

ГРАНИЦА НЕЙТРОННОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ЯДЕР В ОКРЕСТНОСТИ НЕЙТРОННОГО МАГИЧЕСКОГО ЧИСЛА $N = 184$

© 2019 г. В. Н. Тарасов^{1)*}, В. И. Куприков¹⁾, Д. В. Тарасов¹⁾

Поступила в редакцию 12.06.2019 г.; после доработки 12.06.2019 г.; принята к публикации 12.06.2019 г.

Проведены расчеты свойств основного состояния четно-четных ядер в широкой области массовых чисел, включая ядра с нейтронным избытком в окрестности нейтронной границы стабильности. Расчеты свойств этих ядер основаны на методе самосогласованного релятивистского и нерелятивистского среднего поля при учете аксиальной деформации ядер. Особое внимание уделялось ядрам за пределами теоретически известной границы нейтронной стабильности, которые образуют в (N, Z) -пространстве при $N = 184$ полуостров ядер, стабильных по отношению к испусканию одного или двух нейтронов.

DOI: 10.1134/S0044002719060126

1. Изучение структуры ядер с экстремальным нейтронным избытком (ЭНИ) [1] и детализация знаний о положении и форме границы нейтронной стабильности (ГНС) являются одними из важных направлений исследований ядерной физики. Эксперименты с использованием радиоактивных пучков, проводимые в разных лабораториях мира, позволяют изучать свойства экзотических ядер, которые значительно удалены от долины стабильности и имеют большое значение N/Z . В ближайшем будущем завершение строительства центров для изучения свойств экзотических ядер [1] создаст новые возможности для приближения к границе существования атомных ядер.

К настоящему времени одним из наиболее фундаментальных теоретических подходов для изучения свойств ядер с избытком нейтронов и определения положения ГНС является подход, основанный на использовании метода Хартри–Фока (ХФ) или метода Хартри–Фока–Боголюбова (ХФБ) [2, 3] с эффективными силами, либо использование релятивистской теории Хартри–Боголюбова (РХБ) [4–6]. Вопрос о существовании островов или полуостровов нейтронной стабильности (ПОС) ядер с очень большим избытком нейтронов за пределами ГНС ядер обычно не рассматривается, так как предполагается [7], что за пределами ГНС ядра не могут быть стабильными по отношению к испусканию одного или двух нейтронов.

Определение положения ГНС обычно заключается в том, что при последовательном возрастании

числа нейтронов в цепочке изотопов определяется последний изотоп, имеющий положительное значение энергии отрыва одного нейтрона. Такая процедура основана на предположении, что любая прямая линия в пространстве переменных (N, Z) , которая соответствует фиксированному числу протонов Z , пересекает линию, изображающую ГНС, только один раз. Если предположить, что форма линии, изображающая эту границу, имеет более сложную структуру, тогда исследование нейтронной стабильности необходимо продолжить далеко за пределы ГНС. В наших работах [8–14] было показано, что в окрестности нейтронных магических чисел при фиксированном Z с возрастанием N в точках пространства (N, Z) , соответствующих ГНС, ядра теряют нейтронную стабильность. При последующем добавлении к изотопу некоторого числа нейтронов стабильность изотопов восстанавливается, что приводит к образованию полуострова стабильности на (N, Z) -диаграмме.

В работах [8–14] на основе метода ХФ с эффективными силами Скирма с учетом аксиальной деформации и спаривания в приближении БКШ мы исследовали возможность существования островов или полуостровов стабильности ядер с очень большим избытком нейтронов за пределами ГНС ядер. Наши расчеты показали проявление качественного эффекта для ядер с экстремально большим избытком нейтронов в окрестности магических чисел и “новых” магических чисел $N = 32, 58, 82, 126, 184, 258$, который заключается в том, что за пределами ГНС предсказывается существование ПОС. Положение этих ПОС наблюдается при одних и тех же N в пространстве (N, Z) и не зависит от выбора рассмотренных нами сил

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

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

Скирма. От выбора параметризации сил Скирма зависит протяженность ПОС и координаты N и Z окончания ПОС в пространстве (N, Z) . Теоретически предсказанные в наших расчетах ПОС в окрестности магических чисел вблизи ГНС и за ее пределами представляют собой проявление оболочечных эффектов, так как восстановление нейтронной стабильности рассмотренных изотопов далеко за пределами $2n$ ГНС и формирование ПОС за пределами ГНС связано с полным заполнением нейтронных подоболочек с большой величиной орбитального момента [8–14].

