Письма в ЭЧАЯ. 2022. Т. 19, № 6(245). С. 511–519

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ПРОЯВЛЕНИЕ ЗЕРКАЛЬНО-АСИММЕТРИЧНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В СТРУКТУРЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Е. В. Мардыбан [а, б, 1], *Т. М. Шнейдман* [а, в], *Е. А. Колганова* [а, б],
Р. В. Джолос [а, б]

[а] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

[б] Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

[в] Казанский федеральный университет, Казань, Россия

Рассчитаны характеристики полос переменной четности в трансфермиевых ядрах с $Z = 102-110$. Предсказаны величины энергий нижайших состояний отрицательной четности и переходных дипольного, квадрупольного и октупольного моментов. Получены оценки критических угловых моментов, при которых происходит переход от колебательного движения к стабильной зеркально-асимметричной деформации. Расчеты выполнены в кластерной модели двойной ядерной системы.

The characteristics of alternating parity bands in transfermium nuclei with $Z = 102-110$ are calculated. The energies of the lowest negative-parity states and transitional dipole, quadrupole and octupole moments are predicted. The critical angular momenta, at which the transition from octupole vibrations to a stable reflection-asymmetric shape occurs, are estimated. The calculations were performed within the cluster model of a dinuclear system.

PACS: 21.10.Re; 21.10.Ky; 21.60.Ev

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время акцент в исследовании свойств сверхтяжелых ядер сдвигается в сторону изучения ядерной структуры. Большое количество новой спектроскопической информации получено для ядер с зарядами $Z \geqslant 96$. К примеру, в ядрах ^{252,254}No были изучены ротационные полосы переменной четности вплоть до угловых моментов 20–22 [1]. Изучение электромагнитных переходов между вращательными уровнями, построенными на основном и низколежащих возбужденных состояниях, слабозаселенных изомерных состояний, а также тонкой структуры α-распада является сложной экспериментальной задачей в связи с малыми сечениями получаемых сверхтяжелых ядер. Однако совершенствование детекторных систем уже позволяет проводить измерения в схемах совпадения α–γ и α-электронной конверсии [1–13]. Отметим также, что новый циклотронный комплекс DC-280 («Фабрика тяжелых ионов»), запущенный

---

[1] E-mail: mardyban@theor.jinr.ru

в ЛЯР (ОИЯИ), позволяет существенно увеличить выход сверхтяжелых ядер, что делает возможным γ-спектроскопию ядер на самом краю карты нуклидов.

Знание структуры сверхтяжелых ядер необходимо для тестирования и дальнейшей проработки моделей среднего поля. Изучение спектроскопических характеристик ядер в трансфермиевой области важно для определения последовательности одночастичных уровней и расположения щелей между оболочками, что может пролить свет на возможность существования следующего за свинцом дважды магического ядра. Из величин моментов инерции могут быть извлечены параметры деформации [1–3]. Далее эти параметры деформации могут быть сравнены с предсказаниями, полученными в рамках различных моделей [14, 15]. Изучая стабильность ядер по отношению к вращению, можно определить максимально возможные угловые моменты [1, 10], которые дают вклад в полное слияние и формирование сверхтяжелых элементов [13]. Таким образом, понимание структуры сверхтяжелых ядер и их распадных характеристик может стимулировать дальнейший прогресс в получении новых сверхтяжелых ядер.

Обнаружение низколежащих коллективных состояний отрицательной четности в актинидах свидетельствует о том, что форма этих ядер достаточно мягка по отношению к деформациям, нарушающим зеркальную симметрию [16, 17]. Как было показано в [18–23], сильные пространственно-асимметричные корреляции могут быть объяснены тем, что волновая функция низколежащих состояний актинидов имеет существенную α-кластерную компоненту. Кажется очевидным предположить те же свойства и для трансфермиевых ядер, также являющихся сильными α-распадчиками, что предполагает большой вес компоненты волновой функции с α-кластером, сформированным на поверхности ядра.

В данной работе применим кластерную модель к описанию низколежащих состояний отрицательной четности в изотопах No, Rf, Sg, Hs и Ds.

