2 642↑	1 ⁺ 4 ⁺	—	2,2	<i>F</i> -1 631↑	<i>F</i> +2 631↓	2 ⁺ _{<i>c</i>} 1 ⁺	—	1,5
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> +1 530↑	1 ⁻ _{<i>c</i>} 0 ⁻ _{<i>c</i>}	—	2,2	<i>F</i> -2 752↑	<i>F</i> +1 743↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	1,6
<i>F</i> -1 532↓	<i>F</i> 651↑	3 ⁻ _{<i>c</i>} 0 ⁻ _{<i>c</i>}	—	2,2	<i>F</i> -2 752↑	<i>F</i> +2 631↓	3 ⁻ 2 ⁻ _{<i>c</i>}	—	1,7
<i>F</i> -1 532↓	<i>F</i> +2 642↑	4 ⁻ 1 ⁻ _{<i>c</i>}	—	2,3	<i>F</i> +1 743↑	<i>F</i> +2 631↓	4 ⁻ 3 ⁻ _{<i>c</i>}	—	1,7
<i>F</i> -3 402↓	<i>F</i> +1 530↑	2 ⁻ _{<i>c</i>} 1 ⁻ _{<i>c</i>}	—	2,4	<i>F</i> -1 631↑	<i>F</i> 633↓	4 ⁺ 1 ⁺	—	1,7

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (E _λ) _{s.p.u.}		Структура, %					
	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	nn633↓ 631↓		nn631↑ 631↓		nn734↑ 761↑	
2 ⁺	0,786	0,8	2,9± 0,2	3,4	nn633↓ 631↓ 39	nn631↑ 631↓ 21	nn743↑ 761↑ 5	pp532↓ 530↑ 4	nn734↑ 752↑ 3	pp402↓ 660↑ 2
0 ⁻	0,713	0,9	20±2	11,0	nn633↓ 752↑ 37	nn624↓ 743↑ 12	pp660↑ 530↑ 7	pp651↑ 521↑ 5	nn631↓ 501↓ 5	nn622↑ 752↑ 3
2 ⁻	—	1,0	—	12,0	nn743↑ 631↑ 32	nn734↑ 633↓ 10	pp642↑ 530↑ 7	nn743↑ 642↓ 4	pp651↑ 530↑ 3	nn752↑ 631↓ 3
1 ⁻	1,045	1,1	11,5± 2,3	11,2	nn743↑ 633↓ 61	nn752↑ 631↑ 4	pp651↑ 530↑ 3	nn743↑ 622↑ 3	pp523↑ 402↓ 1	nn734↑ 624↓ 1
3 ⁻	—	1,7	—	0,04	nn743↑ 631↓ 99	— — —	— — —	— — —	— — —	— — —

Таблица 10
Двухквaziчастичные и однофoнные состояния ²³²U

Двухквaziчастичные прoтoнные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			Опыт	Расчет				Опыт	Расчет
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +1 642↑	2 ⁻ _c 3 ⁻ _c	—	1,6	<i>F</i> 631↑	<i>F</i> +1 633↓	4 ⁺ 1 ⁺	—	1,0
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +2 523↓	3 ⁺ 2 ⁺ _c	—	2,0	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +1 633↓	5 ⁻ 0 ⁻ _c	—	1,2
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> +1 642↑	1 ⁺ 4 ⁺	—	2,0	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> 631↑	1 ⁻ 4 ⁻	—	1,4
<i>F</i> -2 532↓	<i>F</i> +1 642↑	4 ⁻ 1 ⁻ _c	—	2,2	<i>F</i> 631↑	<i>F</i> +2 743↑	2 ⁻ 5 ⁻	—	1,6
<i>F</i> +1 642↑	<i>F</i> +2 523↓	5 ⁻ 0 ⁻ _c	—	2,3	<i>F</i> +1 633↓	<i>F</i> +2 743↑	6 ⁻ 1 ⁻ _c	—	1,7
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> +2 523↓	4 ⁻ 1 ⁻ _c	—	2,4	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +2 743↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	1,7
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +3 521↑	1 ⁺ 2 ⁺ _c	—	2,5	<i>F</i> 631↑	<i>F</i> +3 631↓	2 ⁺ _c 1 ⁺	—	1,7

Однофoнные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (Eλ) _{s.p.u.}		Структура, %								
	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет									
0 ⁻	0,564	0,5	—	16,0	<i>nn</i> 633↓	752↑	56	<i>pp</i> 651↑	521↑	6	<i>nn</i> 631↓	501↓	4
					<i>nn</i> 631↑	761↑	3	<i>nn</i> 624↓	743↑	2	<i>pp</i> 660↑	530↑	2
2 ⁺	0,867	0,9	—	3,0	<i>nn</i> 633↓	631↓	30	<i>nn</i> 631↑	631↓	23	<i>nn</i> 743↑	761↑	8
					<i>nn</i> 752↑	501↓	4	<i>nn</i> 734↓	752↑	3	<i>pp</i> 532↓	530↑	2
2 ⁻	1,019	1,0	—	11,4	<i>nn</i> 743↑	631↑	28	<i>pp</i> 642↑	530↑	13	<i>nn</i> 743↑	642↓	6
					<i>nn</i> 734↑	633↓	5	<i>nn</i> 752↑	631↓	3	<i>nn</i> 631↓	761↑	2
1 ⁻	—	1,1	—	13,4	<i>nn</i> 743↑	633↓	30	<i>nn</i> 752↑	631↑	27	<i>pp</i> 642↑	521↑	3
					<i>nn</i> 633↓	761↑	3	<i>pp</i> 651↑	530↑	2	<i>nn</i> 752↑	642↓	1
3 ⁻	—	1,8	—	0,3	<i>pp</i> 642↑	530↑	97	<i>nn</i> 631↓	752↑	2	—	—	—

однако в работе [29] в (d , d')-реакции установлены состояния 713 кэв с $K^\pi = 0^-$ и 1107 кэв с $I^\pi = 3^-$. В работе [30] в (α , α')-реакции наблюдались уровни 774 кэв с $K^\pi = 0^-$, $I = 3$ и 1106 кэв с $K^\pi = 1^-$, $I = 3$.

Совместный анализ этих работ позволяет считать, что вибрационное октупольное состояние $K^\pi = 0^-$ имеет энергию 713 кэв , а состояние с $K^\pi = 1^-$ лежит в пределах $1000\text{--}1100 \text{ кэв}$. Соответствующие состояния в приводимом расчете для ядра ^{232}Th вполне удовлетворительно согласуются по энергии и величинам $B(E3, 0_g \rightarrow I = 3, K = 0,1)_{\text{экс}}$ (см. табл. 9).

Октупольные состояния с $K^\pi = 0^-$, лежащие в изотопах радия и легких изотопах тория в пределах $200\text{--}300 \text{ кэв}$, известны давно [35]. Впоследствии эти состояния, а также первые состояния с $K^\pi = 0^-$ в изотопах урана, плутония и более тяжелых актиноидах исследовались во многих экспериментальных и теоретических работах [10, 11, 29, 30, 34, 36—39]. Причина такого сильного опускания энергий первых 0^- -состояний в легких изотопах тория и урана объяснена, а затем изучена более подробно в работе [10]. В работе [39] расчеты этих состояний выполнены с учетом взаимодействия квазичастиц с фононами и получено удовлетворительное описание энергий первых 0^- -состояний. Расчеты однофононных состояний для ^{228}Th , ^{230}Th , ^{232}Th , ^{232}U (см. табл. 7—10) взяты из работы [41]. Как видно из таблиц, в однофононном приближении удастся правильно описать известные энергии и величины $B(E3, 0_g \rightarrow I = 3, K = 0)_{\text{экс}}$ в этих ядрах. Как уже отмечалось в работе [41], появление низких состояний 0_1^- в изотопах с $N = 136, 138, 140$ объясняется сильным влиянием двух нижайших полюсов $\pi 633 \downarrow 752 \uparrow$ и $\pi 631 \uparrow 761 \uparrow$. Эти полюса расположены низко по энергии и соответствующие им матричные элементы оператора мультипольного момента с $\lambda\mu = 30$ имеют большие значения.

В ядре ^{228}Th можно считать хорошо установленным октупольное состояние 1123 кэв с $K^\pi = 2^-$ [1—3, 27, 28]. В реакции электронного захвата на ^{230}Pa [1—3, 28] наблюдался уровень 1080 кэв — 2^- в ядре ^{230}Th , который не входит в ротационную полосу, построенную на октупольном состоянии с $K^\pi = 1^-$. Как видно из табл. 7, 8, энергии этих уровней хорошо передаются в расчетах. Экспериментальных сведений о состояниях с $K^\pi = 3^-$ в изотопах тория нет.

5. ИЗОТОПЫ УРАНА

Обсудим здесь неротационные состояния ядер ^{232}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{238}U . Изотопы урана исследованы экспериментально сравнительно хорошо. Процесс β^- -распада ^{232}Pa изучался в работах [40, 41], в работах [40, 42, 43] — процесс электронного захвата

на ^{232}Np . Экспериментальная информация о спектре возбуждения ^{232}U до 1 Мэв , получаемая из этих процессов, а также из α -распада ^{236}Pu [44, 45], систематизирована в работах [1—3, 28]. В работе [31] даны возбужденные состояния ^{232}U , полученные из (p, t) -реакции. В β^- -распаде, имеющем энергию $1,4\text{ Мэв}$, установлены основания и некоторые уровни ротационных полос, построенных на состояниях с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 2^-$. Данные из e -захвата на ^{232}Np , α -распада ^{236}Pu и (p, t) -реакции подтверждают энергии этих состояний.

Результаты расчетов и экспериментальные данные для ^{232}U приведены в табл. 2 (состояния 0^+) и 10. Теоретические значения энергий первых квадрупольных и октупольных состояний хорошо согласуются с известными экспериментально. Как уже отмечалось в разд. 4, энергия и структура первого состояния 0^- ^{232}U так же, как и изотопов тория, определяется влиянием первого полкуса $n\pi\ 633 \downarrow 752 \uparrow$.

Спектр возбуждения ^{234}U получен при изучении β^- -распада метастабильного состояния $T_{1/2} = 1,17\text{ мин}$ ядра ^{234}Pa [46—49], β^- -распада основного состояния ^{234}Pa [38, 50, 51], e -захвата на ^{234}Np [47, 52], а также α -распада ^{238}Pu [53—56]. Экспериментальные данные, полученные в этих процессах, а также в (d, p) -, (d, t) -реакциях [57] систематизированы в работах [1—3, 28]. В последние годы ядро ^{234}U исследовано в кулоновском возбуждении [30], в (p, t) [31]- и (d, d') [58]-реакциях.