Очевидно, что использование метода ХФ с эффективными силами Скирма для описания свойств ядер с экстремальным избытком нейтронов вблизи ГНС и за ее пределами представляет собой экстраполяцию как наших знаний о свойствах сил, так и возможность применения используемого метода расчетов в область, очень удаленную от долины стабильности. Это приводит к необходимости в проведении дополнительных исследований устойчивости полученных нами результатов для экстремально удаленных от долины стабильности ядер. Если полученные результаты, заключающиеся в существовании ПОС за пределами ГНС, являются общим свойством ядер в рассматриваемой области N и Z , тогда можно ожидать аналогичного проявления оболочек с большим значением орбитального момента и в других подходах, основанных на представлении о среднем поле, таких как ХФБ и РХБ.

Целью данной работы является исследование качественного эффекта — предсказания существования ПОС для ядер с экстремально большим избытком нейтронов в окрестности магического числа $N = 184$ за пределами ГНС на основе РХБ с современными моделями лагранжианов DD-PC1 и DD-ME2 [15, 16]. Выбор магического числа $N = 184$ связан с тем, что в наших расчетах для сил Скирма [11–14] было показано, что для этого числа протяженность ПОС в пространстве (N, Z) была наибольшей.

2. В данной работе были изучены свойства основного состояния четно-четных изотопов в широкой области массовых чисел, включая ядра с нейтронным избытком в окрестности ГНС на основе метода РХБ с использованием современных моделей лагранжианов DD-PC1 и DD-ME2. Особенное внимание уделено расчетам свойств ядер с экстремально большим избытком нейтронов в окрестности магического числа $N = 184$ за пределами ГНС. Для расчетов мы использовали компьютерный код DIRHBZ из пакета программ DIRHB [17]. Код DIRHBZ позволяет решать систему стационарных уравнений Дирака–Хартри–Боголюбова методом итераций в предположении аксиальной симметрии формы ядра. При решении

уравнений Дирака в коде DIRHBZ, также, как и в наших расчетах [8–14] на основе метода ХФ с силами Скирма, используется разложение однонуклонных волновых функций по базису собственных волновых функций аксиально-деформированного гармонического осциллятора. В этом разложении учитывались все базисные функции, для которых главное осцилляторное квантовое число не превышает $N_f = 18$ (1330 базисных функций). При решении уравнений Клейна–Гордона для мезонных полей (в расчетах с взаимодействием DD-ME2) также использовался базис волновых функций аксиально-деформированного гармонического осциллятора с теми же частотами ω_r и ω_z , что и для однонуклонных волновых функций. При этом использовалась большая размерность базиса $N_b = 20$ (1771 базисных функций). Наши расчеты показали, что для рассматриваемой области массовых чисел ядер такие размерности базиса достаточно большие. Это минимизирует влияние выбора осцилляторных параметров базиса на результаты расчетов. При вычислении матричных элементов нами, как и в оригинальном коде, использовалось 48 узлов квадратурных формул Гаусса–Лагерра и Гаусса–Эрмита.

Код DIRHBZ позволяет решать систему уравнений Дирака–Хартри–Боголюбова с наложенными условиями на квадрупольную деформацию ядер. Для определения наиболее связанного состояния ядра все расчеты свойств рассмотренных нами ядер были выполнены с наложенными условиями на параметр квадрупольной деформации β_2 в интервале $-0.4 \leq \beta_2 \leq 0.7$. Для более точного определения минимального значения полной энергии ядра E проводились уточняющие расчеты без наложенных условий в окрестности минимума зависимости $E(\beta_2)$.

Спаривание нуклонов в используемом нами коде описывается сепарабельным парным взаимодействием конечного радиуса действия следующего вида:

$$V_{n(p)}(\mathbf{r}_1\sigma_1, \mathbf{r}_2\sigma_2, \mathbf{r}'_1\sigma'_1, \mathbf{r}'_2\sigma'_2) = \quad (1)$$

$$= G_{n(p)}\delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}')P(r)P(r')\frac{1}{2}(1 - P_\sigma),$$

где P_σ — оператор перестановки спинов, $G_{n(p)}$ — константа сил спаривания для нейтронов (протонов) и $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ — относительный радиус-вектор и радиус-вектор центра масс взаимодействующих нуклонов, а функция $P(r)$ определяется гауссианом

$$P(r) = (4\pi a^2)^{-3/2}e^{-r^2/4a^2}, \quad (2)$$

где a определяет эффективную область действия сил спаривания. Результаты расчетов, представленные в настоящей работе, получены с парамет-