МОДЕЛЬ

Модель базируется на предположении, что волновую функцию тяжелого ядра можно разделить на компоненты, отвечающие двойным ядерным системам (ДЯС) и моноядру. Под ДЯС понимается система двух фрагментов (кластеров) $(A_1, Z_1, \beta_1) + (A_2, Z_2, \beta_2)$ в касании. Каждый фрагмент характеризуется массой A_i, зарядом Z_i и параметром квадрупольной деформации β_i $(i = 1, 2)$. Под моноядром понимается бескластерная компонента волнововой функции, когда масса одного из фрагментов ДЯС равна нулю: $(A_1 = A,\ Z_1 = Z,\ \beta_1 = \beta_m)$ или $(A_2 = A,\ Z_2 = Z,\ \beta_2 = \beta_m)$. Моноядро и фрагменты ДЯС предполагаются либо сферическими, либо квадрупольно-деформированными. Таким образом, единственный источник зеркально-асимметричной деформации материнского ядра — это вклад асимметричных ДЯС в волновую функцию. Каждая ДЯС характеризуется координатами массовой $\xi = A_2/A$ и зарядовой $\xi_Z = Z_2/Z$ асимметрии. Значения $\xi = 0$ и $\xi = 1$ отвечают конфигурациям моноядра. Будем предполагать ξ и ξ_Z непрерывными координатами [18, 22, 23].

Относительный вклад различных ДЯС в волновую функцию ядра с угловым моментом I определяется потенциальной энергией $U(\xi, \xi_Z, I)$. Для кластерных систем $(\xi \neq 0, \xi \neq 1)$:

$$U(\xi, \xi_Z, I) = V(\xi, \xi_Z) + V_{\mathrm{rot}}(\xi, \xi_Z, I) - B_1(\xi, \xi_Z) - B_2(\xi, \xi_Z) + B, \qquad (1)$$

где B_1, B_2 — энергии связи кластеров; $V(\xi, \xi_Z)$ — энергия их взаимодействия, а $V_{\mathrm{rot}}(\xi, \xi_Z, I)$ — вращательная энергия ДЯС как целого. Энергия связи B материнского ядра включена, чтобы нижайшее решение уравнения Шредингера с потенциалом (1) имело нулевую энергию при $I = 0$. Для энергий связи использовались экспериментальные значения [26]. Так как мы рассматриваем сильно асимметричные ДЯС, эффектом поляризации можно пренебречь и деформации кластеров брать как для основных состояний [15]. Величина $V(\xi, \xi_Z)$ рассчитывалась как сумма кулоновского $V_{\mathrm{coul}}(\xi, \xi_Z)$ и ядерного $V_N(\xi, \xi_Z)$ взаимодействий. Для расчета $V_N(\xi, \xi_Z)$ использовалась процедура двойной свертки с зависящими от плотности ядро-ядерными силами [27, 28]. Детали расчета представлены в работе [19]. Плотности фрагментов ДЯС брались в виде распределения Ферми с параметрами радиуса и диффузности, определенными, как в работе [30].

Так как потенциальные энергии ДЯС с легким кластером, тяжелее, чем α-частица, резко растут, при описании нижайших возбужденных состояний можно пренебречь вкладом более симметричных систем и рассмотреть лишь малые колебания вблизи $\xi = 0$. В этой области основной вклад дают моноядро и α-кластерная ДЯС, поэтому можно не рассматривать зарядовую асимметрию как независимую координату и положить $\xi_Z = \xi(A/2Z)$. В дальнейшем предполагаем только коллективные колебания ядра по координате массовой асимметрии ξ. Отметим, что в ряде случаев для корректного описания эксперимента необходимо учитывать независимое движение как по ξ, так и по ξ_Z [31].

Для расчета вращательной энергии

$$V_{\mathrm{rot}}(\xi, \xi_Z, I) = \frac{\hbar^2}{2} \frac{I(I+1)}{\Im(\xi, \xi_Z)} \tag{2}$$

необходимо знание момента инерции $\Im(\xi, \xi_Z)$. Параметризуем его как

$$\Im(\xi, \xi_Z) = c\left(\Im_1^{\mathrm{r}} + \Im_2^{\mathrm{r}} + m_0 \frac{A_1 A_2}{A} R_m^2\right), \tag{3}$$

где $\Im_{1,2}^{\mathrm{r}}$ — твердотельные моменты инерции фрагментов ДЯС; R_m — расстояние между фрагментами, отвечающее точке касания, а величина $c = 0{,}85$ фиксирована для всех рассмотренных ядер [18, 19]. Качественно близость момента инерции ДЯС к твердотельному значению объясняется тем, что нуклоны одного фрагмента частично блокируют свободные уровни другого фрагмента, что приводит к ослаблению спаривательного взаимодействия и, как результат, к увеличению моментов инерции.

