

ИЗУЧЕНИЕ ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ИЗОТОПОВ РАДИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ ХАРТРИ–ФОКА–БОГОЛЮБОВА С СИЛАМИ СКИРМА

© 2021 г. В. И. Куприков¹⁾, В. Н. Тарасов^{1)*}

Поступила в редакцию 20.02.2021 г.; после доработки 31.03.2021 г.; принята к публикации 01.04.2021 г.

На основе метода Хартри–Фока–Боголюбова с эффективным взаимодействием Скирма проведено исследование изменений октупольной деформации ядер в цепочке четно-четных изотопов радия. Спаривание нуклонов описывалось зависящими от плотности нуклонов силами спаривания нулевого радиуса действия смешанного типа. В расчетах использованы наложенные условия на квадрупольный и октупольный моменты ядер. Исследована зависимость вычисленных характеристик ядер от выбора силы спаривания. Расчеты показывают, что наблюдается сильная зависимость октупольной деформации ядер от выбора параметров силы спаривания нуклонов.

DOI: 10.31857/S004400272105010X

1. Одной из важнейших характеристик атомных ядер является их форма. Деформацию формы атомных ядер, как правило, характеризуют моментами распределения плотности нуклонов в ядрах или параметрами деформации ядер. Существование стабильной квадрупольной деформации ядер рассматривалось, начиная с ранних этапов развития ядерной физики [1, 2]. Экспериментальные данные указывают на наличие квадрупольных моментов у значительной части известных атомных ядер, что соответствует представлению об аксиально-симметричной форме распределения плотности нуклонов ядер — эллипсоидальной форме. Такая форма обладает аксиальной симметрией и симметрией по отношению к отражению относительно координатных плоскостей. Нарушение симметрии по отношению к координатной плоскости, перпендикулярной оси симметрии ядра, при сохранении аксиальной симметрии приводит к возникновению октупольных моментов деформации ядра. Ядра с октупольной деформацией формы по сравнению с ядрами, обладающими квадрупольной деформацией, представлены небольшими областями Z и A . К настоящему времени проведено значительное количество теоретических и экспериментальных исследований проявлений существования октупольных деформаций (грушевидных форм) атомных ядер. Ранние теоретические и экспериментальные исследования этого направления ядерной физики вплоть до середины 1990-х гг.

рассмотрены в обширном обзоре [3]. В работах [4, 5] наряду с обзором теоретических достижений в исследовании октупольных деформаций представлена наиболее полно экспериментальная ситуация. В частности, показано, что экспериментальные данные о величинах октупольной деформации имеются только для небольшой группы ядер [5].

Одними из наиболее фундаментальных микроскопических самосогласованных подходов к изучению свойств ядер являются подходы, основанные на методе Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) или методе Хартри–Фока (ХФ) [6, 7] с эффективными силами, либо на релятивистской теории Хартри–Боголюбова (РХБ) [8–10]. Эти же подходы широко применялись и для расчетов свойств ядер с учетом возможной октупольной деформации в работах [11–15]. Последние достижения в этом направлении исследований представлены в работах [14, 15], в которых на основе ХФБ- и РХБ-подходов проведено исследование грушевидных форм четно-четных ядер с различными наборами взаимодействий не только для ранее известных областей ядер по Z и A , но предсказано существование новых областей ядер, обладающих грушевидной формой. В работах [11–15] также приведена обширная библиография, описывающая современное состояние исследований проявлений грушевидных форм ядер на основе ХФБ- и РХБ-подходов с разными типами взаимодействий.

Несмотря на большой массив исследований проявлений октупольной деформации ядер в ХФБ- и РХБ-подходах недостаточно исследовано влияние выбора параметров сил спаривания как на

¹⁾Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина.

*E-mail: vtarasov@kipt.kharkov.ua

конечную вычисляемую величину параметра октупольной деформации, так и на величину области существования ядер, обладающих октупольной деформацией.

Целью настоящей работы является исследование влияния выбора параметров силы спаривания на величину октупольной деформации. В качестве примера нами рассматривались изотопы радия с $A = 218-228$ в приближении ХФБ с взаимодействием Скирма.

2. В настоящей работе свойства основного состояния четно-четных изотопов радия были изучены на основе метода ХФБ с зависящим от плотности нуклонов эффективным взаимодействием Скирма. Для этого мы применили компьютерный код HFVTHO v2.00d [16]. Этот код решает систему стационарных уравнений ХФБ методом итераций в предположении аксиальной симметрии формы ядра с сохранением или нарушением отражательной симметрии в ядре. При решении уравнений ХФБ в коде используется разложение однонуклонных волновых функций по базису волновых функций аксиально-деформированного гармонического осциллятора. В разложении однонуклонных волновых функций нами учитывались все базисные волновые функции гармонического осциллятора, для которых главное осцилляторное квантовое число не превышает $N_0 = 18$. Такая размерность базиса для рассматриваемой области массовых чисел ядер достаточно большая, и это минимизирует влияние выбора осцилляторных параметров базиса на результаты расчетов. При вычислении матричных элементов нами использовались 24 узла квадратурных формул Гаусса–Лягерра и Гаусса–Эрмита. Нами проводились контрольные расчеты при $N_0 = 20, 40$ узлах Гаусса–Лягерра и Гаусса–Эрмита, которые не привели к заметному изменению результатов расчетов. При нарушении отражательной симметрии в ядре используется удвоенное количество узлов квадратурных формул Гаусса–Эрмита.