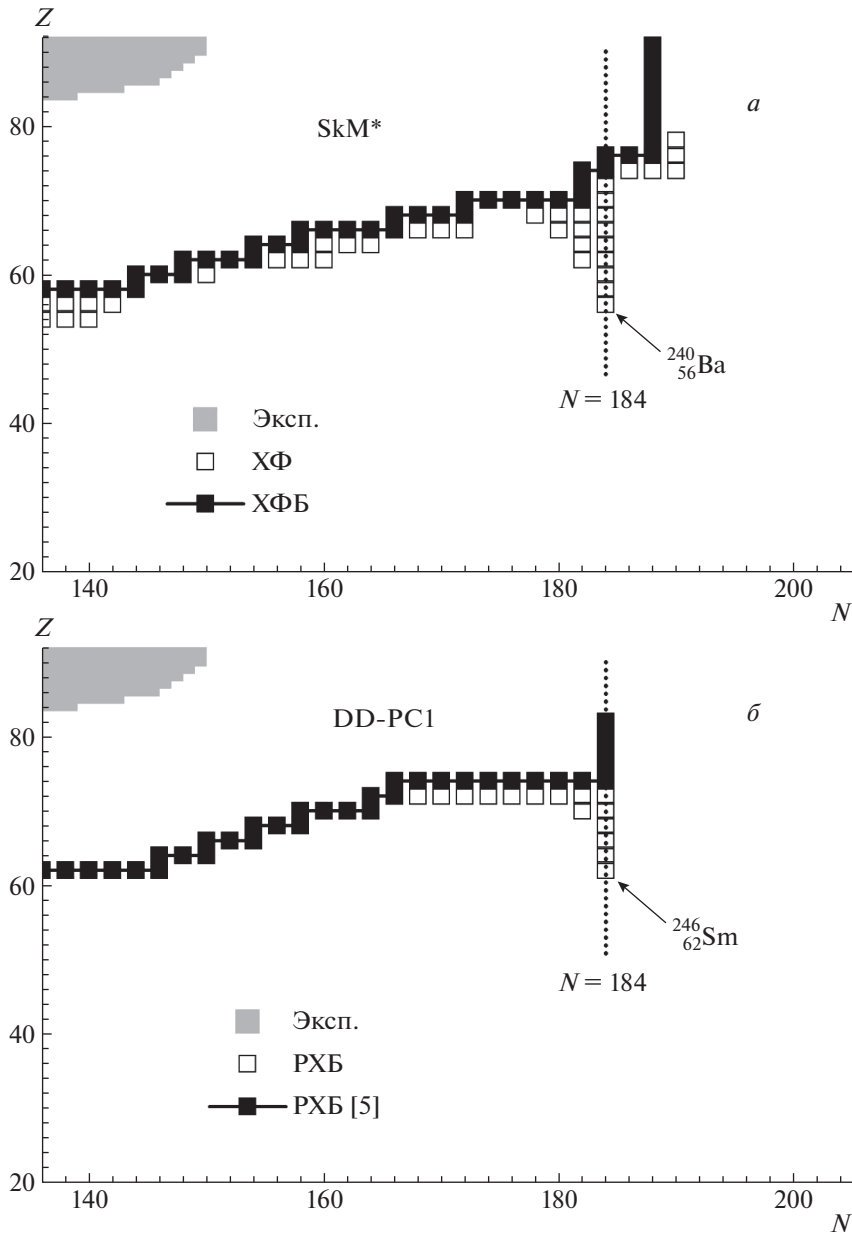


Рис. 1. (N, Z) -диаграмма атомных ядер. *а* – ХФ-расчеты с силами Скирма SkM^* , *б* – РХБ-расчеты для взаимодействия DD-PC1. Светлые квадратики – стабильные ядра по отношению к испусканию одного нейтрона в наших расчетах. Сплошная кривая и черные квадраты – $1n$ ГНС, полученная на основе расчетов методом ХФБ [3] с силами SkM^* , и РХБ-расчеты [5] с взаимодействием DD-PC1. Точечные линии – магическое число $N = 184$. Область серого цвета – известные из эксперимента атомные ядра.