Потенциальная энергия моноядра ($\xi = 0, \xi = 1$) может быть формально рассчитана как

$$U(\xi = 0, I) = -B_m + B + \frac{\hbar^2}{2} \frac{I(I+1)}{\Im_m}, \tag{4}$$

где B_m — энергия связи моноядра. Поскольку ядро представляет собой суперпозицию моноядра и кластерных систем, то $B_m \neq B$. Так как задача расчета энергии основного состояния ядра не ставится, а изучаются нижайшие возбуждения ядра относительно основного состояния, в расчете энергии связи моноядра нет необходимости. Величину B_m можно зафиксировать, потребовав, чтобы нижайшее решение уравнения Шредингера, описывающего движение по координате массовой асимметрии, имело нулевую энергию. Момент инерции моноядра $\Im_m$ рассчитывался в модели принудительного вращения с учетом спаривания [32].

Потенциальная энергия ДЯС не зависит от нумерации фрагментов: $A_1 \leftrightarrow A_2$, $Z_1 \leftrightarrow Z_2$. Удобно заменить координату ξ на координату

$$x = \begin{cases} \xi, & A_2 \leqslant A_1, \\ \xi - 1, & A_2 > A_1. \end{cases} \tag{5}$$

Тогда потенциальная энергия будет симметричной функцией x. Для расчетов используем гладкую параметризацию потенциальной энергии:

$$\tilde{U}(x, I) = \sum_{k=0}^{3} a_{2k}(I) x^{2k}. \tag{6}$$

Параметры $a_{2k}(I)$ определяются из рассчитанных по формулам (1) и (4) значений для моноядра ($x = 0$) и ДЯС с легким кластером ^{4}He ($|x| = x_\alpha$) и ^{7}Li ($|x| = x_{\mathrm{Li}}$). Значение $a_0(I = 0)$ выбирается так, чтобы решение уравнения Шредингера с потенциальной энергией (6) имело нулевую энергию при $I = 0$. Для параметра $a_6(I)$ выбираем минимальное значение, обеспечивающее рост потенциальной энергии при $|x| > x_{\mathrm{Li}}$.

Уравнение Шредингера, описывающее динамику коллективного движения ядра по координате массовой асимметрии x, можно записать как

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2B_x} \frac{d^2}{dx^2} + \tilde{U}(x, I) \right] \Psi_n(x, I) = E(I) \Psi_n(x, I), \tag{7}$$

где $B_x = B_\xi$ — эффективный массовый параметр. Следуя [19, 30], берем $B_\xi = 25 \cdot 10^4 m_0$, где m_0 — масса нуклона.

Так как потенциальная энергия $\tilde{U}(x, I)$ инвариантна относительно преобразования $x \to -x$, волновые функции $\Psi^p(x, I)$ являются либо симметричными ($p = +1$), либо антисимметричными ($p = -1$) функциями x. Симметризуя волновые функции по отношению к преобразованию $\hat{P} \exp\,[-i\pi \hat{I}_1]$, соответствующему зеркальному отражению и одновременному повороту на угол π вокруг лабораторной оси y, получаем, что в случае $K = 0$ для состояний с четным угловым моментом необходимо брать нижайшее решение положительной четности, а для состояний с нечетным угловым моментом — нижайшее решение отрицательной четности. Волновые функции ротационных состояний полосы переменной четности четно-четного ядра имеют вид

$$\Phi_{p,IM,K=0} = \Psi_p(x, I) \left(\frac{1 + p(-1)^I}{2} \right) Y_{IM}(\Omega), \tag{8}$$

где Ω — углы, описывающие ориентацию ядра по отношению к лабораторной системе координат, а Y_{IM} — сферические функции.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Решая уравнение (7), мы рассчитали полосы переменной четности для различных изотопов No, Rf, Sg, Hs и Ds. Для анализа жесткости ядра по отношению к зеркально-асимметричной деформации удобно использовать величину расщепления по четности [33], определенную как

$$\begin{gathered}\Delta E(I) = (-1)^I[E_{\mathrm{inter}}(I) - E(I)], \\ E_{\mathrm{inter}}(I) = \frac{1}{2}[E(I+1) + E(I-1)] - \frac{1}{8}[E(I+3) - 2E(I+1) + E(I-1)].\end{gathered} \tag{9}$$