В результате анализа экспериментальных данных в ядре ^{234}U установлены вибрационные состояния с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-, 2^-$, а также несколько двухквaziчастичных состояний. В табл. 11 приведены результаты расчетов неротационных состояний ^{234}U и соответствующие экспериментальные данные. Расчеты хорошо передают характеристики вибрационных состояний. Первые два 0^+ -состояния, структура которых дана в табл. 2, являются в основном однофоновыми. Для первого 0^+ -состояния рассчитанное значение $B(E2) = 3,4$ согласуется с экспериментальным значением $2,3 \pm 0,3$. В ^{234}U изучением (d, p) - и (d, t) -реакций [57] и в β^- -распаде ^{234}Pa [38] экспериментально обнаружено восемь двухквaziчастичных состояний, энергии которых правильно предсказаны теорией [10].

Спектр возбуждения ядра ^{236}U изучался в β^- -распаде ^{236}Pa [59, 60], в e -захвате на метастабильное состояние с $T_{1/2} = 22,5\text{ ч}$ ядра ^{236}Np [61], в α -распаде ^{240}Pu [53, 62]. Полученные экспериментальные данные систематизированы в работах [1—3, 28]. Ядро ^{236}U изучалось также в (t, p) [33]-, (p, t) [31]-реакциях, в процессе кулоновского возбуждения (α, α') [30], в (n, γ) -[63, 64], (d, d') [65]-реакциях. Установленные энергии первых квадрупольных и октупольных состояний и величины $B(E\lambda)$ хорошо передаются в расчетах (табл. 12). Структура 0^+ -состояний дана

Таблица 11

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²³⁴U

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +1 642↑	2 ⁻ 3 ⁻	— 1,723	1,4	<i>F</i> 633↓	<i>F</i> +1 743↑	6 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	1,424	1,3
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +2 523↓	3 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,7	<i>F</i> 633↓	<i>F</i> +2 631↓	2 ⁺ <i>c</i> 3 ⁺	1,496	1,3
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> +1 642↑	1 ⁺ 4 ⁺	1,724	1,8	<i>F</i> 633↓	<i>F</i> +3 622↑	5 ⁺ 0 ⁺ <i>c</i>	1,552	1,4
<i>F</i> +1 642↑	<i>F</i> +2 523↓	5 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,9	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +1 743↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	1,5
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> +2 523↓	4 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	—	2,0	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +2 631↓	3 ⁻ 2 ⁻ <i>c</i>	—	1,6
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> +2 523↓	3 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	2,1	<i>F</i> -1 752↑	<i>F</i> +3 622↑	5 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,7
<i>F</i> -3 532↓	<i>F</i> +1 642↑	4 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	—	2,2	<i>F</i> -2 631↑	<i>F</i> +1 743↑	2 ⁻ <i>c</i> 5 ⁻	— 1,694	1,8
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> 530↑	1 ⁻ <i>c</i> 2 ⁻ <i>c</i>	—	2,2	<i>F</i> -3 501↓	<i>F</i> +1 743↑	4 ⁺ 3 ⁺	1,884 1,956	2,0 —

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B(Eλ) _{s.p.u.}		Структура, %		
	опыт	расчет	опыт	расчет			
0 ⁻	0,786	0,7	26±3	20,3	<i>nn</i> 622↑ 752↑ 21 <i>pp</i> 523↓ 642↑ 5	<i>nn</i> 633↓ 752↑ 16 <i>nn</i> 624↓ 743↑ 4	<i>pp</i> 521↑ 651↑ 9 <i>pp</i> 530↑ 400↑ 4
2 ⁺	0,927	0,9	2,9± 0,3	4,5	<i>nn</i> 633↓ 631↓ 43 <i>pp</i> 642↑ 660↑ 3	<i>nn</i> 631↑ 631↓ 19 <i>nn</i> 734↑ 752↑ 3	<i>nn</i> 743↑ 761↑ 6 <i>nn</i> 503↓ 501↓ 2
2 ⁻	0,989	0,9	9,5± 2,3	6,9	<i>pp</i> 642↑ 530↑ 68 <i>nn</i> 734↑ 633↓ 1	<i>nn</i> 743↑ 631↑ 14 <i>nn</i> 631↓ 761↑ 1	<i>nn</i> 752↑ 631↓ 3 <i>pp</i> 530↑ 651↑ 1
1 ⁻	(1,436)	1,0	—	8,9	<i>nn</i> 743↑ 633↓ 73 <i>pp</i> 651↑ 530↑ 2	<i>nn</i> 743↑ 622↑ 5 <i>pp</i> 523↓ 402↓ 1	<i>pp</i> 642↑ 521↑ 2 <i>nn</i> 752↑ 631↑ 1

Т а б л и ц а 12

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²³⁶U

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +1 642↑	2 ⁻ 3 ⁻ <i>c</i>	—	1,4	<i>F</i> 743↑	<i>F</i> +1 631↓	4 ⁻ 3 ⁻ <i>c</i>	1,054	1,0
<i>F</i> 530↑	<i>F</i> +2 523↓	3 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,7	<i>F</i> 743↑	<i>F</i> +2 622↑	1 ⁻ 6 ⁻	1,472	1,2
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> +1 642↑	1 ⁺ 4 ⁺	—	1,8	<i>F</i> -1 633↓	<i>F</i> +1 631↓	2 ⁺ 3 ⁺	—	1,6
<i>F</i> +1 642↑	<i>F</i> +2 523↓	5 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,9	<i>F</i> -1 633↓	<i>F</i> 743↑	6 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	—	1,6
<i>F</i> -1 651↑	<i>F</i> +2 523↓	4 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	—	2,0	<i>F</i> -1 633↓	<i>F</i> +2 622↑	5 ⁺ 0 ⁺ <i>c</i>	—	1,6
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> +2 523↓	3 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	2,1	<i>F</i> 743↑	<i>F</i> +3 624↓	7 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,7
<i>F</i> -3 532↓	<i>F</i> +1 642↑	4 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	—	2,2	<i>F</i> +1 631↓	<i>F</i> +3 624↓	3 ⁺ 4 ⁺	—	1,8

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (Eλ) _{S.P.U.}		Структура, %		
	опыт	расчет	опыт	расчет			
0 ⁻	0,685	0,5	23±3	25,0	<i>nn</i> 622↑ 752↑ 19 <i>pp</i> 523↓ 642↑ 4	<i>nn</i> 624↓ 743↑ 19 <i>pp</i> 530↑ 400↑ 4	<i>pp</i> 521↑ 651↑ 9 <i>nn</i> 633↓ 752↑ 3
1 ⁻	0,970	0,9	—	3,6	<i>nn</i> 743↑ 622↑ 90 <i>pp</i> 651↑ 530↑ 1	<i>nn</i> 743↑ 633↓ 2	<i>pp</i> 642↑ 521↑ 1
2 ⁻	—	0,9	—	6,7	<i>pp</i> 642↑ 530↑ 77 <i>nn</i> 734↑ 633↓ 1	<i>nn</i> 743↑ 631↑ 5 <i>nn</i> 752↑ 631↓ 1	<i>nn</i> 734↑ 622↑ 3 <i>nn</i> 613↑ 501↑ 1
3 ⁻	1,192	1,0	—	0,3	<i>nn</i> 743↑ 631↓ 96	<i>pp</i> 530↑ 642↑ 1	— — —
2 ⁺	0,959	1,1	4,2±0,4	3,5	<i>nn</i> 633↓ 631↓ 44 <i>nn</i> 743↑ 761↑ 4	<i>nn</i> 631↑ 631↓ 14 <i>pp</i> 642↑ 660↑ 4	<i>nn</i> 622↑ 631↓ 5 <i>nn</i> 734↑ 752↑ 4

Таблица 13

Двухквaziчастичные и однофoнонные состояния ^{238}U

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
F 530↑	$F+1$ 642↑	2^- 3^-	—	1,4	F 631↓	$F+1$ 622↑	3^+ 2^+	(1,06)	1,1
F 530↑	$F+2$ 523↓	3^+ 2^+	—	1,7	$F-1$ 743↑	$F+1$ 622↑	1^- 6^-	—	1,1
$F-1$ 651↑	$F+1$ 642↑	1^+ 4^+	—	1,8	$F--1$ 743↑	F 631↓	4^- 3^-	—	1,2
$F+1$ 642↑	$F+2$ 523↓	5^- 0^-	—	1,9	F 631↓	$F+2$ 624↓	3^+ 4^+	—	1,4
$F-1$ 651↑	$F+2$ 523↓	4^- 1^-	—	2,0	$F-1$ 743↑	$F+2$ 624↓	7^- 0^-	—	1,4
$F-2$ 400↑	$F+2$ 523↓	3^+ 2^+	—	2,1	$F+1$ 622↑	$F+2$ 624↓	6^+ 1^+	—	1,4
$F-3$ 532↓	$F+1$ 642↑	4^- 1^-	—	2,2	F 631↓	$F+3$ 734↑	5^- 4^-	—	1,8

Однофoнонные состояния

K^π	Энергия, Мэв		$B(E\lambda)_{s.p.u.}$		Структура, %						
	опыт	расчет	опыт	расчет							
0^-	0,680	0,7	$27 \pm 2,5$	22,2	nn 624↓ 743↑ 35	pp 521↑ 651↑ 9	nn 622↑ 752↑ 8	pp 530↑ 400↑ 2	pp 530↑ 660↑ 2		
2^-	—	0,8	—	10,0	pp 642↑ 530↑ 61	nn 734↑ 622↑ 16	nn 743↑ 631↑ 2	pp 530↑ 651↑ 1	pp 530↑ 651↑ 1		
1^-	0,931	1,0	—	10,1	nn 743↑ 622↑ 74	nn 734↑ 624↓ 2	pp 642↑ 521↑ 2	pp 521↑ 400↑ 1	pp 521↑ 400↑ 1		
2^+	1,061	1,1	$2,9 \pm 0,23$	5,0	nn 633↓ 631↓ 20	nn 622↑ 631↓ 13	nn 622↑ 620↑ 10	pp 642↑ 660↑ 5	nn 734↑ 752↑ 5		
3^-	—	1,1	—	0,3	nn 743↑ 631↓ 90	pp 530↑ 642↑ 9	—	—	—		

в табл. 12, двухфоновые компоненты составляют 15—25%. В работе [66] в (d, p) -реакции найдено два двухквaziчастичных состояния, энергии и структура которых соответствуют результатам расчета (см. табл. 12).

Спектр возбуждения ^{238}U получен в β^- -распаде ^{238}Pa [59, 61], имеющем энергию 4 *Мэв*. Использовать e -захват на ^{238}Np для получения сведений о возбужденных состояниях ^{238}U невозможно, так как энергия этого процесса 140 *кэв*. В работах [54, 67] изучался α -распад ^{242}Pu . Эти данные, а также результаты, полученные из кулоновского возбуждения [68, 69], (n, n') [70, 71] и (d, d') [72]-реакций, систематизированы в работах [1—3, 28]. Возбужденные состояния ^{238}U изучались также в (α, α') [30]-, (t, p) [33]-, (d, d') [29]- и (n, n') [34]-реакциях.