Данный код позволяет решать систему уравнений ХФБ с наложенными условиями на восемь мультипольных моментов ядер, а также допускает решение уравнений без наложенных условий на указанные деформации. Мы использовали в наших расчетах наложенные условия на дипольную, квадрупольную и октупольную деформации ядер. Во всех наших расчетах наложенные условия на массовый дипольный момент ядра: $Q_{10} = 0$. Параметры квадрупольной и октупольной деформаций плотности распределения нуклонов определены аналогично работе [14]:

$$\beta_2 = Q_{20} / \left(\sqrt{\frac{16\pi}{5}} \frac{3}{4\pi} AR_0^2 \right), \quad (1)$$

Таблица 1. Наборы параметров сил спаривания

Взаимодействие	$V_n, \text{ МэВ } \Phi\text{М}^3$	$V_p, \text{ МэВ } \Phi\text{М}^3$
SkM*		
V1	-233.22	-233.22
V2	-265.25	-340.0625
V3	-271.88	-348.56
V4	-278.51	-357.06
V5	-291.775	-374.0687
SLy4		
V6	-286	-286
V7	-310	-360
V8	-325.5	-378

$$\beta_3 = Q_{30} / \left(\sqrt{\frac{16\pi}{7}} \frac{3}{4\pi} AR_0^3 \right),$$

где Q_{20} и Q_{30} — массовые квадрупольный и октупольный моменты ядер как в [14], A — число нуклонов в ядре и $R_0 = 1.2A^{1/3}$ Фм.

В настоящей работе мы использовали наборы параметров сил Скирма SkM* [17] и SLy4 [18]. В коде HFVTHO v2.00d спаривание нуклонов описывается зависящими от плотности нуклонов силами спаривания нулевого радиуса действия. Мы использовали смешанную форму сил спаривания [16, 19]:

$$v(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = V_\tau \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[\frac{\rho(\mathbf{R})}{\rho_0} \right] \right\} \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2)$$

где V_τ — параметр сил спаривания для нейтронов ($\tau = n$) и протонов ($\tau = p$), $\rho_0 = 0.16 \text{ Фм}^{-3}$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ — относительный радиус-вектор и радиус-вектор центра масс взаимодействующих нуклонов. Наборы параметров сил спаривания, которые мы использовали в наших расчетах, приведены в табл. 1. Для описания парных корреляций обычно используют спаривательную энергетическую щель Δ_τ для нейтронов и протонов. В настоящее время, как обсуждалось в работе [10], существует несколько определений энергетической щели. В работе [20] показано, что для четно-четных ядер для энергетической щели лучше использовать следующее выражение:

$$\Delta_\tau = \frac{\sum_k u_{k,\tau} \nu_{k,\tau} \Delta_{k,\tau}}{\sum_k u_{k,\tau} \nu_{k,\tau}}, \quad (3)$$

где $\Delta_{k,\tau}$ — диагональные матричные элементы парного поля в каноническом базисе, а $u_{k,\tau}^2$ и