Как показано в работе [34], величина расщепления по четности может быть с хорошей точностью аппроксимирована выражением

$$\Delta E(I) = \Delta E(0) f\left[\frac{I}{\sqrt{2} I_{\mathrm{crit}}}\right], \tag{10}$$

где

$$f(y) = \frac{y^2}{2}\,\mathrm{e}^{-y^2} \coth\frac{y^2}{2} \tag{11}$$

и $\Delta E(0) = E(1^-)$. Величины $\Delta E(0)$ и критического углового момента I_{crit}, необходимые для расчета расщепления по четности (10), приведены в таблице. Отметим, что энергии состояний $E(1^-) = \Delta E(0)$ лежат в диапазоне 0,300–0,900 МэВ. Расчеты показывают, что наиболее мягкими по отношению к октупольной деформации оказываются ядра ^{268}Ds и ^{274}Ds.

С практической точки зрения наибольший интерес представляют энергии нижайших состояний отрицательной четности $E(1^-)$. Можно получить простую аппроксимацию этой величины, исходя только из экспериментально доступной информации по энергиям Q_α α-распада. Предполагая, что для $I = 0$ энергия α-частичной ДЯС выше энергии моноядра, что справедливо для всех рассмотренных ядер, можно получить следующее простое выражение, связывающее энергию $E_{A,Z}(1^-) \equiv \epsilon(A, Z)$ для изотопа с массой A с энергией $E_{A_0,Z}(1^-) \equiv \epsilon(A_0, Z)$ более легкого изотопа того же элемента с массой $A_0 < A$:

$$\epsilon(A, Z) = \epsilon(A_0, Z)\left[1 + \frac{Q_\alpha(A, Z) - Q_\alpha(A_0, Z)}{2m(A, Z)\epsilon(A_0, Z)^2}\right], \tag{12}$$

где $m(A, Z) = 25 \cdot 10^4 m_0 (8/A)^2$. Выражение (12) позволяет оценить энергию нижайшего состояния отрицательной четности тяжелого ядра, зная эту энергию для более легкого изотопа того же элемента. Отметим, что справедливость оценки (12) базируется на предположении о кластерной природе зеркально-асимметричной моды в тяжелых ядрах и на важной роли α-кластерной ДЯС. Действительно, на рисунке проведено сравнение энергий $E(1^-)$-состояний, полученных в рамках кластерной модели из решения уравнения (7), с оценками, полученными с помощью (12). В качестве энергии 1^--состояния наиболее легкого изотопа выбиралось рассчитанное значение. Видно, что приближенное выражение хорошо аппроксимирует точный расчет и воспроизводит тренд изменения энергии $E(1^-)$ с изменением числа нейтронов.