Результаты расчетов и экспериментальные данные для ^{238}U представлены в табл. 13 и 2. Хорошо установлены уровни с $K^\pi = 0^+, 2^+, 0^-, 1^-$, энергии которых и имеющиеся величины $B(E\lambda)$ вполне удовлетворительно передаются в расчетах. Двухфоновые компоненты для этих состояний не превышают 10%. В процессах кулоновского возбуждения наблюдаются два уровня с $K^\pi = 0^+$, близких по энергии: 925 и 993 *кэв* [1—3, 68, 69], для которых $B(E2)$ равны $0,4 \pm 0,1$ и $1,4 \pm 0,2$ [30].

В табл. 2 даны результаты расчетов двух нижайших 0^+ -состояний в ^{238}U . Из таблицы видно, что оба они имеют сложную структуру, однако основной вклад в 0_1^+ дает β -вибрационный фон, а в состояние 0_2^+ — двухфоновая компонента (301, 301).

Заметим, что по два близких 0^+ -уровня наблюдалось также в (p, t) -реакциях в ^{238}Pu [73] и в ^{240}Pu [31]. В работе [32] исследованы 0^+ -состояния в ^{232}Th , ^{236}U , ^{238}U в (t, p) -реакции и установлено, что уровни 730 *кэв* в ^{232}Th и 993 *кэв* в ^{238}U (см. табл. 2) в (t, p) -реакции не возбуждаются, а уровень 920 *кэв* в ^{236}U возбуждается очень слабо.

Результаты экспериментальных и теоретических исследований 0^+ -состояний в перечисленных ядрах указывают на сложную природу этих состояний. В настоящее время нет удовлетворительного однозначного описания всех наблюдаемых в экспериментах 0^+ -состояний.

6. ИЗОТОПЫ ПЛУТОНИЯ

Обсудим здесь неротационные состояния ядер ^{238}Pu и ^{240}Pu . Экспериментальные данные об уровнях ^{238}Pu получены из β^- -распада ^{238}Np [74], e -захвата на ^{238}Am [75], α -распада ^{242}Cm [37, 76—78] и систематизированы в работах [1—3, 28]. Возбужденные состояния ^{238}Pu исследовались также с помощью (p, t) -реакции [73] и кулоновского возбуждения в (α, α') [31]-процессе. В табл. 14 представлены результаты расчетов нижайших квадрупольных

Таблица 14

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ^{238}Pu

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		К π	Энергия, Мэв		Конфигурация		К π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
F 642 \uparrow	$F+1$ 523 \downarrow	5 $^-$ 0 ^-c	—	1,1	F 743 \uparrow	$F+1$ 631 \downarrow	4 $^-$ 3 ^-c	(1,082)	1,0
$F-1$ 530 \uparrow	$F+1$ 523 \downarrow	3 $^+$ 2 ^+c	—	1,8	F 743 \uparrow	$F+2$ 622 \uparrow	1 ^-c 6 $^-$	—	1,2
F 642 \uparrow	$F+2$ 521 \uparrow	1 ^-c 4 $^-$	—	1,8	$F-1$ 633 \downarrow	$F+1$ 631 \downarrow	2 ^+c 3 $^+$	—	1,6
$F-1$ 530 \uparrow	F 642 \uparrow	2 ^-c 3 ^-c	—	2,0	$F-1$ 633 \downarrow	F 743 \uparrow	6 $^-$ 1 ^-c	—	1,6
$F+1$ 523 \downarrow	$F+2$ 521 \uparrow	4 $^+$ 1 $^+$	—	2,0	$F-1$ 633 \downarrow	$F+2$ 622 \uparrow	5 $^+$ 0 ^+c	—	1,6
$F-1$ 530 \uparrow	$F+2$ 521 \uparrow	1 $^+$ 4 $^+$	—	2,0	F 743 \uparrow	$F+3$ 624 \downarrow	7 $^-$ 0 ^-c	—	1,7
F 642 \uparrow	$F+3$ 633 \uparrow	1 $^+$ 6 $^+$	—	2,1	$F+1$ 631 \downarrow	$F+3$ 624 \downarrow	3 $^+$ 4 $^+$	—	1,8

Однофононные состояния

К π	Энергия, Мэв		$B(E\lambda)$ s.p.u.		Структура, %		
	опыт	расчет	опыт	расчет			
0 $^-$	0,605	0,5	30 \pm 5	31,8	nn 624 \downarrow 743 \uparrow 16 pp 521 \uparrow 651 \uparrow 10	nn 622 \uparrow 752 \uparrow 16 nn 633 \downarrow 752 \uparrow 3	pp 523 \downarrow 642 \uparrow 12 pp 512 \uparrow 642 \uparrow 3
1 $^-$	0,963	0,9	—	3,5	nn 743 \uparrow 622 \uparrow 89	pp 642 \uparrow 521 \uparrow 4	nn 743 \uparrow 633 \downarrow 2
3 $^-$	—	1,0	—	0,3	nn 743 \uparrow 631 \downarrow 99		
2 $^+$	1,028	1,1	—	3,2	nn 633 \downarrow 631 \downarrow 46 nn 743 \uparrow 761 \uparrow 4	nn 631 \uparrow 631 \downarrow 14 nn 734 \uparrow 752 \uparrow 4	nn 622 \uparrow 631 \downarrow 6 pp 633 \uparrow 651 \uparrow 2
2 $^-$	1,310	1,2	—	11,8	nn 743 \uparrow 631 \downarrow 23 nn 752 \uparrow 631 \downarrow 5	pp 642 \uparrow 530 \uparrow 19 n 734 \uparrow 633 \downarrow 4	nn 734 \uparrow 622 \uparrow 13 nn 613 \uparrow 501 \uparrow 2

Таблица 15
Двухквaziчастичные и однофононные состояния ^{240}Pu

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
F 642↑	$F+1$ 523↓	5^- 0^-c	1,308	1,2	F 631↓	$F+1$ 622↑	3^+ 2^+c	1,031	1,1
$F-1$ 530↑	$F+1$ 523↓	3^+ 2^+c	—	1,8	$F-1$ 743↑	$F+1$ 622↑	1^-c 6^-	—	1,1
F 642↑	$F+2$ 521↑	1^-c 4^-	—	1,8	$F-1$ 743↑	F 631↓	4^- 3^-c	—	1,2
$F-1$ 530↑	F 642↑	2^-c 3^-c	—	2,0	F 631↓	$F+2$ 624↓	3^+ 4^+	—	1,4
$F+1$ 523↓	$F+2$ 521↑	4^+ 1^+	—	2,0	$F-1$ 743↑	$F+2$ 624↓	7^- 0^-c	—	1,4
$F-1$ 530↑	$F+2$ 521↑	1^+ 4^+	—	2,0	$F+1$ 622↑	$F+2$ 624↓	6^+ 1^+	—	1,4

Однофононные состояния

K^π	Энергия, Мэв		$B(E\lambda)_{s.p.u.}$		Структура, %				
	опыт	расчет	опыт	расчет					
0^-	0,597	0,7	$17 \pm 2,5$	20,5	nn 624↑ 743↑ 33 nn 622↑ 752↑ 8	pp 523↓ 642↑ 12 pp 512↑ 642↑ 2	pp 521↑ 651↑ 9 pp 613↑ 743↑ 2		
2^+	0,938	0,9	$1,8 \pm 0,4$	0,2	nn 622↑ 631↓ 98	— — —	— — —		
1^-	—	1,0	—	9,5	nn 743↑ 622↑ 72 nn 743↑ 633↓ 2	pp 642↑ 521↑ 8 pp 523↓ 402↓ 1	nn 734↑ 624↓ 2 pp 521↑ 400↑ 1		
2^-	0,959	1,0	—	13,8	nn 734↑ 622↑ 42 nn 734↑ 633↓ 4	pp 642↑ 530↑ 13 nn 613↑ 501↑ 2	nn 743↑ 631↑ 5 pp 633↑ 521↑ 2		
3^-	—	1,1	—	0,3	nn 743↑ 631↓ 99	— — —	— — —		
2^+	(1,559)	1,4	—	3,2	nn 633↓ 631↓ 35 nn 734↑ 752↑ 6	nn 622↑ 620↑ 10 pp 633↑ 651↑ 3	nn 631↑ 631↓ 9 pp 521↑ 530↑ 3		

и октупольных состояний ядра ^{238}Pu и имеющиеся экспериментальные данные. В настоящее время хорошо установленными можно считать γ -вибрационное состояние с энергией 1028 *кэв* и октупольное состояние с $K^\pi = 0^-$ с энергией 605 *кэв*. Эти состояния хорошо передаются в расчетах. Примеси к однофононным компонентам не превышают 10%. Состояние с $K^\pi = 0^+$ наблюдалось во многих работах [37, 74—78], причем в работе [73] установлено два близких 0^+ -состояния: 945 и 1134 *кэв*. Результаты расчетов с учетом ангармоничности, представленные в табл. 2, показывают, что первое 0^+ -состояние является, в основном, однофононным, а второе — имеет сложную структуру с большой двухфононной компонентой (301, 301). Энергии этих состояний передаются удовлетворительно.

Возбужденные состояния ^{240}Pu изучались в β^- -распаде метастабильного состояния $T_{1/2} = 7,4$ мин ядра ^{240}Np [79], в β^- -распаде основного состояния ^{240}Np [48, 79], в e -захвате на ^{240}Am [80] и в α -распаде ^{244}Cm [76, 77]. В работе [31] уровни ядра ^{240}Pu исследованы с помощью (p, t)-реакции, а в работе [30] — с помощью кулоновского возбуждения в (α, α')-процессе. В β^- -распаде состояния $T_{1/2} = 7,4$ мин ^{240}Np установлены неротационные состояния с $K^\pi = 0^-, 2^-, 0^+$. В работе [30] определены величины $B(E\lambda)$ для переходов на уровни с $K^\pi = 2^+$ (938 *кэв*) и $K^\pi I = 0^- 3$ (661 *кэв*).

Энергии октупольных состояний с $K^\pi = 0^-, 2^-$ ^{240}Pu хорошо передаются в расчете (табл. 15). Видно, что первое $K^\pi = 2^+$ -состояние — двухквазичастичное, а второе — коллективное. Небольшое увеличение $\kappa^{(2)}$ может привести к тому, что первое состояние станет коллективным, а второе — двухквазичастичным.

Экспериментально установлено, что β^- -распад основного состояния ^{240}Np и e -захват на ^{240}Am идут полностью на двухквазичастичные состояния 1308 *кэв* 5^- и 1031 *кэв* — 3^+ соответственно, которые хорошо описываются теоретически (см. табл. 15).

В (p, t)-реакции [31] наблюдались два близких уровня 0^+ в ^{240}Pu : 862 и 1091 *кэв*, причем из анализа значений сечений возбуждения сделан вывод, что эти уровни отличаются от чистых β -вибраций и от простых парных вибраций. В работе [81] на основе анализа данных из β^- -распада ^{240m}Np доказывается, что уровень 1410 *кэв* с $K^\pi = 0^+$ является двухфононным октупольным состоянием.