рами спаривательного взаимодействия (1) $G_n = G_p = -728 \text{ МэВ Фм}^3$, $a = 0.644 \text{ Фм}$, которые используются в оригинальном коде DIRHBZ и в работах разных авторов. Отметим, что в работе [5] проведены обширные расчеты свойств ядер от протонной границы стабильности до ГНС в диапазоне $2 \leq Z \leq 118$ для взаимодействия (1) с параметрами $G_n = G_p = -f(Z) * 738 \text{ МэВ Фм}^3$, $a = 0.636 \text{ Фм}$,

где $f(Z) \geq 1$ – численный коэффициент, который зависит от рассматриваемого диапазона ядер. Однако, как показано в работе [18], такие параметры сил спаривания не обеспечивают описание резких изменений величин среднеквадратичных радиусов нейтроноизбыточных изотопов Sg и Zr в окрестности $N = 60$. В [18] показано, что использование параметров $G_n = G_p = -728 \text{ МэВ Фм}^3$, $a =$

$= 0.644$ Фм более предпочтительно по сравнению с упомянутыми выше параметрами.

Распределения плотности нейтронов и протонов ядер, образующих ПОС, обладают сферической симметрией [8–14]. Поэтому для ПОС одновременно с расчетом в DIRHBZ мы проводили дополнительные расчеты непосредственно в координатном пространстве в предположении сферической симметрии, как в работе [19]. Это представляет интерес, так как в случае сферической симметрии ядер вычислять такие характеристики, как распределения плотности нуклонов и потенциалы ядер, точнее и существенно проще в координатном пространстве, чем в DIRHBZ.

3. Рассмотрим результаты, полученные в наших расчетах.

На рис. 1 приведены (N, Z) -диаграммы атомных ядер, на которых представлены наши ХФ-расчеты [11] и ХФБ-расчеты [3] для параметризации сил Скирма SkM^* [20] (рис. 1а), а также настоящие расчеты РХБ в сравнении с данными [5] для расчетов с лагранжианом DD-PC1 (рис. 1б). Подобные диаграммы были получены нами ранее для разных типов параметризации сил Скирма [12, 13]. Область (N, Z) -диаграммы, выделенная серым цветом, показывает известные из эксперимента атомные ядра. Точечной линией показано магическое число $N = 184$. Сплошные линии, соединяющие черные квадратики, показывают $1n$ ГНС, полученные на основе расчетов ХФБ [3] с силами SkM^* и с РХБ [5] с лагранжианом DD-PC1. В наших расчетах положение $1n$ ГНС определялось из условия, что энергии отрыва одного нейтрона $S_n \geq 0$. В данных расчетах величины S_n , также как в работах [8–14], получены в предположении справедливости теоремы Купмана и поэтому могут рассматриваться как приближенная оценка величины энергии отрыва одного нейтрона. Сколь угодно близкое к нулю положительное значение S_n свидетельствует о связанности ядра по отношению к испусканию нейтрона. Отметим, что ГНС, обозначенная на рис. 1а темными квадратиками, определялась из условия достижения $\lambda_n \leq 0$ [3], где λ_n — нейтронный химический потенциал.

На рис. 1а светлые квадратики показывают обнаруженные нами в ХФ-расчетах с силами SkM^* ядра, стабильные по отношению к испусканию одного нейтрона и ПОС, образованный такими ядрами. Положение ПОС в пространстве (N, Z) устойчиво по отношению к выбору эффективных сил [12–15]. Обсуждаемый ПОС образуется при одних и тех же значениях числа $N = 184$. Как уже отмечалось, восстановление стабильности для изотонов, образующих ПОС за пределами $1n$ ГНС, связано с полным заполнением нейтронных оболочек с большим угловым моментом и с внедрением соответствующих нейтронных уровней в

область дискретных связанных состояний [11–15]. Для сил SkM^* и $N = 184$ при полном заполнении нейтронной подоболочки $1j_{15/2}$ окончание ПОС образует ядро ^{240}Ba . В наших РХБ-расчетах с DD-PC1 и $N = 184$ при полном заполнении нейтронной подоболочки $1j_{15/2}$ окончание ПОС образует ядро ^{246}Sm (рис. 1б).