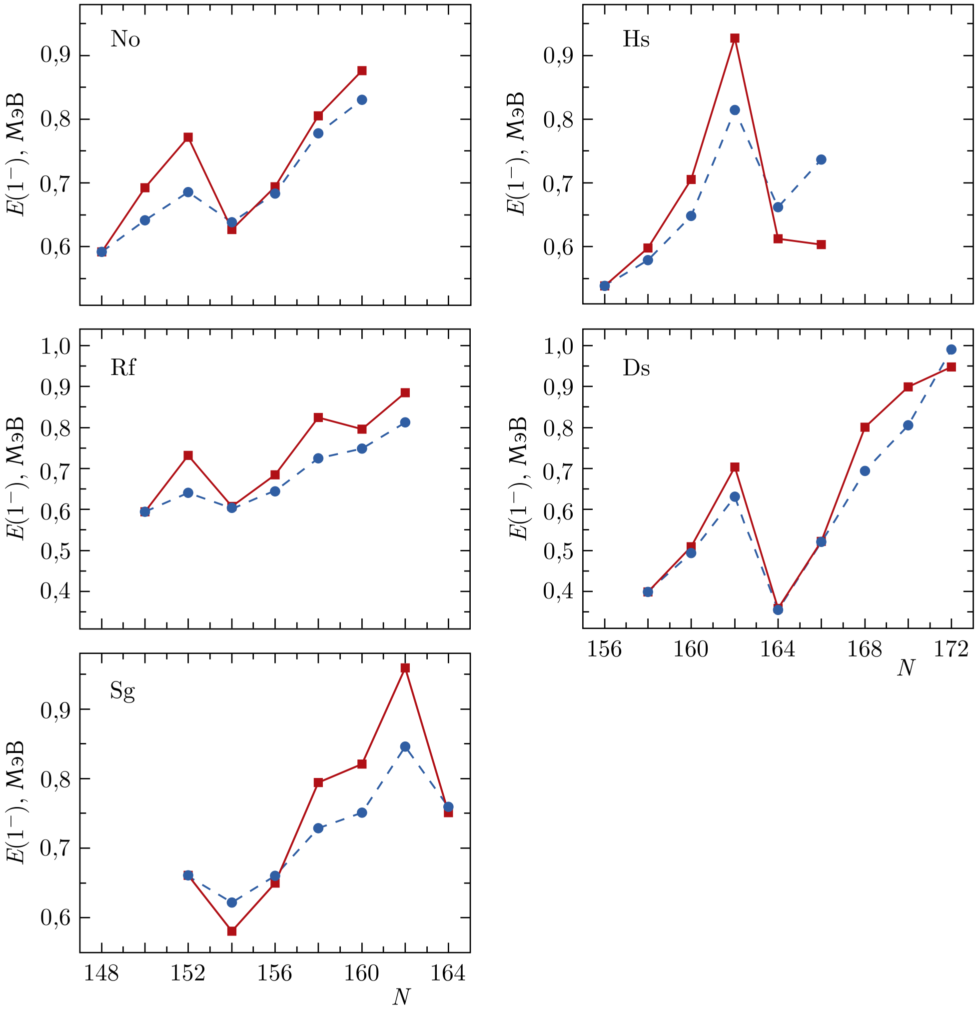
Рассчитав волновые функции состояний полосы переменной четности, можно вычислить приведенные вероятности электромагнитных переходов $B(E\lambda, I_i \to I_f)$. Предполагая предел сильной связи, эти величины можно связать с внутренними переходными электрическими моментами ядра. Для дипольного D_0, квадрупольного Q_2

Начальное расщепление по четности $\Delta E(0)$, критический угловой момент $I_{\rm crit}$ для различных изотопов ядер с $Z = 102{-}110$. Величины переходных дипольного D_0, квадрупольного Q_2 и октупольного Q_3 моментов для переходов из основного состояния в состояния полосы переменной четности

Изотоп	$\Delta E(0)$, МэВ	$I_{\rm crit}$	D_0, $e \cdot$фм $(0^+ \to 1^-)$	Q_2, $e \cdot$фм^2 $(0^+ \to 2^+)$	Q_3, $e \cdot$фм^3 $(0^+ \to 3^-)$
$^{250}_{102}$No	0,592	16,12	0,0092	1046	1920
$^{252}_{102}$No	0,692	16,67	0,0056	1019	1749
$^{254}_{102}$No	0,772	19,97	0,0039	1024	1646
$^{256}_{102}$No	0,627	16,02	0,0100	1109	1898
$^{258}_{102}$No	0,694	17,83	0,0075	1064	1777
$^{260}_{102}$No	0,805	20,84	0,0044	1067	1634
$^{262}_{102}$No	0,876	22,86	0,0033	1023	1547
$^{254}_{104}$Rf	0,595	14,19	0,0100	1053	1978
$^{256}_{104}$Rf	0,732	18,84	0,0050	1056	1758
$^{258}_{104}$Rf	0,607	15,55	0,0110	1138	1999
$^{260}_{104}$Rf	0,685	17,62	0,0080	1095	1859
$^{262}_{104}$Rf	0,824	21,25	0,0040	1092	1666
$^{264}_{104}$Rf	0,796	20,33	0,0053	1099	1707
$^{266}_{104}$Rf	0,885	22,94	0,0036	1100	1706
$^{258}_{106}$Sg	0,661	16,98	0,0077	1087	1927
$^{260}_{106}$Sg	0,581	14,87	0,0130	1125	2101
$^{262}_{106}$Sg	0,650	16,71	0,0100	1129	1975
$^{264}_{106}$Sg	0,794	20,58	0,0050	1077	1743
$^{266}_{106}$Sg	0,821	21,33	0,0047	1081	1715
$^{268}_{106}$Sg	0,959	25,17	0,0025	1080	1571
$^{270}_{106}$Sg	0,751	19,51	0,0074	1042	1799
$^{264}_{108}$Hs	0,583	14,09	0,0180	1168	2280
$^{266}_{108}$Hs	0,598	15,54	0,0140	1118	2131
$^{268}_{108}$Hs	0,705	18,23	0,0090	1115	1939
$^{270}_{108}$Hs	0,927	24,30	0,0030	1062	1640
$^{272}_{108}$Hs	0,612	16,05	0,0170	1084	2109
$^{274}_{108}$Hs	0,603	15,93	0,0190	1035	2117
$^{268}_{110}$Ds	0,399	12,01	0,0380	1172	2790
$^{270}_{110}$Ds	0,509	12,09	0,0240	1160	2429
$^{272}_{110}$Ds	0,703	18,28	0,0099	1096	1992
$^{274}_{110}$Ds	0,359	11,59	0,0550	1152	2957
$^{276}_{110}$Ds	0,522	13,36	0,0280	1074	2382
$^{278}_{110}$Ds	0,801	21,07	0,0077	891	1796
$^{280}_{110}$Ds	0,899	23,92	0,0050	679	1623
$^{282}_{110}$Ds	0,947	25,26	0,0040	680	1579