Результаты расчетов 0^+ -состояний, представленные в табл. 2, показывают, что первые два 0^+ -состояния имеют сложную структуру: в первое из них основной вклад дает квадрупольный фон, а во второе — двухфононная компонента (301, 301), что соответствует выводу о структуре 0^+ -состояния 1410 *кэв*, сделанному в работе [81].

7. ИЗОТОПЫ КЮРИЯ И ТРАНСКЮРИЕВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Проанализируем экспериментальные данные и расчеты неротационных состояний четно-четных изотопов кюрия, калифорния, фермия, элемента с $Z = 102$ и курчатовия. К настоящему времени эти ядра меньше экспериментально изучены, чем более легкие актиноиды. Экспериментальные данные, полученные из α -, β -распадов и e -захвата, систематизированы в работах [1—3, 28].

Ядро ^{244}Cm изучалось с помощью β^- -распада ^{244}Am и электронного захвата на ^{244}Bk , имеющих энергию распада около 1,5 и 2,3 $Mэв$ соответственно, а также в α -распаде ^{248}Cf . Кроме ротационной полосы основного состояния хорошо идентифицированным является лишь уровень 1042 $кэв$ с $K^\pi = 6^+$, на который идет 100% β^- -распада из основного состояния ^{244}Am , имеющего структуру $p523 \downarrow n 624 \downarrow$. В наших расчетах (табл. 16) ему соответствует двухквазичастичное состояние 1,0 $Mэв$, $np622 \uparrow 624 \downarrow$, что хорошо согласуется с экспериментом.

Ядро ^{244}Cm изучалось также в работе [30] с помощью кулоновского возбуждения в (α, α') -реакции, однако данных о положении оснований ротационных полос не получено.

Ядро ^{246}Cm является наиболее хорошо изученным изотопом кюрия. Спектр возбуждения ^{246}Cm получен в β^- -распаде двух изомеров ^{246}Am : $T_{1/2} = 25$ и 39 $мин$, имеющих энергию распада 2,3 $Mэв$, а также в процессах электронного захвата на ^{246}Bk и α -распада ^{250}Cf . В работе [31] ((p, t) -реакция) приводятся данные об уровне 1176 $кэв$ с $K^\pi = 0^+$. Энергии первых квадрупольных и октупольных состояний с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ переданы в расчетах хорошо (табл. 17). В (α, α') -реакции наблюдался [30] уровень 1124 $кэв$ с $K^\pi = 2^+$, что подтверждает ранее известную энергию этого состояния; величина $B(E2, 0_g \rightarrow I = 2, K = 2)_{эксп}$ согласуется с результатами расчета.

В β^- -распаде изомера ^{246}Am , $T_{1/2} = 39$ $мин$, хорошо виден уровень 8^- , не входящий в ротационные полосы на октупольных состояниях. Согласно расчетам, двухквазичастичное состояние $np624 \downarrow 734 \uparrow$ с $K^\pi = 8^-$ имеет энергию 0,8 $Mэв$ и может заселяться при β -переходе из состояния $p523 \downarrow + n734 \uparrow$. При β -распаде из состояний $p523 \downarrow \pm n734 \uparrow$ должно наблюдаться несколько двухквазичастичных состояний, приведенных в табл. 17.

В спектре возбуждения ^{248}Cm установлена лишь ротационная полоса основного состояния [3]. Некоторые возбужденные уровни положительной и отрицательной четности установлены в работе [30], однако положение оснований ротационных полос не определено. Имеется α -переход из ^{252}Cf на коллективное состояние с энергией 0,68 $Mэв$, однако квантовые числа этого уровня не

Таблица 16

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²⁴⁴Cm

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		Кπ	Энергия, Мэв		Конфигурация		Кπ	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i>	<i>F</i> +1	4+	—	1,3	<i>F</i>	<i>F</i> +1	6+	1,042	1,0
523↓	521↑	1+	—	—	622↑	624↓	1+	—	—
<i>F</i>	<i>F</i> +2	6-	—	1,4	<i>F</i> -1	<i>F</i> +1	7-	—	1,1
523↓	633↑	1- <i>c</i>	—	—	743↑	624↓	0- <i>c</i>	—	—
<i>F</i> -1	<i>F</i> +1	1- <i>c</i>	—	1,6	<i>F</i> -2	<i>F</i> +1	3+	—	1,2
642↑	521↑	4-	—	—	631↓	624↓	4+	—	—
<i>F</i> -1	<i>F</i> +2	1+	—	1,6	<i>F</i>	<i>F</i> +2	2- <i>c</i>	—	1,3
642↑	633↑	6+	—	—	622↑	734↑	7-	—	—
<i>F</i> +1	<i>F</i> +2	2- <i>c</i>	—	1,9	<i>F</i> -1	<i>F</i> +2	1+	—	1,4
521↑	633↑	5-	—	—	743↑	734↑	8+	—	—
<i>F</i> -1	<i>F</i>	5-	—	2,0	<i>F</i> -2	<i>F</i> +2	5-	—	1,4
642↑	523↓	0- <i>c</i>	—	—	631↓	734↑	4-	—	—
<i>F</i> -2	<i>F</i> +1	1+	—	2,1	<i>F</i> +1	<i>F</i> +2	1- <i>c</i>	—	1,5
530↑	521↑	2+ <i>c</i>	—	—	624↑	734↑	8-	—	—
<i>F</i> -2	<i>F</i> +2	3- <i>c</i>	—	2,1	<i>F</i> -1	<i>F</i>	1- <i>c</i>	—	1,6
530↑	633↑	4-	—	—	743↑	622↑	6-	—	—

Однофононные состояния

Кπ	Энергия, Мэв		В (ЕЛ) s.p.u.		Структура, %					
	опыт	расчет	опыт	расчет						
2-	—	0,96	—	5,4	<i>nn</i> 734↑ 622↑ 77	<i>pp</i> 633↑ 521↑ 4	<i>nn</i> 734↑ 633↓ 4			
					<i>nn</i> 725↑ 624↓ 2	<i>pp</i> 514↓ 651↑ 1	<i>nn</i> 624↓ 501↑ 1			
0-	—	1,0	—	13,5	<i>nn</i> 624↓ 743↑ 51	<i>pp</i> 402↓ 521↑ 5	<i>pp</i> 642↑ 523↓ 3			
					<i>nn</i> 600↑ 501↓ 2	<i>pp</i> 642↑ 512↑ 2	<i>nn</i> 602↓ 761↑ 2			
2+	—	1,20	—	3,0	<i>nn</i> 622↑ 620↑ 34	<i>nn</i> 624↓ 622↓ 17	<i>nn</i> 734↑ 752↑ 6			
					<i>pp</i> 521↑ 530↑ 4	<i>nn</i> 633↓ 631↓ 4	<i>pp</i> 633↑ 402↓ 4			
1-	—	1,20	—	2,1	<i>pp</i> 633↑ 523↓ 74	<i>nn</i> 734↑ 624↓ 8	<i>nn</i> 743↑ 622↑ 7			
					<i>pp</i> 642↑ 521↑ 6	—	—			
1-	—	1,30	—	2,6	<i>nn</i> 743↑ 622↑ 29	<i>pp</i> 633↑ 523↓ 25	<i>nn</i> 734↑ 624↓ 23			
					<i>pp</i> 642↑ 521↑ 16	<i>pp</i> 521↑ 400↑ 1	<i>nn</i> 743↑ 633↓ 1			
3-	—	1,71	—	0,9	<i>nn</i> 743↑ 631↓ 77	<i>pp</i> 633↑ 530↑ 15	<i>nn</i> 725↑ 622↑ 2			
					<i>nn</i> 734↑ 631↑ 1	<i>nn</i> 615↓ 501↑ 1	<i>nn</i> 725↑ 633↓ 1			

Таблица 17

Двухквaziчастичные и однофoнонные состояния ²⁴⁶Cm

Двухквaziчастичные прoтoнные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i>	<i>F</i> +1	4+	—	1,3	<i>F</i>	<i>F</i> +1	8-	—	0,8
523↓	521↑	1+	—	—	624↓	734↑	1- <i>c</i>	—	—
<i>F</i>	<i>F</i> +2	6-	—	1,4	<i>F</i>	<i>F</i> +2	7+	—	1,3
523↓	633↑	1- <i>c</i>	—	—	624↓	613↑	0+ <i>c</i>	—	—
<i>F</i> -1	<i>F</i> +1	1- <i>c</i>	—	1,6	<i>F</i> -1	<i>F</i> +1	2- <i>c</i>	—	1,5
642↑	521↑	4-	—	—	622↑	734↑	7-	—	—
<i>F</i> -1	<i>F</i> +2	1+	—	1,6	<i>F</i> +1	<i>F</i> +2	1- <i>c</i>	—	1,5
642↑	633↑	6+	—	—	734↑	613↑	8-	—	—
<i>F</i> +1	<i>F</i> +2	2- <i>c</i>	—	1,9	<i>F</i> -2	<i>F</i> +1	1+	—	1,5
521↑	633↑	5-	—	—	743↑	734↑	8+	—	—
<i>F</i> -1	<i>F</i>	5-	—	2,0	<i>F</i> -3	<i>F</i> +1	5-	—	1,6
642↑	523↓	0- <i>c</i>	—	—	631↓	734↑	4-	—	—
<i>F</i> -2	<i>F</i> +1	1+	—	2,1	<i>F</i> -1	<i>F</i>	6+	—	1,6
530↑	521↑	2+ <i>c</i>	—	—	622↑	624↓	1+	—	—
<i>F</i> -2	<i>F</i> +2	3- <i>c</i>	—	2,1	<i>F</i>	<i>F</i> +2	4+	—	1,7
530↑	633↑	4-	—	—	624↓	620↑	3+	—	—

Однофoнонные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (E _λ) _{s.p.u.}		Структура, %		
	опыт	расчет	опыт	расчет			
2-	0,843	0,9	—	3,0	<i>nn</i> 734↑ 622↑ 44	<i>pp</i> 633↑ 521↑ 16	<i>nn</i> 725↑ 624↓ 10
					<i>nn</i> 725↑ 613↑ 3	<i>nn</i> 734↑ 633↓ 2	<i>nn</i> 613↑ 501↑ 2
0-	1,25	1,0	—	16,2	<i>nn</i> 624↓ 743↑ 27	<i>pp</i> 521↑ 651↑ 6	<i>pp</i> 523↓ 642↑ 5
					<i>pp</i> 521↑ 402↓ 4	<i>nn</i> 600↑ 501↓ 4	<i>nn</i> 615↓ 734↑ 3
1-	1,079	1,0	—	1,4	<i>nn</i> 734↑ 624↓ 81	<i>nn</i> 734↑ 613↑ 5	<i>pp</i> 642↑ 511↑ 4
					<i>nn</i> 743↑ 622↑ 1	<i>pp</i> 521↑ 660↑ 1	— — —
2+	1,126	1,1	(4,9+1,0)	2,9	<i>nn</i> 624↓ 622↓ 34	<i>nn</i> 622↑ 620↑ 24	<i>nn</i> 734↑ 752↑ 5
					<i>nn</i> 725↑ 743↑ 3	<i>pp</i> 521↑ 530↑ 3	<i>pp</i> 523↓ 521↓ 2
0+	1,176	1,2	—	0,3	<i>nn</i> 624↓ 624↓ 44	<i>nn</i> 734↑ 734↑ 38	<i>nn</i> 613↑ 624↓ 7
					<i>nn</i> 613↑ 613↑ 1	<i>nn</i> 631↓ 631↓ 1	<i>pp</i> 642↑ 642↑ 1