Положение окончания всех ПОС в пространстве (N, Z) определяется выбором типа параметризации сил Скирма (для ХФ) или типом лагранжиана (для РХБ) и зависит от расположенной высоко по энергии части спектра нейтронных квазисвязанных состояний с большим угловым моментом, который генерируется данным типом сил в ХФ-расчетах или типом лагранжиана в расчетах РХБ. Как видно из рис. 1, эффект образования ПОС за пределами ГНС в окрестности магического числа $N = 184$ обладает устойчивостью по отношению к типу расчетов. Внедрение некоторых квазисвязанных состояний с большим угловым моментом в область дискретных связанных состояний при фиксированном значении N будет происходить при разных значениях Z для разных типов параметризации сил (для ХФ-расчетов) или типов лагранжианов (для РХБ-расчетов). Для РХБ-расчетов этот эффект виден на рис. 2, на котором показаны энергии отрыва одного нейтрона S_n для цепочки изотонов с $N = 184$ в зависимости от Z , полученные в расчетах с лагранжианами DD-PC1 и DD-ME2. На этом рисунке стрелками отмечены ядра в окрестности окончания ПОС. Положение окончания ПОС определяется спектром одночастичных состояний, порождаемых в РХБ-расчетах тем или иным типом лагранжиана.

Энергии отрыва одного нейтрона, оцененные с помощью теоремы Купмана, для окончаний ПОС представляют собой малые величины. Поэтому для таких слабосвязанных состояний желательно проводить дополнительные проверочные расчеты. Для ПОС при $N = 184$ РХБ-решения, как мы увидим далее, обладают сферической формой распределения плотности нейтронов и протонов. Это предоставляет нам возможность в релятивистских расчетах использовать сферическое приближение [19], что позволяет проводить дополнительные проверочные вычисления одночастичных энергетических спектров сферических ядер на основе другого вычислительного алгоритма, а также удобно для представления потенциалов в координатном пространстве. На рис. 3 представлены полученные в расчетах в координатном представлении на основе метода [19] последний заполненный одночастичный уровень $1j_{15/2}$ с энергией $E_n = -0.253$ МэВ для изотопа ^{252}Er с взаимодействием DD-ME2 и соответствующий состоянию $1j_{15/2}$ потенциал $U_n(r)$. Для сферического изотопа ^{252}Er расчеты

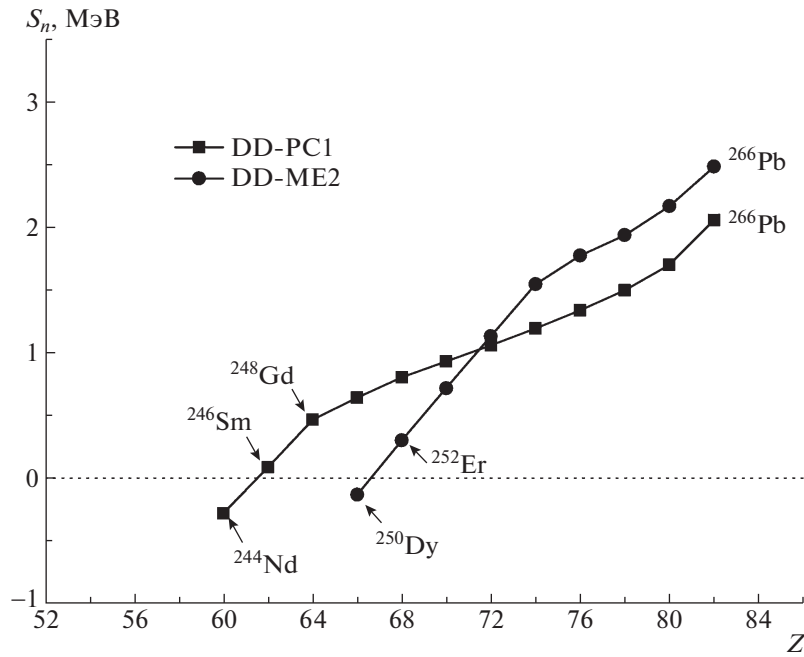


Рис. 2. Энергии отрыва одного нейтрона S_n в зависимости от Z , полученные в РХБ-расчетах для взаимодействия DD-PC1 (■) и DD-ME2 (●) для цепочки изотопов с $N = 184$.