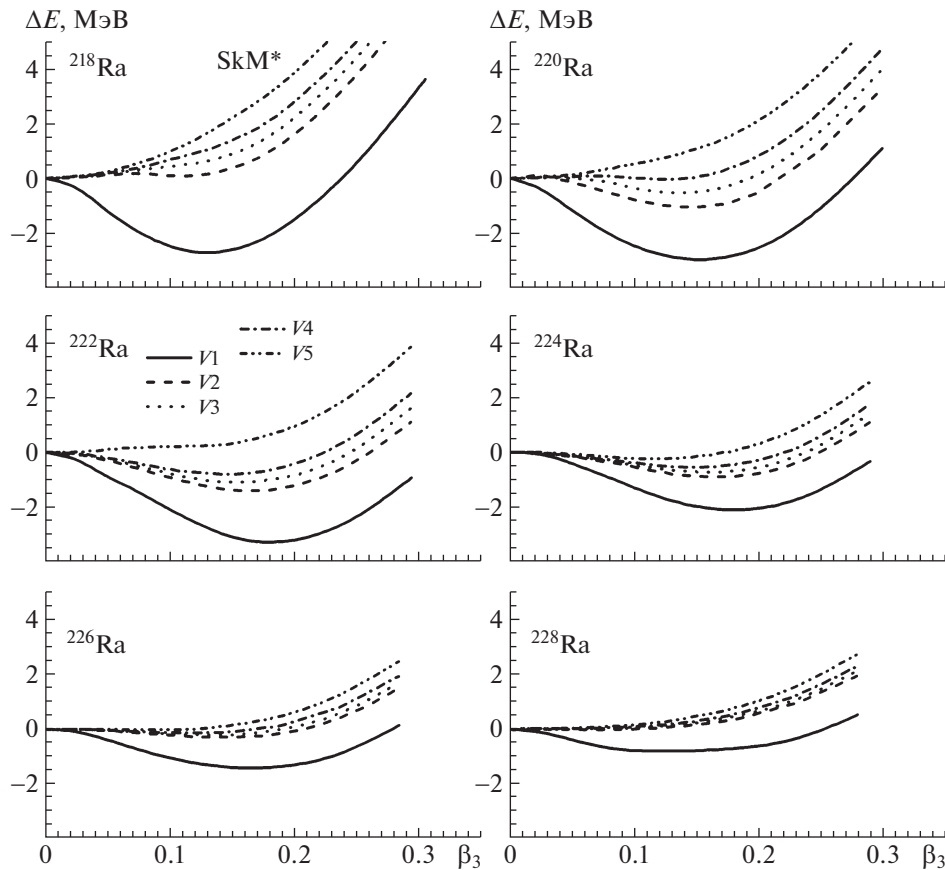


Рис. 1. Разности энергий $\Delta E = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta'_2, \beta'_3 = 0)$ изотопов радия как функции параметра октупольной деформации β_3 , полученные в ХФБ-расчетах с взаимодействием Скирма SkM* с различными наборами параметров сил спаривания.

$v_{k,\tau}^2$ — числа заполнения для протонов и нейтронов. Это же выражение для Δ_τ используется в программном коде HFVTHO v2.00d.

Нами проведены тестовые расчеты с данным кодом HFVTHO v2.00d для изотопов радия с взаимодействием SLy4 при условиях, аналогичных работе [14]. Получено очень хорошее совпадение результатов наших расчетов с результатами расчетов, приведенными в дополнении к работе [14], которые выполнялись с кодом HFVTHO v3.00 [21].

3. Нами выполнены расчеты с силами Скирма SkM* полных энергий ядер E с наложенными условиями на массовый параметр квадрупольной деформации β_2 и на массовый параметр октупольной деформации β_3 . В дальнейшем под энергией связи ядра B мы будем понимать $B = -E$. Для каждого ядра и различных наборов параметров сил спаривания проведены расчеты полных энергий ядер в большом диапазоне значений параметра квадрупольной деформации β_2 (от -0.4 до 1.0) и параметра октупольной деформации β_3 от $(0$ до $0.3)$. Расчеты с наложенными условиями на β_2 и β_3 показали, что в изотопах радия для различных

наборов сил спаривания параметр квадрупольной деформации β_2 в минимумах поверхностей полных энергий ядер $E(\beta_2, \beta_3)$ слабо отличается по величине от вычисленной β'_2 без учета октупольной деформации (такой же результат был получен и в работе [22]). Эту слабую зависимость положения минимума полной энергии ядра от β_2 мы использовали в дальнейшем для расчетов с силами SLy4. Расчеты показывают сильную зависимость полных энергий ядер от β_3 . Увеличение энергии связи ядер при наличии октупольной деформации ядер происходит только вблизи минимумов основного состояния ядер без учета октупольной деформации ($\beta_3 = 0$), и это увеличение зависит от силы спаривания.

На рис. 1 приведены кривые зависимости изменения полной энергии изотопов радия $\Delta E = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta'_2, \beta'_3 = 0)$, вычисленные с взаимодействием Скирма SkM*, от параметра деформации β_3 для различных наборов сил спаривания. Начальные значения β_2 задавались вблизи минимумов полных энергий, полученных из расчетов с наложенными условиями на β_2 и β_3 , и варьировались в процессе расчета, обеспечивая минимум