Таблица 18

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²⁴⁸Cm

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 523↓	<i>F</i> +1 521↑	4+	—	1,3	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +1 613↑	1 ⁻ c	—	1,2
<i>F</i> 523↓	<i>F</i> +2 633↑	6 ⁻	—	1,4	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +1 613↑	7+	—	1,2
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> +1 521↑	1 ⁻ c	—	1,6	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +2 620↑	4 ⁻	—	1,4
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> +2 633↑	4 ⁻	—	1,6	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +2 620↑	5 ⁻	—	1,4
<i>F</i> +1 521↑	<i>F</i> +2 633↑	1+	—	1,9	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +3 725↑	4+	—	1,4
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> 523↓	6+	—	2,0	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> 734↑	3+	—	1,6
<i>F</i> -2 530↑	<i>F</i> +1 521↑	5 ⁻	—	2,1	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +3 725↑	1+	—	1,6
		2 ⁻ c	—		<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +4 622↓	10+	—	1,6
		0 ⁻ c	—		<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +4 622↓	8 ⁻	—	1,6
		1+	—		<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +3 725↑	1 ⁻ c	—	1,6
		2 ^{+c}	—		<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +3 725↑	9 ⁻	—	1,6
			—		<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +4 622↓	2 ⁻ c	—	1,6
			—		<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +4 622↓	6 ⁻	—	1,6
			—		<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +4 622↓	3 ⁻ c	—	1,6

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (Бл) s.p.u.		Структура, %	
	опыт	расчет	опыт	расчет		
2+	—	0,90	—	2,6	<i>nn</i> 624↓ 622↓ 39	<i>nn</i> 622↓ 620↑ 19
0+	—	1,00	—	0,2	<i>pp</i> 633↑ 402↓ 2	<i>nn</i> 613↑ 611↑ 2
2-	—	1,00	—	10,4	<i>nn</i> 734↑ 734↑ 25	<i>pp</i> 521↑ 521↑ 15
0-	—	1,10	—	14,2	<i>nn</i> 615↓ 615↓ 9	<i>pp</i> 642↑ 642↑ 9
1-	—	1,40	—	5,1	<i>pp</i> 633↑ 521↑ 29	<i>nn</i> 725↑ 624↓ 21
3-	—	1,54	—	0,5	<i>nn</i> 725↑ 613↑ 7	<i>nn</i> 734↑ 633↓ 2
					<i>pp</i> 402↓ 624↑ 8	<i>pp</i> 514↓ 651↑ 2
					<i>nn</i> 624↓ 743↑ 4	<i>pp</i> 642↑ 523↓ 6
					<i>nn</i> 734↑ 624↓ 38	<i>pp</i> 642↑ 512↑ 3
					<i>pp</i> 633↑ 523↓ 1	<i>pp</i> 642↑ 521↑ 12
					<i>nn</i> 734↑ 622↓ 93	<i>pp</i> 521↑ 400↑ 1
					<i>pp</i> 633↑ 530↑ 1	<i>nn</i> 725↑ 615↓ 1
						<i>nn</i> 725↑ 622↑ 1

Таблица 19

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²⁴⁸Cf

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +1 633↑	2 ⁻ _c	—	0,9	<i>F</i> 624↓	<i>F</i> +1 734↑	8 ⁻ 1 ⁻ _c	—	0,8
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +2 514↓	5 ⁺ 2 ⁺ _c	—	1,7	<i>F</i> 624↓	<i>F</i> +2 613↑	7 ⁺ 0 ⁺ _c	—	1,3
<i>F</i> -1 523↓	<i>F</i> +1 633↑	6 ⁻ 1 ⁻ _c	—	1,8	<i>F</i> -1 622↑	<i>F</i> +1 734↑	2 ⁻ 7 ⁻	—	1,5
<i>F</i> +1 633↑	<i>F</i> +2 514↓	7 ⁻ 0 ⁻ _c	—	1,8	<i>F</i> +1 734↑	<i>F</i> +2 613↑	1 ⁻ 8 ⁻	—	1,5
<i>F</i> -1 523↓	<i>F</i> 521↑	4 ⁺ 1 ⁺	—	1,8	<i>F</i> -2 743↑	<i>F</i> +1 734↑	1 ⁺ 8 ⁺	—	1,5
<i>F</i> -2 642↑	<i>F</i> +1 633↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	2,0	<i>F</i> -3 631↓	<i>F</i> +1 734↑	5 ⁻ 4 ⁻	—	1,6
<i>F</i> -2 642↑	<i>F</i> 521↑	1 ⁻ 4 ⁻	—	2,0	<i>F</i> -1 622↑	<i>F</i> 624↓	6 ⁺ 1 ⁺	—	1,6

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (E _λ) _{s.p.u.}		Структура, %									
	опыт	расчет	опыт	расчет										
1 ⁻	—	0,7	—	0,07	<i>nn</i> 734↑ 624↓	100	—	—	—	—	—	—	—	—
2 ⁻	0,593	0,7	—	7,3	<i>pp</i> 633↑ 521↑	65	<i>nn</i> 734↑ 622↑	16	<i>nn</i> 725↑ 624↓	6	<i>pp</i> 514↓ 651↑	1	<i>nn</i> 631↓ 752↓	1
					<i>nn</i> 734↑ 633↓	2	<i>pp</i> 514↓ 651↑	1	<i>nn</i> 631↓ 752↓	1	<i>pp</i> 633↑ 633↑	1	<i>nn</i> 613↑ 624↓	5
0 ⁺	—	1,00	—	0,4	<i>pp</i> 514↓ 514↓	2	<i>pp</i> 633↑ 633↑	1	<i>nn</i> 615↓ 615↓	1	<i>pp</i> 633↑ 633↑	1	<i>nn</i> 615↓ 615↓	1
0 ⁻	—	1,10	—	12,4	<i>nn</i> 624↓ 743↑	38	<i>pp</i> 633↑ 514↓	12	<i>nn</i> 615↓ 734↑	5	<i>pp</i> 402↑ 521↑	3	<i>pp</i> 642↑ 512↑	3
					<i>nn</i> 400↑ 501↓	3	<i>pp</i> 402↑ 521↑	3	<i>pp</i> 642↑ 512↑	3	<i>pp</i> 622↑ 620↑	24	<i>pp</i> 521↑ 521↓	5
2 ⁺	—	1,20	—	1,8	<i>nn</i> 622↓ 620↑	3	<i>nn</i> 734↑ 752↑	2	<i>nn</i> 725↑ 743↑	2	<i>pp</i> 622↑ 620↑	2	<i>pp</i> 521↑ 521↓	5
2 ⁻	1,477	1,35	—	0,6	<i>nn</i> 734↑ 622↑	62	<i>pp</i> 633↑ 521↑	30	<i>nn</i> 725↑ 624↓	4	<i>pp</i> 633↑ 521↑	30	<i>nn</i> 725↑ 624↓	4
					<i>nn</i> 734↑ 633↓	1	—	—	—	—	—	—	—	—
3 ⁻	—	1,83	—	1,0	<i>nn</i> 734↑ 622↓	70	<i>pp</i> 624↑ 521↑	16	<i>nn</i> 725↑ 622↑	4	<i>pp</i> 624↑ 521↑	16	<i>nn</i> 725↑ 622↑	4
					<i>nn</i> 716↑ 624↓	2	<i>pp</i> 633↑ 530↑	1	<i>nn</i> 615↓ 501↑	1	<i>pp</i> 633↑ 530↑	1	<i>nn</i> 615↓ 501↑	1

Таблица 20

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²⁵⁰Cf

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 633↑	<i>F</i> +1 521↑	2 ⁻ _c 5 ⁻	—	1,0	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +1 613↑	1 ⁻ _c 8 ⁻	—	1,2
<i>F</i> 633↑	<i>F</i> +2 514↓	7 ⁻ 0 ⁻ _c	—	1,8	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +1 613↑	7 ⁺ 0 ⁺ _c	—	1,2
<i>F</i> +1 521↑	<i>F</i> +2 514↓	5 ⁺ 2 ⁺ _c	—	1,9	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +2 620↑	4 ⁻ 5 ⁻	—	1,4
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> +1 521↑	1 ⁻ _c 4 ⁻	—	2,1	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +2 620↑	4 ⁺ 3 ⁺	—	1,4
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> +1 521↑	1 ⁻ _c 2 ⁻ _c	—	2,1	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +3 725↑	1 ⁺ 10 ⁺	—	1,6
<i>F</i> -3 523↓	<i>F</i> +1 521↑	4 ⁺ 1 ⁺	—	2,1	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> 734↑	8 ⁻ 1 ⁻ _c	—	1,6
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> 633↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	2,2	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +3 725↑	9 ⁻ 2 ⁻ _c	—	1,6
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> 633↑	3 ⁺ 4 ⁺	—	2,2	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +4 622↓	6 ⁻ 3 ⁻ _c	—	1,6

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B(Eλ) _{s.p.u.}		Структура, %					
	опыт	расчет	опыт	расчет						
0 ⁺	—	0,9	—	5,3	<i>nn</i> 734↑ 734↑ 24	<i>nn</i> 613↑ 624↑ 19	<i>nn</i> 613↑ 613↑ 13	<i>nn</i> 725↑ 725↑ 4	<i>pp</i> 514↓ 514↓ 4	<i>nn</i> 615↓ 615↓ 4
2 ⁺	1,032	0,9	—	5,2	<i>nn</i> 624↓ 622↓ 38	<i>nn</i> 622↑ 620↑ 16	<i>nn</i> 622↓ 620↑ 16	<i>pp</i> 521↑ 521↓ 4	<i>nn</i> 613↑ 611↑ 2	<i>pp</i> 523↓ 521↓ 2
2 ⁻	0,871	1,0	—	6,8	<i>pp</i> 633↑ 521↑ 38	<i>nn</i> 725↑ 624↓ 20	<i>nn</i> 725↑ 613↑ 10	<i>nn</i> 734↑ 622↑ 5	<i>pp</i> 514↓ 651↑ 2	<i>nn</i> 613↑ 761↑ 2
1 ⁻	1,176	1,0	—	11,9	<i>nn</i> 734↑ 624↓ 28	<i>nn</i> 734↑ 613↑ 24	<i>pp</i> 642↑ 521↑ 6	<i>nn</i> 620↑ 770↑ 2	<i>pp</i> 521↑ 660↑ 2	<i>nn</i> 752↑ 622↓ 2
0 ⁻	—	1,1	—	13,4	<i>pp</i> 633↑ 514↓ 6	<i>nn</i> 611↓ 501↓ 5	<i>nn</i> 602↓ 501↑ 5	<i>nn</i> 600↑ 770↑ 4	<i>nn</i> 615↓ 734↑ 4	<i>nn</i> 606↑ 716↑ 4