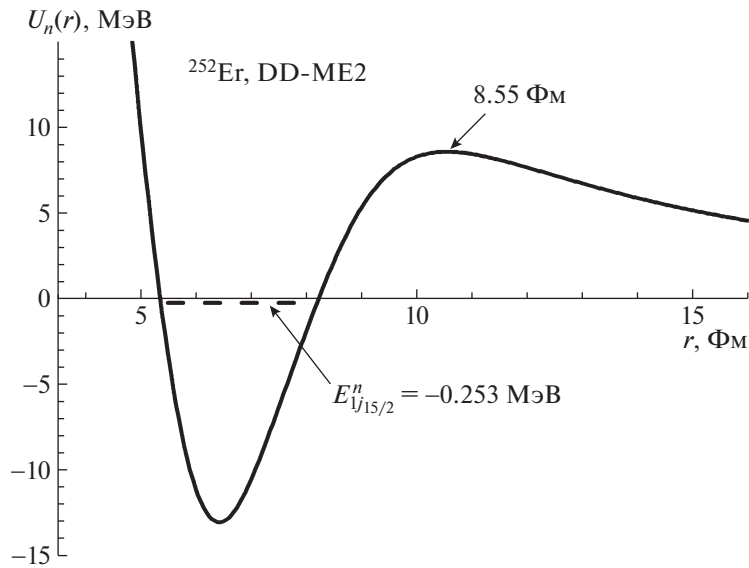


Рис. 3. Последний заполненный нейтронный одночастичный уровень $1j_{15/2}$ и соответствующий состоянию $1j_{15/2}$ РХБ-потенциал $U(r)$ для ^{252}Er (взаимодействие DD-ME2, энергия уровня $1j_{15/2} - 0.253$ МэВ, высота барьера 8.55 МэВ).

с кодом DIRHBZ дают близкое значение энергии $E_n = -0.301$ МэВ для одночастичного уровня $1j_{15/2}$. Это указывает на хорошую точность расчетов характеристик ядер, принадлежащих ПОС.

Рассмотрим более подробно результаты, полученные в РХБ-подходе, для цепочки изотопов Gd

с взаимодействием DD-PC1 для широкого диапазона массовых чисел A — от изотопов, близких к границе протонной стабильности, до ГНС и за пределами ГНС, включая изотоп ^{248}Gd , который принадлежит полуострову стабильности.