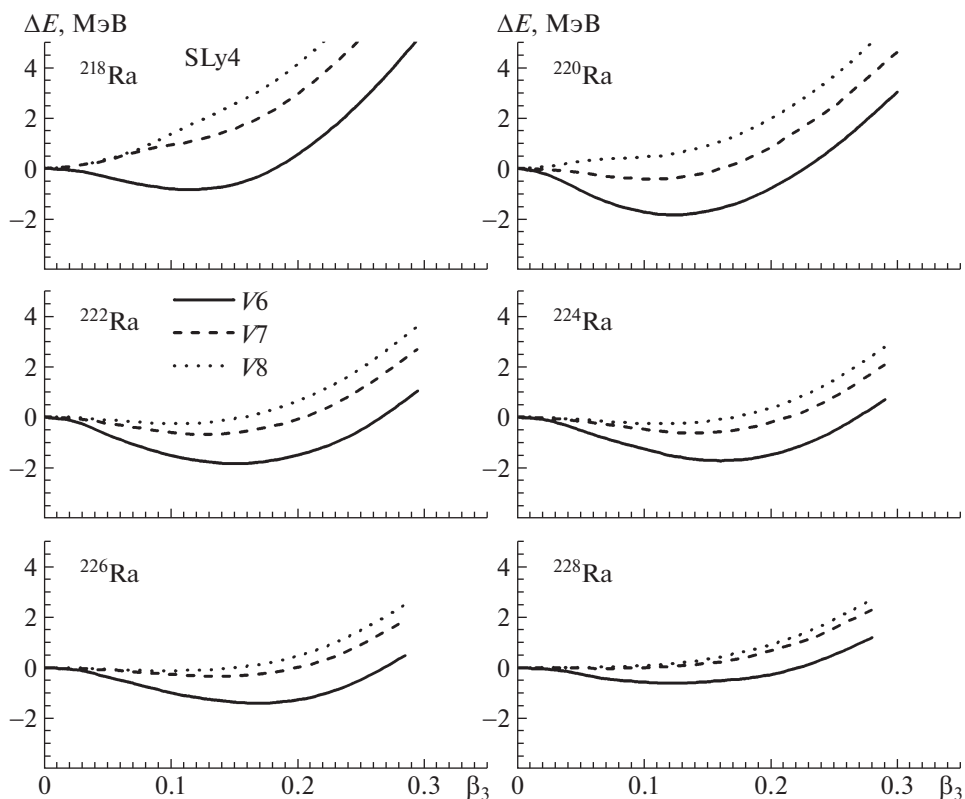


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но с взаимодействием Скирма SLy4.

полной энергии ядра при данном значении параметра деформации β_3 . Пять наборов параметров сил спаривания V1–V5, которые мы использовали при расчетах с взаимодействием Скирма SkM*, приведены в табл. 1. Набор параметров V1, полученный для описания энергетической щели Δ_n в ядре ^{120}Sn с взаимодействием Скирма SkM*, взят из работы [23]. Набор параметров V2 используется в оригинальном коде HFVТНО v2.00d [16] с взаимодействием Скирма SkM*. Наборы параметров V3, V4 и V5 являются производными от набора параметров V2 и получены умножением параметров V2 соответственно на 1.025, 1.05 и 1.1. Из рис. 1 видно, что с взаимодействием Скирма SkM* только самые слабые силы спаривания V1 из рассмотренных нами обеспечивают минимум ΔE для всех рассмотренных нами изотопов. Это приводит к увеличению энергии связи всех рассматриваемых изотопов радия при наличии в них октупольной деформации. Увеличение силы спаривания в изотопах радия приводит к уменьшению глубины минимума зависимости ΔE от β_3 либо к его полному исчезновению.

Для изучения зависимости полученных результатов от выбора параметров взаимодействия Скирма нами были проведены такие же вычисления с взаимодействием Скирма SLy4. На рис. 2 приведены кривые зависимости изменения полной энергии

изотопов радия ΔE от параметра деформации β_3 для различных наборов сил спаривания, вычисленные с взаимодействием Скирма SLy4. Для сил SLy4 начальные значения β_2 для каждого изотопа радия задавались вблизи минимума основного состояния ядра при $\beta_3 = 0$ и варьировались в процессе расчета. Три набора параметров сил спаривания V6, V7 и V8, которые мы использовали при расчетах с взаимодействием Скирма SLy4, приведены в табл. 1. Набор параметров V6 получен для описания величины энергетической щели Δ_n в ядре ^{120}Sn с взаимодействием Скирма SLy4 и взят из работы [24]. Набор параметров V7 предложен нами, а набор параметров V8 — это увеличенные на 5% значения параметров набора V7. Расчеты с взаимодействием Скирма SLy4 подтверждают результаты, полученные нами с взаимодействием Скирма SkM*. Из рис. 2 видно, что с взаимодействием Скирма SLy4 только самые слабые силы спаривания V6 из рассмотренных нами сил спаривания обеспечивают минимум ΔE для всех рассмотренных нами изотопов. Это приводит к увеличению энергии связи всех рассматриваемых изотопов радия при наличии в них октупольной деформации. При расчетах с взаимодействием Скирма SLy4 увеличение силы спаривания в изотопах радия, также как и в случае взаимодействия SkM*, приводит к уменьшению глубины минимума зави-