Таблица 21

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²⁵²Cf

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 633↑	<i>F</i> +1 521↑	2 ⁻ <i>c</i> 5 ⁻	—	1,0	<i>F</i> 613↑	<i>F</i> +1 620↑	3 ⁺ 4 ⁺	0,97	1,1
<i>F</i> 633↑	<i>F</i> +2 514↓	7 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,8	<i>F</i> 613↑	<i>F</i> +2 725↑	2 ⁻ <i>c</i> 9 ⁻	—	1,3
<i>F</i> +1 521↑	<i>F</i> +2 514↓	5 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,9	<i>F</i> 613↑	<i>F</i> +3 622↑	5 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,3
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> +1 521↑	1 ⁻ <i>c</i> 4 ⁻	—	2,1	<i>F</i> +1 620↑	<i>F</i> +2 725↑	5 ⁻ 6 ⁻	—	1,4
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> +1 521↑	1 ⁻ <i>c</i> 2 ⁻ <i>c</i>	—	2,1	<i>F</i> +1 620↑	<i>F</i> +3 622↑	2 ⁺ <i>c</i> 1 ⁺	—	1,5
<i>F</i> -3 523↓	<i>F</i> +1 521↑	4 ⁺ 1 ⁺	—	2,1	<i>F</i> -1 734↑	<i>F</i> +1 620↑	4 ⁻ 5 ⁻	—	1,6
<i>F</i> -1 642↑	<i>F</i> 633↑	1 ⁺ 6 ⁺	—	2,2	<i>F</i> -1 734↑	<i>F</i> 613↑	1 ⁻ <i>c</i> 8 ⁻	—	1,6
<i>F</i> -2 400↑	<i>F</i> 633↑	3 ⁺ 4 ⁺	—	2,2	<i>F</i> +2 725↑	<i>F</i> +3 622↑	7 ⁻ 4 ⁻	—	1,7

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (Eλ) _{S.P.U.}		Структура, %						
	опыт	расчет	опыт	расчет							
2 ⁺	0,805	0,7	—	5,7	<i>nn</i> 622↓ 620↑ <u>43</u>	<i>nn</i> 624↓ 622↓ <u>22</u>	<i>nn</i> 622↑ 620↑ 8				
					<i>nn</i> 613↑ 611↑ 4	<i>pp</i> 521↑ 521↓ 3	<i>pp</i> 523↓ 521↓ 1				
2 ⁻	0,831	0,9	—	8,8	<i>nn</i> 725↑ 613↑ 33	<i>pp</i> 633↑ 521↑ 31	<i>nn</i> 725↑ 624↓ 13				
					<i>pp</i> 514↓ 651↑ 1	<i>nn</i> 611↑ 770↑ 1	<i>nn</i> 734↑ 622↑ 1				
0 ⁻	—	1,0	—	15,8	<i>nn</i> 611↓ 501↓ 5	<i>nn</i> 620↑ 761↑ 5	<i>pp</i> 633↑ 514↓ 5				
					<i>nn</i> 602↓ 501↑ 5	<i>nn</i> 600↑ 700↑ 4	<i>nn</i> 615↓ 734↑ 4				
1 ⁻	—	1,0	—	18,2	<i>nn</i> 734↑ 613↑ 15	<i>pp</i> 642↑ 521↑ 8	<i>nn</i> 734↑ 624↑ 5				
					<i>nn</i> 725↑ 615↓ 4	<i>pp</i> 521↑ 660↑ 3	<i>nn</i> 620↑ 761↓ 3				
0 ⁺	—	1,1	—	6,1	<i>nn</i> 613↑ 624↓ <u>16</u>	<i>nn</i> 620↑ 620↑ 14	<i>nn</i> 615↓ 615↓ <u>10</u>				
					<i>nn</i> 613↑ 613↑ <u>8</u>	<i>nn</i> 734↑ 734↑ 8	<i>pp</i> 514↓ 514↓ <u>6</u>				

Таблица 22
 Двухквaziчастичные и однофoнoнные состояния ^{254}Fm

Двухквaziчастичные прoтoнные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +1 514↓	5 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,3	<i>F</i> 613↑	<i>F</i> +1 620↑	3 ⁺ 4 ⁺	—	1,1
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> +1 514↓	7 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,3	<i>F</i> 613↑	<i>F</i> +2 725↑	2 ⁻ <i>c</i> 9 ⁻	—	1,3
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +2 624↑	3 ⁻ <i>c</i> 6 ⁻	—	1,7	<i>F</i> 613↑	<i>F</i> +3 622↓	5 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,3
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> +2 624↑	1 ⁺ 8 ⁺	—	1,8	<i>F</i> +1 620↑	<i>F</i> +2 725↑	5 ⁻ 6 ⁻	—	1,4
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +3 521↑	2 ⁺ <i>c</i> 1 ⁺	—	1,9	<i>F</i> +1 620↑	<i>F</i> +3 622↓	2 ⁺ <i>c</i> 1 ⁺	—	1,5
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> +3 521↓	4 ⁻ 3 ⁻ <i>c</i>	—	2,0	<i>F</i> -1 734↑	<i>F</i> +1 620↑	4 ⁻ 5 ⁻	—	1,6
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> 521↓	2 ⁻ <i>c</i> 5 ⁻	—	2,0	<i>F</i> -1 734↑	<i>F</i> 613↑	1 ⁻ <i>c</i> 8 ⁻	—	1,6
<i>F</i> +1 514↓	<i>F</i> +2 624↑	8 ⁻ 1 ⁻ <i>c</i>	—	2,1	<i>F</i> +2 725↑	<i>F</i> +3 622↑	7 ⁻ 4 ⁻	—	1,7

Однофoнoнные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (Eλ) _{S.P.U.}		Структура, %					
	опыт	расчет	опыт	расчет						
2 ⁺	0,693	0,8	—	4,6	<i>nn</i> 622↓ 620↑ 45	<i>nn</i> 624↓ 622↓ 22	<i>nn</i> 622↑ 620↑ 7	<i>pp</i> 521↑ 521↓ 6	<i>nn</i> 613↑ 611↑ 4	<i>pp</i> 523↓ 521↓ 1
2 ⁻	—	1,0	—	4,9	<i>nn</i> 725↑ 613↑ 45	<i>nn</i> 725↑ 624↓ 17	<i>pp</i> 633↑ 521↑ 12	<i>pp</i> 514↓ 651↑ 1	<i>nn</i> 611↑ 770↑ 1	<i>nn</i> 734↑ 622↑ 1
0 ⁻	—	1,1	—	12,7	<i>pp</i> 633↑ 514↓ 11	<i>nn</i> 611↓ 501↓ 5	<i>nn</i> 620↑ 761↓ 5	<i>nn</i> 602↓ 501↑ 4	<i>nn</i> 615↓ 734↑ 4	<i>nn</i> 600↑ 770↑ 4
0 ⁺	—	1,1	—	3,1	<i>pp</i> 514↓ 514↓ 25	<i>pp</i> 633↑ 633↑ 12	<i>pp</i> 521↑ 521↑ 11	<i>nn</i> 613↑ 624↓ 9	<i>nn</i> 620↑ 620↑ 8	<i>nn</i> 615↓ 615↓ 5
1 ⁻	—	1,2	—	15,0	<i>nn</i> 734↑ 613↑ 20	<i>nn</i> 734↑ 624↓ 6	<i>pp</i> 633↑ 512↑ 5	<i>nn</i> 725↑ 615↓ 4	<i>nn</i> 620↑ 761↓ 3	<i>nn</i> 622↓ 761↓ 3

Таблица 23

Двухквaziчастичные и однофoнонные состояния ²⁵⁶Fm

Двухквaziчастичные нейтронные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +1 514↓	5 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,3	<i>F</i> 620↑	<i>F</i> +1 725↑	5 ⁻ 6 ⁻	—	1,2
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> +1 514↓	7 ⁻ 0 ⁻ <i>c</i>	—	1,3	<i>F</i> 620↑	<i>F</i> +2 622↓	2 ⁺ <i>c</i> 1 ⁺	—	1,2
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +2 624↑	3 ⁻ <i>c</i> 6 ⁻	—	1,7	<i>F</i> -1 613↑	<i>F</i> +1 725↑	2 ⁻ <i>c</i> 9 ⁻	—	1,3
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> +2 624↑	1 ⁺ 8 ⁺	—	1,8	<i>F</i> -1 613↑	<i>F</i> 620↑	3 ⁺ 4 ⁺	—	1,3
<i>F</i> 521↑	<i>F</i> +3 521↓	2 ⁺ <i>c</i> 1 ⁺	—	1,9	<i>F</i> -1 613↑	<i>F</i> +2 622↓	5 ⁺ 2 ⁺ <i>c</i>	—	1,3
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> +3 521↓	4 ⁻ 3 ⁻ <i>c</i>	—	2,0	<i>F</i> +1 725↑	<i>F</i> +2 622↓	7 ⁻ 4 ⁻	—	1,3
<i>F</i> -1 633↑	<i>F</i> 521↑	2 ⁻ <i>c</i> 5 ⁻	—	2,0	<i>F</i> 620↑	<i>F</i> +3 615↓	5 ⁺ 4 ⁺	—	1,7

Однофoнонные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B(Eλ) _{s.p.u.}		Структура, %								
	опыт	расчет	опыт	расчет									
2 ⁺	—	0,7	—	5,3	<i>nn</i> 622↓	620↑	<u>57</u>	<i>nn</i> 624↓	622↓	<u>12</u>	<i>nn</i> 613↑	611↑	6
					<i>pp</i> 521↑	521↓	<u>6</u>	<i>nn</i> 622↑	620↑	<u>3</u>	<i>nn</i> 615↓	613↓	1
0 ⁻	—	0,8	—	17,2	<i>nn</i> 620↑	761↓	9	<i>pp</i> 633↑	613↑	<u>7</u>	<i>nn</i> 622↓	752↓	<u>5</u>
					<i>nn</i> 611↓	501↓	5	<i>nn</i> 602↓	501↑	<u>4</u>	<i>nn</i> 600↑	770↑	<u>4</u>
0 ⁺	—	0,9	—	5,0	<i>pp</i> 514↓	514↓	<u>21</u>	<i>nn</i> 615↓	615↓	<u>16</u>	<i>nn</i> 620↑	620↑	14
					<i>pp</i> 633↑	633↑	<u>10</u>	<i>pp</i> 521↑	521↑	<u>8</u>	<i>nn</i> 613↑	624↓	<u>3</u>
2 ⁻	—	1,0	—	6,1	<i>nn</i> 725↓	613↑	47	<i>pp</i> 633↑	521↑	12	<i>nn</i> 725↑	624↓	10
					<i>nn</i> 716↑	615↓	2	<i>pp</i> 514↓	651↑	2	<i>nn</i> 622↓	761↓	1
1 ⁻	—	1,1	—	15,9	<i>nn</i> 725↑	615↓	13	<i>nn</i> 622↓	761↓	8	<i>nn</i> 620↑	761↓	6
					<i>nn</i> 734↑	613↑	6	<i>pp</i> 633↑	512↑	5	<i>nn</i> 752↓	620↑	5