На рис. 4 представлены результаты расчетов

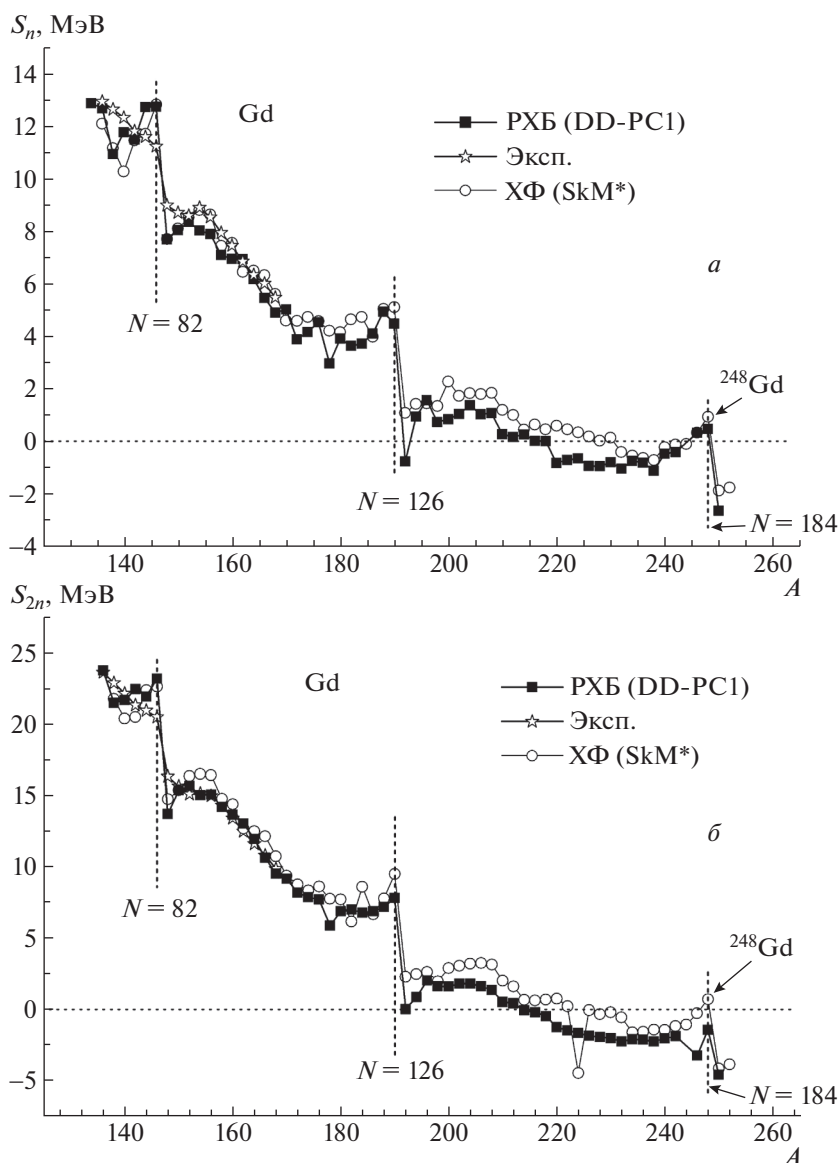


Рис. 4. Свойства изотопов Gd в зависимости от массового числа A , рассчитанные методом РХБ с взаимодействием DD-PC1 и методом ХФ для сил SkM*: a – энергии отрыва одного нейтрона S_n ; b – энергии отрыва двух нейтронов S_{2n} . Светлые звездочки – экспериментальные данные [21].

энергий отрыва одного нейтрона S_n и двух нейтронов S_{2n} изотопов Gd для РХБ-расчета с DD-PC1 в сравнении с расчетом ХФ с силами SkM* [11] и имеющимися экспериментальными данными [21]. Из рис. 4а видно, что для сил SkM* $1n$ ГНС соответствует изотопу ^{230}Gd , что находится за пределами $2n$ ГНС (^{222}Gd), а изотопы $^{246,248}\text{Gd}$ принадлежат ПОС. Расчеты РХБ с DD-PC1 также показывают, что за пределами $1n$ ГНС (^{216}Gd , см. рис. 4а) и $2n$ ГНС (^{212}Gd , см. рис. 4б) существует стабильный по отношению к испусканию одного нейтрона изотоп ^{248}Gd . Согласие вычисленных в

РХБ- и ХФ-расчетах величин S_n и S_{2n} с экспериментальными данными [21] приблизительно одинаковое. Приведенные на рис. 4а S_n представляют собой приближенные оценочные величины, полученные в предположении справедливости теоремы Купмана. Представленные на рис. 4б энергии отрыва двух нейтронов S_{2n} вычисляются более точно, чем S_n , так как определяются как $S_{2n} = B(Z, N) - B(Z, N - 2)$, где B — полная энергия связи ядра, а $B = -E$. Из рис. 4б также видно, что изотоп ^{248}Gd при $N = 184$ в ХФ-расчетах с силами SkM* стабилен по отношению к испусканию двух нейтронов ($S_{2n} > 0$), а в РХБ-расчетах с DD-

PC1 этот изотоп $2n$ нестабилен, но проявляется тенденция к росту величины S_{2n} при $N = 184$. Из рис. 4 видно, что зависимости S_n и S_{2n} от A испытывают характерные изломы, связанные с проявлением магических чисел нейтронов $N = 82, 126, 184$. Отметим, что в наших расчетах для ядер с этими магическими числами нейтронов энергия спаривания нейтронов равна нулю.

Как отмечалось ранее, в РХБ-расчетах для всех рассмотренных нами изотопов проводились вычисления с наложенными условиями зависимости полной энергии ядра от величины параметра квадрупольной деформации β_2 . Рассмотрим более детально такие зависимости для некоторых ядер, принадлежащих ПОС с $N = 184$. На рис. 5 приведены полные энергии изотонов с экстремальным нейтронным избытком с $N = 184$ в зависимости от величины параметра квадрупольной деформации β_2 массового распределения плотности, полученные в РХБ-расчетах для ядер ^{248}Gd , ^{250}Dy , ^{266}Pb . Эти зависимости $E(\beta_2)$ в РХБ-расчетах подобны зависимостям $E(\beta_2)$, которые были получены нами в ХФ-расчетах с силами SkM* для ^{248}Gd , ^{250}Dy , ^{266}Pb [22]. На рисунке сплошная и штриховая линии соответственно показывают полную энергию ядра для стабильного и нестабильного ядер по отношению к испусканию одного нейтрона. Видно, что для ^{248}Gd (рис. 5а) и ^{250}Dy (рис. 5б), как в ХФ-расчетах с силами SkM*, диапазон стабильности по отношению к квадрупольной деформации β_2 очень узкий, что проявляется в трудности обнаружения таких решений в численных расчетах. Минимум кривой $E(\beta_2)$ соответствует равновесной сферической форме ядер, принадлежащих ПОС с $N = 184$. Изотоп ^{266}Pb с экстремальным нейтронным избытком и $N = 184$ в области пространства (Z, N) , соответствующего стабильным ядрам по отношению к испусканию нейтронов, стабилен во всем диапазоне рассмотренных β_2 и также имеет равновесную сферическую форму. Это соответствует представлениям о сферичности ядер с магическим числом нейтронов $N = 184$.