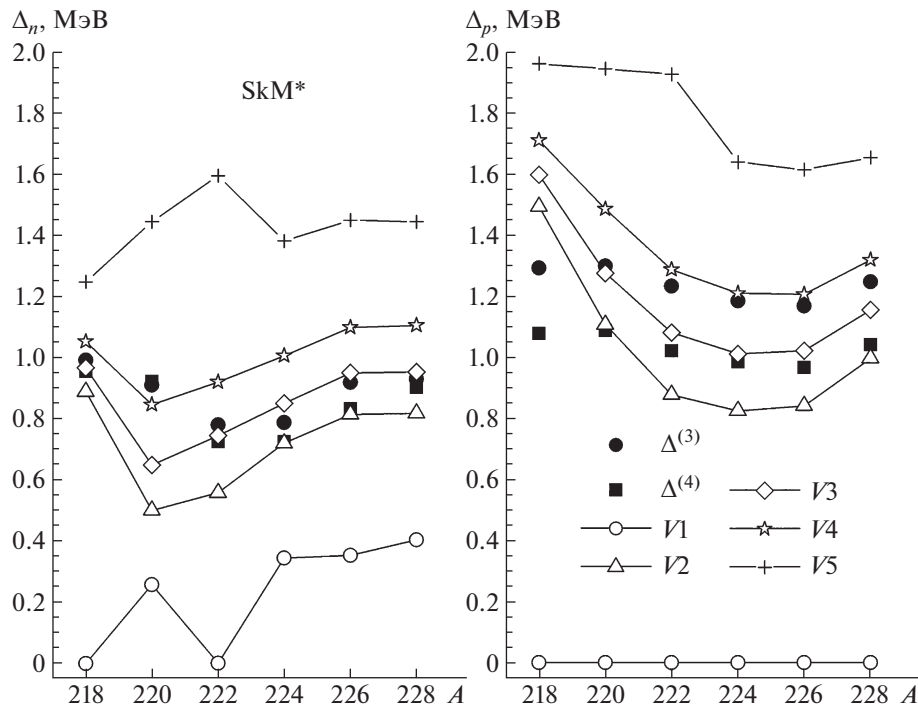


Рис. 3. Сравнение нейтронных и протонных энергетических щелей (3) изотопов радия, вычисленных с взаимодействием Скирма SkM* для различных наборов параметров сил спаривания, со значениями энергетических щелей, вычисленных из четно-нечетных разностей масс соседних ядер (4)–(7).

симости ΔE от β_3 либо к его полному исчезновению.

Приведенные выше расчеты с взаимодействиями Скирма SkM* и SLy4 с наложенными условиями на β_2 и β_3 позволили нам определить окрестности минимумов зависимостей полной энергии $E(\beta_2, \beta_3)$ для всех рассматриваемых в работе изотопов радия со всеми вариантами сил спаривания из табл. 1. После расчетов с наложенными условиями проводились уточняющие расчеты без наложенных условий на β_2 и β_3 в окрестности минимума зависимости $E(\beta_2, \beta_3)$ для более точного определения минимальных значений полных энергий ядер. Ниже на рис. 3–5 приведены результаты таких уточненных расчетов без наложенных условий на β_2 и β_3 .

Для оценки влияния сил спаривания на рассчитываемые свойства изотопов радия мы использовали средние энергетические щели ядер (3) для нейтронов Δ_n и протонов Δ_p , сравнивая их с энергетическими щелями, вычисленными из четно-нечетных разностей масс соседних ядер. Для расчета нейтронных и протонных энергетических щелей четно-четных ядер из четно-нечетных разностей масс ядер мы использовали различия трех и четырех энергий связи соседних ядер, выраженные через одночастичные энергии отделения нейтрона

S_n или протона S_p в соседних ядрах [20, 25]:

$$\Delta_n^{(3)}(N, Z) = -\frac{1}{2}[S_n(N+1, Z) - S_n(N, Z)], \quad (4)$$

$$\Delta_p^{(3)}(N, Z) = -\frac{1}{2}[S_p(N, Z+1) - S_p(N, Z)], \quad (5)$$

$$\Delta_n^{(4)}(N, Z) = -\frac{1}{4}[S_n(N+1, Z) + S_n(N-1, Z) - 2S_n(N, Z)], \quad (6)$$

$$\Delta_p^{(4)}(N, Z) = -\frac{1}{4}[S_p(N, Z+1) + S_p(N, Z-1) - 2S_p(N, Z)]. \quad (7)$$

Одночастичные энергии отделения нейтрона S_n или протона S_p в ядрах взяты из таблиц работы [25].