Таблица 24

Двухквaziчастичные и однофононные состояния ²⁵⁴102

Двухквaziчастичные протонные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 514↓	<i>F</i> +1 624↑	8 ⁻ 1 ^{-c}	—	1,1	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +1 613↑	1 ^{-c} 8 ⁻	—	1,2
<i>F</i> 514↓	<i>F</i> +2 521↓	3 ⁺ 4 ⁺	—	1,3	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +1 613↑	7 ⁺ 0 ^{+c}	—	1,2
<i>F</i> +1 624↓	<i>F</i> +2 521↓	5 ⁻ 4 ⁻	—	1,7	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +2 620↑	4 ⁻ 5 ⁻	—	1,4
<i>F</i> 514↓	<i>F</i> +3 512↑	6 ⁺ 1 ⁺	—	1,8	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +2 620↑	4 ⁺ 3 ⁺	—	1,4
<i>F</i> -1 521↑	<i>F</i> +1 624↑	3 ^{-c} 6 ⁻	—	1,9	<i>F</i> 734↑	<i>F</i> +3 725↑	1 ⁺ 10 ⁺	—	1,6
<i>F</i> -2 633↑	<i>F</i> +1 624↑	1 ⁺ 8 ⁺	—	2,0	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> 734↑	8 ⁻ 1 ^{-c}	—	1,6
<i>F</i> -1 521↑	<i>F</i> +2 521↓	2 ^{+c} 1 ⁺	—	2,0	<i>F</i> -1 624↓	<i>F</i> +3 725↑	9 ⁻ 2 ^{-c}	—	1,6

Однофононные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (Eλ) _{s.p.u.}		Структура, %								
	опыт	расчет	опыт	расчет	nn		pp		np				
1 ⁻	—	0,9	—	15,5	nn734↑	624↓	25	nn734↑	613↑	21	pp633↑	512↑	4
					pp624↑	514↓	3	nn620↑	770↑	3	nn752↑	622↓	2
0 ⁺	—	1,0	—	2,2	nn734↑	734↑	29	nn613↑	613↑	16	nn613↑	624↓	15
					pp514↓	514↓	7	nn725↑	725↑	4	pp521↓	521↓	3
2 ⁺	—	1,1	—	3,3	nn624↓	622↓	41	nn622↓	620↑	16	nn622↑	620↑	16
					pp521↑	521↓	8	nn613↑	611↑	2	nn725↑	743↑	1
0 ⁻	—	1,3	—	11,0	nn611↓	501↓	5	pp633↑	514↓	5	nn615↓	734↑	5
					nn602↓	501↑	5	nn600↑	770↑	4	nn624↓	743↑	4
2 ⁻	—	1,3	—	4,3	nn725↑	624↓	38	nn725↑	613↑	18	pp624↑	512↑	9
					nn734↑	622↑	8	pp633↑	521↑	2	nn613↑	761↑	2

Таблица 25
Двухквaziчастичные и однофoнонные состояния ²⁶⁰Ku

Двухквaziчастичные прoтoнные состояния					Двухквaziчастичные нейтронные состояния				
Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв		Конфигурация		K ^π	Энергия, Мэв	
			опыт	расчет				опыт	расчет
<i>F</i> 624↑	<i>F</i> +1 521↓	5 ⁻ 4 ⁻	—	1,1	<i>F</i> 620↑	<i>F</i> +1 725↑	5 ⁻ 6 ⁻	—	1,2
<i>F</i> -1 514↓	<i>F</i> +1 521↓	3 ⁺ 4 ⁺	—	1,5	<i>F</i> 620↑	<i>F</i> +2 622↓	2 ⁺ _c 1 ⁺	—	1,2
<i>F</i> 624↑	<i>F</i> +2 512↑	2 ⁻ _c 7 ⁻	—	1,6	<i>F</i> -1 613↑	<i>F</i> +1 725↑	2 ⁻ _c 9 ⁻	—	1,3
<i>F</i> -1 514↓	<i>F</i> 624↑	8 ⁻ 1 ⁻ _c	—	1,6	<i>F</i> -1 613↑	<i>F</i> 620↑	3 ⁺ 4 ⁺	—	1,3
<i>F</i> +1 521↓	<i>F</i> +2 512↑	3 ⁺ 2 ⁺ _c	—	1,7	<i>F</i> -1 613↑	<i>F</i> +2 622↓	5 ⁺ 2 ⁺ _c	—	1,3
<i>F</i> 624↑	<i>F</i> +3 615↑	1 ⁺ 10 ⁺	—	2,3	<i>F</i> +1 725↑	<i>F</i> +2 622↓	7 ⁻ 4 ⁻	—	1,3
<i>F</i> -2 521↑	<i>F</i> +1 521↓	1 ⁺ 2 ⁺ _c	—	2,3	<i>F</i> 620↑	<i>F</i> +3 615↓	5 ⁺ 4 ⁺	—	1,7

Однофoнонные состояния

K ^π	Энергия, Мэв		B (ЕЛ) _{s.p.u.}		Структура, %						
	опыт	расчет	опыт	расчет							
2 ⁺	—	0,8	—	3,2	<i>nn</i> 622↓ 620↑ <u>64</u>	<i>nn</i> 624↓ 622↓ <u>12</u>	<i>nn</i> 613↑ 611↑ 6	<i>nn</i> 615↓ 613↓ 1			
2 ⁻	—	0,9	—	7,3	<i>nn</i> 725↑ 613↑ 42	<i>pp</i> 624↑ 512↑ 17	<i>nn</i> 725↑ 624↓ 10	<i>nn</i> 622↓ 761↓ 1			
0 ⁺	—	0,9	—	6,5	<i>nn</i> 615↓ 615↓ <u>23</u>	<i>nn</i> 620↑ 620↑ 18	<i>pp</i> 521↓ 521↓ 14	<i>nn</i> 725↑ 725↑ <u>4</u>			
0 ⁻	—	1,00	—	13,2	<i>nn</i> 620↑ 761↓ 10	<i>nn</i> 622↓ 752↓ <u>6</u>	<i>nn</i> 611↓ 501↑ 5	<i>pp</i> 400↑ 510↑ <u>4</u>			
1 ⁻	—	1,1	—	16,5	<i>nn</i> 725↑ 615↓ 13	<i>nn</i> 622↓ 761↓ 8	<i>nn</i> 620↑ 761↓ 6	<i>pp</i> 633↑ 512↑ 5			
					<i>nn</i> 734↑ 613↑ 6	<i>nn</i> 752↓ 620↑ 5					

установлены. Расчеты неротационных состояний ^{248}Cm приведены в табл. 18.

В работе [82] наблюдались два возбужденных состояния ядра ^{248}Cf с энергиями 593 и 1477 *кэв* и с $K^\pi = 2^-$. В наших расчетах для ^{248}Cf (табл. 19) первые два состояния с $K^\pi = 2^-$ имеют энергии 0,7 и 1,4 *Мэв*.

В ядре ^{250}Cf с помощью β^- -распада ^{250}Bk установлено первое квадрупольное состояние с $K^\pi = 2^+$, $E = 1032$ *кэв*, на которое идет 89% распада. В работах [37, 83] в ^{250}Cf наблюдались октупольные состояния с $K^\pi = 1^-$, $E = 1175,5$ *кэв* и с $K^\pi = 2^-$, $E = 871,4$ *кэв*. Как видно из табл. 20, энергии этих состояний хорошо передаются в приводимых расчетах.

Исследовать возбужденные состояния ^{252}Cf с помощью β^- -распада невозможно, так как ядро ^{252}Bk экспериментально не наблюдается. Изучение спектра возбуждения ^{252}Cf проводилось в работе [84], где установлены уровни с $K^\pi = 2^+$, $E = 805$ *кэв*, с $K^\pi = 2^-$, $E = 831$ *кэв*, а также двухквaziчастичное состояние с $K^\pi = 3^+$ *nn613* \uparrow 620 \uparrow . Из табл. 21 видно, что эти состояния удается описать вполне удовлетворительно.

Экспериментальные данные об уровнях ядра ^{254}Fm получены лишь из β^- -распада изомера ^{254}Es ($T_{1/2} = 39,6$ ч). Помимо уровней ротационной полосы основного состояния хорошо видны (77% распада) два первых уровня полосы, построенной на квадрупольном состоянии с $K^\pi = 2^+$, $E = 693$ *кэв*. В расчетах неротационных состояний для ^{254}Fm (табл. 22) энергия этого состояния передается удовлетворительно.

Экспериментальных данных о возбужденных состояниях более тяжелых четно-четных изотопов фермия, а также четно-четных изотопов ядер с $Z = 102$ в настоящее время нет. Элемент с $Z = 104$ открыт группой Г. Н. Флёрва [85] и назван курчатовием. В табл. 23—25 приведены результаты расчетов однофононных и двухквaziчастичных состояний ядер ^{256}Fm , $^{254}102$, ^{260}Ku .

Недостаточность экспериментальных данных о состояниях в четно-четных изотопах тяжелых актиноидов (кюрия и транскюриевых элементов) не позволяет провести более широкое сравнение результатов наших расчетов с экспериментом, а также ограничивает возможность однозначного выбора параметров модели. Надеемся, что данная работа окажется полезной для дальнейшего всестороннего изучения ядер тяжелых актиноидов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований можно сделать вывод о том, что сверхтекучая модель ядра позволяет хорошо описать свойства низколежащих неротационных состояний четно-четных ядер области актиноидов.

Структура нижайших возбужденных состояний оказывается сравнительно простой: в большинстве случаев они являются двухквaziчастичными или однофононными возбуждениями. Многие из предсказанных ранее теорией двухквaziчастичных состояний были впоследствии найдены экспериментально. Дальнейшее обнаружение таких состояний позволит уточнить параметры среднего поля и константы взаимодействия.

Однако в некоторых случаях (особенно это относится к ядрам переходной области) структура состояний является более сложной. При расчетах оказывается необходимым учитывать эффекты ангармоничности. Наиболее сложной оказалась структура 0^+ -состояний, нижайшее из которых может иногда содержать большую примесь двухфононной компоненты. Необходимо отметить, что при учете ангармоничности константы мультиполь-мультипольного взаимодействия, при которых рассчитанные энергии совпадают с экспериментальными, приближаются к постоянным для каждой зоны.

Исследование состояний с большей энергией возбуждения ($\geq 2 Mэв$) показывает, что их структура является еще более сложной. Наряду с эффектами ангармоничности требуется учитывать взаимодействие двухквaziчастичных и вибрационных степеней свободы, а также взаимодействие внутреннего движения с ротационным. В настоящее время такие исследования находятся в начальной стадии.