и октупольного Q_3 моментов имеем

$$\begin{aligned} D_0(E1, I_iK \to I_fK) &= \sqrt{\frac{4\pi}{3}}\frac{B(E1, I_iK \to I_fK)^{1/2}}{C^{I_fK}_{I_iK10}}, \\ Q_\lambda(E\lambda, I_iK \to I_fK) &= \sqrt{\frac{16\pi}{2\lambda+1}}\frac{B(E\lambda, I_iK \to I_fK)^{1/2}}{C^{I_fK}_{I_iK\lambda 0}} \quad (\lambda = 2, 3). \end{aligned} \tag{13}$$



Энергии $E(1^-)$ нижайших состояний отрицательной четности в четно-четных изотопах No, Rf, Sg, Hs и Ds. Сплошными линиями представлены результаты, полученные в рамках кластерной модели ДЯС (7). Оценки, полученные с помощью выражения (12), даны штриховыми линиями

Величины переходных моментов для переходов из основного состояния в состояния полосы переменной четности приведены в таблице.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках кластерной модели ДЯС рассчитаны полосы переменной четности в изотопных цепочках трансфермиевых ядер с $Z = 102-110$. Предсказаны величины энергий нижайших возбуждений отрицательной четности $E(1^-)$ и переходных дипольного D_0, квадрупольного Q_2 и октупольного Q_3 моментов. Показано, что наиболее мягкими по отношению к зеркально-асимметричной деформации оказываются изотопы Ds. Получено выражение, позволяющее оценить эволюцию энергии нижайшего 1^--состояния с изменением массы ядра. Рассчитаны критические угловые моменты $I_{\rm crit}$, при которых происходит фазовый переход к стабильной зеркально-асимметричной деформации.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант № 075-10-2020-117).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Reiter P. et al.* Ground-State Band and Deformation of the $Z = 102$ Isotope ^{254}No // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. P. 509;
   Reiter P. et al. Entry Distribution, Fission Barrier, and Formation Mechanism of $^{254}_{102}$No // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3542.
2. *Leino M. et al.* In-Beam Study of ^{254}No // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 6, No. 1. P. 63–69.
3. *Hessberger F. P.* Experiments on the Synthesis of New Superheavy Elements // Acta Phys. Slovaca. 1999. V. 49, No. 1. P. 43;
   Hessberger F. P. et al. Decay Properties of Neutron-Deficient Nuclei in the Region $Z = 86-92$ // Eur. Phys. J. A. 2000. V. 8. P. 521–535;
   Hofmann S. et al. The New Isotope ^{270}110 and Its Decay Products ^{266}Hs and ^{262}Sg // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 5–10;
   Hessberger F. P. et al. Decay Properties of Neutron-Deficient Isotopes ^{256,257}Db, ^{255}Rf, ^{252,253}Lr // Ibid. V. 12. P. 57–67.
4. *Herzberg R.-D. et al.* Spectroscopy of Transfermium Nuclei: $^{252}_{102}$No // Phys. Rev. C. 2001. V. 65. P. 014303.
5. *Butler P. A. et al.* Conversion Electron Cascades in $^{254}_{102}$No // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 202501.
6. *Leino M., Hessberger F. P.* The Nuclear Structure of Heavy-Actinide and Transactinide Nuclei // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 2004. V. 54, No. 175. P. 175–215.
7. *Humphreys R. D. et al.* In-Beam Electron Spectroscopy of ^{226}U and ^{254}No // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 064324.
8. *Ackermann D.* Beyond Darmstadtium — Status and Perspectives of Superheavy Element Research // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 25. P. 577–582.
9. *Greenlees P. T. et al.* In-Beam and Decay Spectroscopy of Transfermium Elements // Ibid. P. 599–604.
10. *Eeckhaudt S. et al.* In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy of ^{254}No // Ibid. P. 605–607.
11. *Reiter P. et al.* Structure of the Odd-A, Shell-Stabilized Nucleus $^{253}_{102}$No // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 032501.
12. *Bastin J. E. et al.* In-Beam Gamma-Ray and Conversion Electron Study of ^{250}Fm // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 024308.
13. *Hofmann S., Münzenberg G.* The Discovery of the Heaviest Elements // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 733.
14. *Sobiczewski A., Muntian I., Patyk Z.* Problem of “Deformed” Superheavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 034306.
15. *Moller P. et al.* Nuclear Ground-State Masses and Deformations // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185–381.
16. *Ahmad I., Butler P. A.* Octupole Shapes in Nuclei // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1993. V. 43. P. 71–116.