На рис. 3 и рис. 4 приведено сравнение энергетических щелей (3) для нейтронов и протонов в изотопах радия, которые были вычислены с взаимодействием Скирма SkM* и SLy4 с наборами параметров сил спаривания V1–V7, со значениями энергетических щелей, вычисленных из четно-нечетных разностей масс соседних ядер (4)–(7). Как видно из рис. 3 для сил SkM* Δ_n , вычисленные согласно (3), с параметрами сил спаривания V1

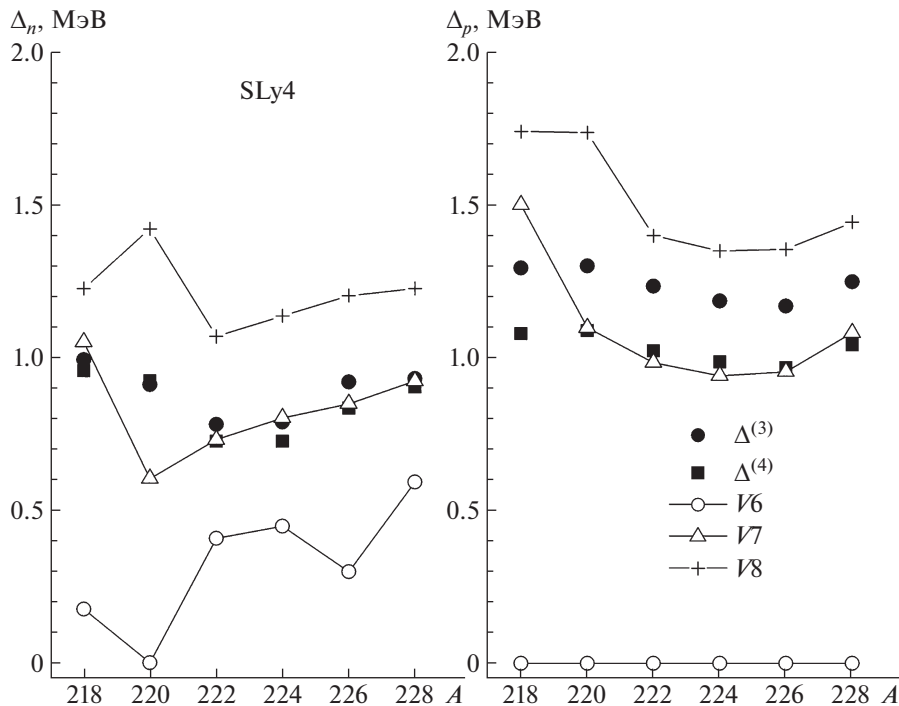


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но с взаимодействием Скирма SLy4.

и V_5 дают соответственно заниженные и завышенные величины по сравнению с $\Delta^{(3)}$ и $\Delta^{(4)}$, которые получены соответственно из (4) и (6). Для Δ_p силы спаривания V_5 также дают завышенное значение энергетической щели, а расчеты с силами V_1 показывают отсутствие спаривания протонов в рассматриваемых изотопах радия. Расчеты с силами спаривания V_2 – V_4 приблизительно с одинаковым качеством согласуются со значениями $\Delta^{(3)}$ и $\Delta^{(4)}$. Наилучшее согласие с $\Delta^{(3)}$ и $\Delta^{(4)}$ дают силы спаривания V_3 . Для сил Скирма SLy4 и параметров V_6 и V_8 , также как и для сил Скирма SkM* с силами спаривания V_1 и V_5 , мы получаем соответственно заниженные или завышенные величины Δ_n и Δ_p по сравнению с $\Delta^{(3)}$ и $\Delta^{(4)}$ для нейтронов и протонов. Силы спаривания V_7 для сил Скирма SLy4 дают наилучшее описание энергетических щелей.

На рис. 5а и 5б приведены результаты расчетов соответственно с силами Скирма SkM* и SLy4 параметров деформации ядер β_2 и β_3 , а также величина $\Delta E_3 = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta_2', \beta_3' = 0)$. Энергию ΔE_3 , которая представляет собой вклад в полную энергию ядра от учета октупольной деформации ядер, будем называть октупольной энергией ядра. На рис. 5а и 5б величины параметров деформации β_2 и β_3 дополнительно варьировались по отношению к расчетам с наложенными условиями для получения уточненного минимального значения $E(\beta_2, \beta_3)$. Приведенные на рис. 5а и 5б расчеты

выполнены с различными наборами параметров сил спаривания, которые обсуждались выше. Как видно из этих рисунков, выбор величины сил спаривания существенно влияет на значения параметров деформации β_2 и β_3 , а также на величину октупольной энергии ΔE_3 . Силы спаривания V_5 для SkM* и V_8 для SLy4 настолько сильны, что это приводит к исчезновению как квадрупольной, так и октупольной деформации некоторых изотопов радия. Авторы работы [26] предполагают, что отсутствие β_3 для легких изотопов радия в расчетах с силами SkM* при учете спаривания в приближении БКШ связано с завышенной величиной силы спаривания. Но при этом в работе [26] не проводилось исследование влияния сил спаривания на величину октупольной деформации. Рисунки 5а и 5б прямо демонстрируют, что увеличение сил спаривания приводит к уменьшению или полному исчезновению квадрупольной и октупольной деформации ядер, а также соответственно к уменьшению или полному исчезновению октупольной энергии. Поэтому при расчетах необходимо контролировать величину сил спаривания, например, как в нашей работе, проводя сравнение вычисленных энергетических щелей с их эмпирическими значениями. В наших расчетах такое сравнение позволяет отдать предпочтение для сил Скирма SkM* силам спаривания V_3 , а для сил Скирма SLy4 — силам спаривания V_7 .