Теоретическое описание ядер области актиноидов встречает дополнительные трудности, связанные с тем, что имеется недостаточно экспериментальной информации об этих ядрах. Однако в последние годы получены интересные результаты о свойствах ядер этой области при изучении ядерных реакций. Использование различных реакций позволяет выяснить более тонкие детали структуры ядра. Можно надеяться, что комплексное теоретическое и экспериментальное исследование ядер области актиноидов позволит выяснить основные характеристики ядерных уровней при промежуточных и высоких энергиях возбуждения.

В заключение выражаем нашу благодарность сотрудникам отдела теории ядра ЛТФ ОИЯИ за полезные замечания, а также Г. Кырчеву и В. О. Нестеренко за помощь в работе и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джеленов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер с $A \geq 100$. М., Изд-во АН СССР, 1963.
2. Lederer C. M., Hollander J. M., Perlman I. Table Isotopes. Sixth Edition, John Wiley and Sons. N.Y., 1967.
3. Nuclear Level Schemes $A=45$ through $A=257$ from Nuclear Data Sheets, Academic Press. Inc., N. Y. and L., 1973; Ellis Y. A., Schmorak M. R. «Nucl. Data Sheets», 1972, v. 8, No 4.

4. Воинова Н. А., Джелипов Б. С. Изобарные ядра с массовым числом $A=182$. М., «Наука», 1968.
5. Григорьев В. П., Соловьев В. Г. Структура четных деформированных ядер. М., «Наука», 1974.
6. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Пер. с англ. М., «Мир», 1971.
7. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1970; Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., «Наука», 1965.
8. Соловьев В. Г. Теория сложных ядер. М., «Наука», 1971.
9. Gallagher C. J., Soloviev V. G. «Math. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.», 1962, Bd 2, 2; Soloviev V. G. «Atomic Energy Rev.», 1965, v. 3, N. 2, p. 117.
10. Соловьев В. Г. ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 654; Вереш Т., Соловьев В. Г., Шиклош Т. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1962, т. 26, с. 1045; Soloviev V. G., Vogel P. «Phys. Lett.», 1963, v. 6, p. 126; Soloviev V. G., Siklos T. «Nucl. Phys.», 1964, v. 59, p. 145; Лю Юань, Соловьев В. Г., Корнейчук А. А. ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 252; Соловьев В. Г., Фогель П., Корнейчук А. А. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1964, т. 28, с. 1599; Malov L. A., Soloviev V. G., Vogel P. «Phys. Lett.», 1966, v. 22, p. 441.
11. Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. Сообщение ОИЯИ P4-5126, 1970; «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, т. 35, с. 1550; Иванова С. П., Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. Препринт ОИЯИ P4-8459, 1974; «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, т. 39, с. 1286.
12. Малов Л. А., Соловьев В. Г. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 566; Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. Сообщение ОИЯИ P4-5693, 1971; Иванова С. П., Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1973, т. 37, с. 911; Иванова С. П., Комов А. Л., Малов Л. А., Соловьев В. Г. Препринт ОИЯИ P4-8582, 1975; «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975, т. 39, с. 1612.
13. Gareev F. A., Ivanova S. P., Malov L. A., Soloviev V. G. «Nucl. Phys. A», 1971, v. 171, p. 134.
14. Jolos R. V., Soloviev V. G., Zhelezнова K. M. «Phys. Lett. B», 1967, v. 25, p. 393; Jolos R. V., Finer U. M., Soloviev V. G., Zhelezнова K. M. «Phys. Lett. B», 1968, v. 27, p. 614.
15. Кырчев Г., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1975; препринт ОИЯИ P4-8611, 1975.
16. Иванова С. П., Комов А. Л., Кырчев Г., Соловьев В. Г., Стоянов Ч. Тезисы XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Баку, 1976.
17. Ivanova S. P., Komov A. L., Kyrchev G., Soloviev V. G., Stojanov Ch. Preprint JINR E4-9010, 1975.
18. Soloviev V. G. «Nucl. Phys.», 1965, v. 69, p. 1.
19. Bohr A. Nuclear Structure, Dubna Symposium 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 179; Rasmussen J. O. Nuclear Structure, Dubna Symposium 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 169; Sorensen R. A. Nuclear Structure, Dubna Symposium 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 27; Belyaev S. T. Nuclear Structure, Dubna Symposium 1968, IAEA, Vienna, 1968, p. 155; Pyatov N. I. «Arkiv. Fys.», 1967, Bd 36, S. 667.
20. Kalinkin B. N., Grabovski Ya., Gareev F. A. «Acta Phys. Pol.», 1966, v. 30, p. 999; Gareev F. A., Ivanova S. P., Kalinkin B. N. «Acta Phys. Pol.», 1966, v. 30, p. 461; Гареев Ф. А., Иванова С. П., Калинкин Б. Н. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1968, т. 33, с. 1690.
21. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Соловьев В. Г., Федотов С. И. ЭЧАЯ; т. 4, вып. 2, с. 357.
22. Гареев Ф. А., Иванова С. П., Пашкевич В. В. «Ядерная физика», 1970, т. 2, с. 1200; препринт ОИЯИ E4-4704, 1969; Иванова С. П., Комов А. Л., Ширикова Н. Ю. Сообщение ОИЯИ P4-8406, 1974.

23. Bemis C. E. e. a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 1466.
24. Ford I. L. C. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 1232; McGowan F. K. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1971, v. 27, p. 1741.
25. Струтинский В. М. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 614; «Nucl. Phys. A», 1967, v. 95, p. 420.
26. Newly N. P. «Phys. Rev.», 1962, v. 125, p. 2063; Пятов Н. И. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1963, т. 27, с. 1436; Пятов Н. И., Чернышев А. С. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1964, т. 28, с. 1173.
27. Arbman E. e. a. «Nucl. Phys.», 1960, v. 21, p. 406; Arnoix M. e. a. «Compt. Rend.», 1969, v. 169, p. 317; Herment M. e. a. «Compt. Rend.», 1971, v. 273, p. 801; *ibid.*, p. 1053; Kurcewicz W. e. a. «J. Phys. (Paris)», 1973, v. 34, p. 159; Dalmasso J. e. a. «C. R. Acad. Sci.», Ser. B, 1974, v. 278, p. 97; Dalmasso J. e. a. «Compt. Rend.», 1971, v. 273, p. 509; *ibid.*, p. 568.
28. Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. Изд. 2-е. М., Атомиздат, 1975.
29. Else W., Huizenga J. R. «Nucl. Phys. A», 1972, v. 187, p. 545.
30. McGowan F. K. e. a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 10, p. 1146.
31. Maher J. V. e. a. «Phys. Rev. C», 1972, v. 5, p. 1380.
32. Casten R. F. e. a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 40, p. 333.
33. Back B. V. e. a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 217, p. 116.
34. McMurray W. R. e. a. «Z. Phys.», 1972, Bd 253, S. 289.
35. Stephens F. S., Asaro F., Perlman I. «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 1543.
36. Yamazaki T. «Nucl. Data A», 1966, v. 1, p. 453.
37. Stephens F. S. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1965, v. 15, p. 420.
38. Bjørnholm S. e. a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 118, p. 261.
39. Neergard K., Vogel P. «Nucl. Phys.», 1970, v. 209, p. 217.
40. Børnholm S. e. a. «Nucl. Phys.», 1963, v. 42, p. 469.
41. Баранов С. А. и др. ЖЭТФ, 1961, т. 41, с. 1760.
42. Bell R. E. e. a. «Kgl. Dan. Vid. Selsk. Mat.-Fys. Medd.», 1960, Bd 32, No 12.
43. Varnell L. «Nucl. Phys. A», 1970, v. 144, p. 429.
44. Lederer C. M. Thesis, Univ. California, 1963; UCRL-11028, 1963.
45. Баранов С. А. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 241.
46. Bjørnholm A., Nielsen O. B. «Nucl. Phys.», 1963, v. 42, p. 642.
47. Wapstra A. H. «Nucl. Phys. A», 1967, v. 97, p. 641.
48. Wapstra A. H. «Physica», 1967, v. 37, p. 261.
49. Ardisson G., Ardisson C. «Compt. Rend.» Ser. B, 1975, v. 280, p. 377.
50. De Lange P. W. e. a. «Nuovo Cimento», 1959, v. 14, p. 681.
51. Ong Ping Hok. «Physica», 1956, v. 22, p. 465.
52. Hansen P. G. e. a. «Phys. Lett. B», 1967, v. 24, p. 95.
53. Leang C.-F. «Compt. Rend.», 1962, v. 255, p. 3155.
54. Баранов С. А. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 727.
55. Hyde E. K. e. a. The Nuclear Properties of the Heavy Elements. Vol. II, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1964.
56. Bjørnholm S. e. a. «Phys. Rev.», 1963, v. 130, p. 2000.
57. Bjørnholm S. e. a. «Nucl. Phys. A», 1968, v. 118, p. 241.
58. Boyno J. S. e. a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 209, p. 125.
59. Trautmann N. e. a. Proc. Intern. Protactinium Conf. 3rd, Schloss Elman, Germany, 1969, FRG.
60. Trautmann N. e. a. «Z. Nat. a», 1968, Bd 23, S. 2127.
61. Lederer C. M. e. a. «Nucl. Phys. A», 1969, v. 135, p. 36.
62. Баранов С. А. и др. ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 1135.
63. Backlin A. e. a. Lund. Proc. Intern. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectr., Studsvik, IAEA, 1969, p. 141.
64. Kane W. R. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 953.
65. Boyno J. S. e. a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1972, v. 17, p. 463.
66. Katori K. e. a. «Phys. Rev. C», 1973, v. 8, p. 2336.

67. Баранов С. А. и др. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 557.
68. Stephens F. S. e. a. Coulomb Excitation. Alder K., Winter W. Academic Press, N. Y., 1966, p. 208.
69. Diamond R. M., Stephens F. S. «Arkiv Fys.», 1967, Bd 36, S. 221.
70. Smith A. B. «Nucl. Phys.», 1963, v. 47, p. 633.
71. Barnard E. a. e. «Nucl. Phys.», 1966, v. 80, p. 46.
72. Фергюсон А. Т. Дж. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1967, т. 31, с. 74.
73. Fridman A. M. e. a. «Phys. Rev. C», 1974, v. 9, p. 760.
74. Borggreen J., e. a. «Nucl. Phys.», 1962, v. 29, p. 515.
75. Glass R. A. e. a. «J. Inorg. Nuclear Chem.», 1960, v. 13, p. 181.
76. Джелепов Б. С. и др. ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 1360.
77. Баранов С. А. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 1108.
78. Баранов С. А. и др. «Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 1110.
79. Schmorak M. R. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 1507.
80. Билибин Л. П. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1966, т. 30, с. 217.
81. Schmorak M. R. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 1507.
82. Yates S. W. e. a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1975, v. 20, p. 97.
83. Meyer R. A. e. a. «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1972, v. 17, p. 464.
84. Fields P. R. e. a. «Nucl. Phys. A», 1973, v. 208, p. 269.
85. Флеров Г. Н. и др. «Атомная энергия», 1964, т. 17, с. 310.