17. *Butler P. A., Nazarewicz W.* Intrinsic Reflection Asymmetry in Atomic Nuclei // Rev. Mod. Phys. 1996. V. 68. P. 349.
18. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Scheid W.* Cluster Interpretation of Parity Splitting in Alternating Parity Bands // Phys. Lett. B. 2002. V. 526, No. 3–4. P. 322–328.
19. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Scheid W.* Cluster Interpretation of Properties of Alternating Parity Bands in Heavy Nuclei // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 014313.
20. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Palchikov Yu. V., Scheid W.* Cluster Effects in the Structure of the Ground State and Superdeformed Bands of ^{60}Zr // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 054303.
21. *Adamian G. G. et al.* Dinuclear System Phenomena in Nuclear Structure and Nuclear Reactions // Acta Phys. Polon. B. 2003. V. 34. P. 2147.
22. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Shneidman T. M.* Cluster Interpretation of Parity Doublet Rotational Bands in Odd-Mass Nuclei // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 064318.
23. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V., Palchikov Yu. V., Scheid W., Shneidman T. M.* Decay out of Superdeformed Bands in the Mass Region $A \approx 190$ within a Cluster Approach // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 054310.
24. *Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V.* Mass Parameters for a Dinuclear System // Nucl. Phys. A. 1995. V. 584. P. 205–220.
25. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Ivanova S. P., Scheid W.* Relationship between Dinuclear Systems and Nuclei in Highly Deformed States // Nucl. Phys. A. 2000. V. 671. P. 119–135.
26. *Wang M., Huang W. J., Kondev F. G., Audi G., Naimi S.* The AME 2020 Atomic Mass Evaluation (II). Tables, Graphs and References // Chin. Phys. C. 2021. V. 45. P. 030003.
27. *Adamian G. G. et al.* Effective Nucleus–Nucleus Potential for Calculation of Potential Energy of a Dinuclear System // Intern. J. Mod. Phys. E. 1996. V. 5. P. 191.
28. *Migdal A. B.* Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei. New York: Wiley, 1967. P. VII–319.
29. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V.* Possible Alternative Parity Bands in the Heaviest Nuclei // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 034316.
30. *Shneidman T. M., Adamian G. G., Antonenko N. V., Jolos R. V.* Cluster Approach to the Structure of Nuclei with $Z \geqslant 96$ // Phys. At. Nucl. 2007. V. 70. P. 1452–1456.
31. *Gregor E. T. et al.* Decay Properties of the 3_1^- Level in ^{96}Mo // J. Phys. G. 2019. V. 46. P. 075101.
32. *Belyaev S. T.* Concerning the Calculation of the Nuclear Moment of Inertia // Nucl. Phys. 1961. V. 24, No. 2. P. 322–325.
33. *Jolos R. V., von Brentano P.* Angular Momentum Dependence of the Parity Splitting in Nuclei with Octupole Correlations // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. R2301.
34. *Mardyban E. V., Shneidman T. M., Kolganova E. A., Jolos R. V., Zhou S.-G.* Analytical Description of Shape Transition in Nuclear Alternating Parity Bands // Chin. Phys. C. 2018. V. 42. P. 124104.

Получено 6 июня 2022 г.