4. В настоящей работе проведены расчеты в приближении ХФБ в предположении аксиальной

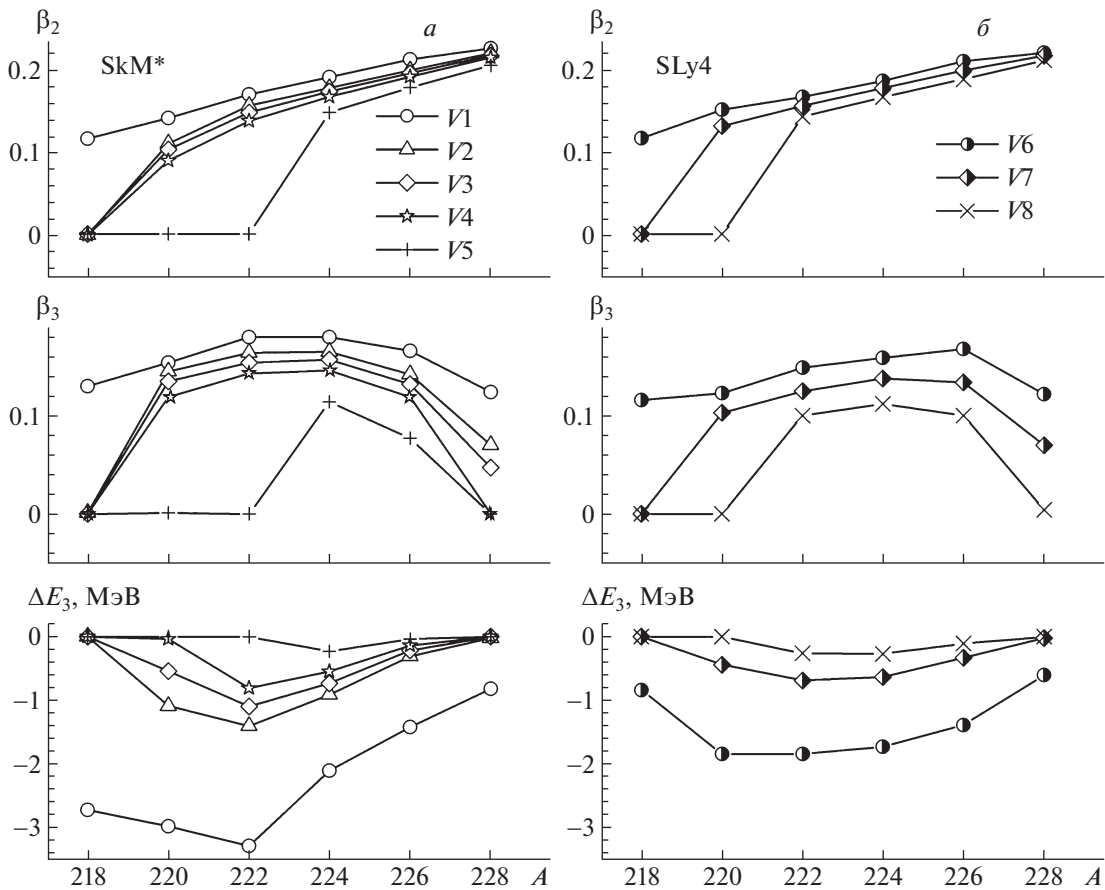


Рис. 5. Параметры деформации изотопов радия β_2 и β_3 , а также их октупольные энергии $\Delta E_3 = E(\beta_2, \beta_3) - E(\beta_2', \beta_3' = 0)$, вычисленные с взаимодействием Скирма SkM* (а) и SLy4 (б) для различных наборов параметров сил спаривания.

симметрии ядер с наборами параметров сил Скирма SkM* и SLy4 для изотопов радия с $A = 218$ – 228 , которые в настоящее время интенсивно изучаются на присутствие в них октупольной деформации. Спаривание нуклонов в ядрах описывается силами спаривания нулевого радиуса действия смешанного типа с различными наборами констант сил спаривания. В расчетах использовались наложенные условия на параметры квадрупольной и октупольной деформаций ядер. Для более точного определения минимального значения полной энергии ядра проводились уточняющие расчеты без наложенных условий на β_2 и β_3 в окрестности минимума зависимости $E(\beta_2, \beta_3)$.

Показано, что для рассмотренных изотопов радия октупольная деформация ядер сильно зависит от выбора параметров силы спаривания нуклонов. Из сравнения вычисленных значений протонных и нейтронных энергетических щелей с их значениями, вычисленными из четно-нечетных разностей масс соседних ядер, выбраны предпочтительные значения констант сил спаривания нейтронов и протонов для рассмотренных изотопов радия. Завышенные значения констант сил спаривания

приводят к уменьшению или полному исчезновению квадрупольной и октупольной деформаций в рассмотренных изотопах радия. Отметим также, что для более точного описания октупольных деформаций ядер, по-видимому, необходимо, помимо дальнейшего изучения влияния парных корреляций в ядрах, проведение дополнительных исследований влияния проектирования на состояние с определенным угловым моментом ядра на описание октупольных деформаций, которое не выполнялось в настоящей работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2 [A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2].
2. В. Г. Соловьев, *Теория сложных ядер* (Наука, Москва, 1971) [V. G. Soloviev, *Theory of Complex Nuclei* (Pergamon Press, Oxford, 1976)].
3. P. A. Butler and W. Nazarewicz, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 349 (1996).
4. P. A. Butler, *J. Phys. G* **43**, 073002 (2016).
5. P. A. Butler, *Proc. Roy. Soc. A* **476**, 20200202 (2020).

6. M. Bender, P.-H. Heenen, and P.-G. Reinhard, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 121 (2003).
7. M. V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, S. Pittel, and D. J. Dean, *Phys. Rev. C* **68**, 054312 (2003).
8. J. Meng, H. Toki, S. G. Zhou, S. Q. Zhang, W. H. Long, and L. S. Geng, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **57**, 470 (2006).
9. T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **66**, 519 (2011).
10. S. E. Agbemava, A. V. Afanasjev, D. Ray, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **89**, 054320 (2014).
11. S. E. Agbemava, A. V. Afanasjev, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **93**, 044304 (2016).
12. S. E. Agbemava and A. V. Afanasjev, *Phys. Rev. C* **96**, 024301 (2017).
13. L. M. Robledo, T. R. Rodríguez, and R. R. Rodríguez-Guzmán, *J. Phys. G* **46**, 013001 (2019).
14. Y. Cao, S. E. Agbemava, A. V. Afanasjev, W. Nazarewicz, and E. Olsen, *Phys. Rev. C* **102**, 024311 (2020).
15. Mengzhi Chen, Tong Li, Jacek Dobaczewski, and Witold Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **103**, 034303 (2021).
16. M. V. Stoitsov, N. Schunck, M. Kortelainen, N. Michel, H. Nam, E. Olsen, J. Sarich, and S. Wild, *Comput. Phys. Commun.* **184**, 1592 (2013).
17. J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet, and H.-B. Hekansson, *Nucl. Phys. A* **386**, 79 (1982).
18. E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **635**, 231 (1998); **643**, 441 (Erratum) (1998).
19. J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, and M. V. Stoitsov, *Eur. Phys. J. A* **15**, 21 (2002).
20. A. V. Afanasjev, S. E. Agbemava, D. Ray, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **91**, 014324 (2015).
21. R. N. Perez, N. Schunck, R.-D. Lasserri, C. Zhang, and J. Sarich, *Comput. Phys. Commun.* **220**, 363 (2017).
22. E. Olsen, J. Eler, W. Nazarewicz, and M. Stoitsov, *J. Phys: Conf. Ser.* **402**, 012034 (2012).
23. Jun Li, Gianluca Colò, and Jie Meng, *Phys. Rev. C* **78**, 064304 (2008).
24. M. V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, and P. Ring, *Comput. Phys. Commun.* **167**, 43 (2005).
25. Meng Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and Xing Xu, *Chin. Phys. C* **41**, 030003 (2017).
26. S. Ebata and T. Nakatsukasa, *Phys. Scr.* **92**, 064005 (2017).

THE STUDY OF OCTUPOL DEFORMATION OF RADIUM ISOTOPES IN THE HARTREE–FOCK–BOGOLIUBOV APPROXIMATION WITH THE SKYRME FORCES

V. I. Kuprikov¹⁾, V. N. Tarasov¹⁾

¹⁾ *National Science Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, Ukraine*

The study of changes of the octupole deformation of nuclei in the chain of even–even radium isotopes was carried out on the base of the Hartree–Fock–Bogoliubov method with the Skyrme nucleon–nucleon interaction. The pairing of nucleons was described by the mixed-type zero-range pairing forces, which depend on the nucleon density. The constrained conditions on the quadrupole and octupole moments of nuclei were used in the calculations. The dependence of the calculated characteristics of nuclei on the choice of the pairing strength was investigated. The calculations show that there is a strong dependence of the octupole deformation of nuclei on the choice of the parameters of the nucleon pairing force.