На рис. 6 представлена зависимость параметра квадрупольной деформации β_2 массового распределения плотности изотопов Gd от A для расчетов с лагранжианом DD-PC1 в сравнении с результатами, полученными методом ХФ [11] с силами SkM*. Черные квадратики обозначают β_2 , полученные в РХБ, а светлые кружочки — результаты ХФ-расчетов [11] с силами SkM*. Наполовину черные квадратики и наполовину черные кружочки показывают $1n$ -нестабильные изотопы соответственно в расчетах РХБ и ХФ. Стрелка показывает стабильный изотоп ^{248}Gd за пределами ГНС в расчетах РХБ и ХФ. Для рассматриваемого диапазона массовых чисел A вычисленные

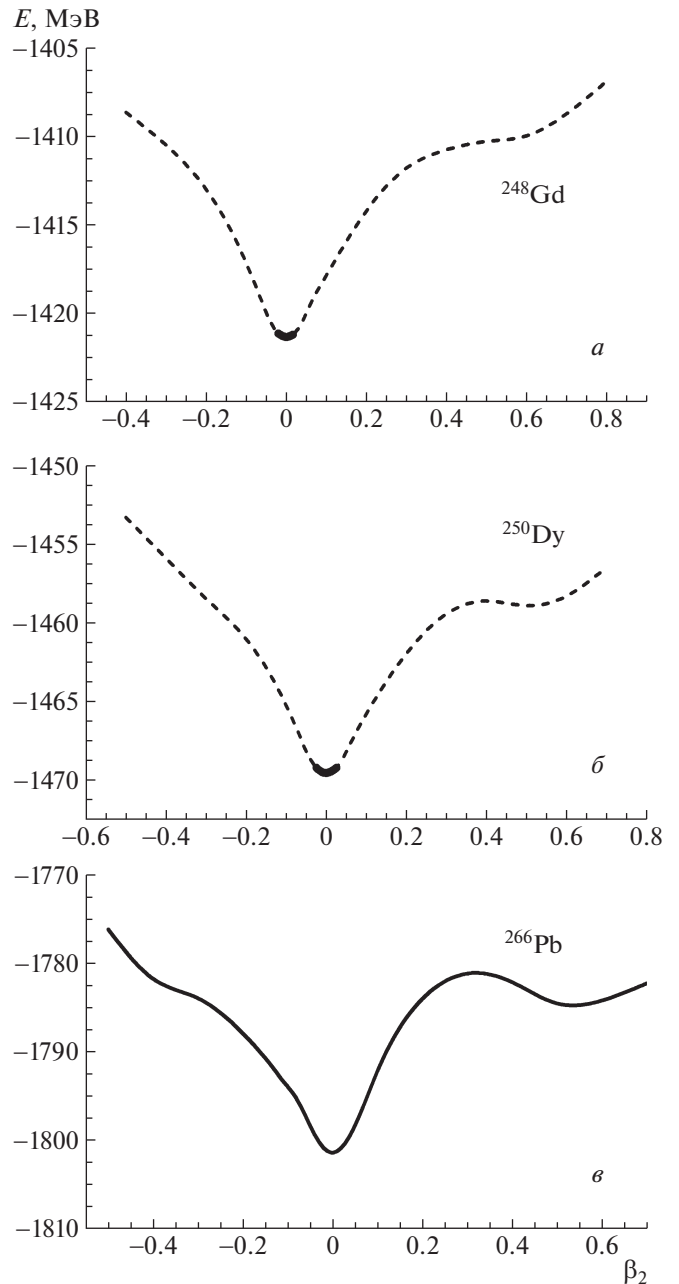


Рис. 5. Зависимости полной энергии экстремально нейтронноизбыточных изотонов с $N = 184$ от величины параметра квадрупольной деформации β_2 массового распределения плотности, полученные в расчетах для взаимодействия DD-PC1 для ядер ^{248}Gd (а), ^{250}Dy (б) и ^{266}Pb (в). Кривые: сплошная — стабильное состояние ядра по отношению к испусканию одного нейтрона, штриховая — нестабильное состояние ядра по отношению к испусканию одного нейтрона.

β_2 в РХБ изменяют как величину, так и знак, и в основном согласуются с данными расчетов ХФ для сил SkM* [11] для стабильных изотопов по

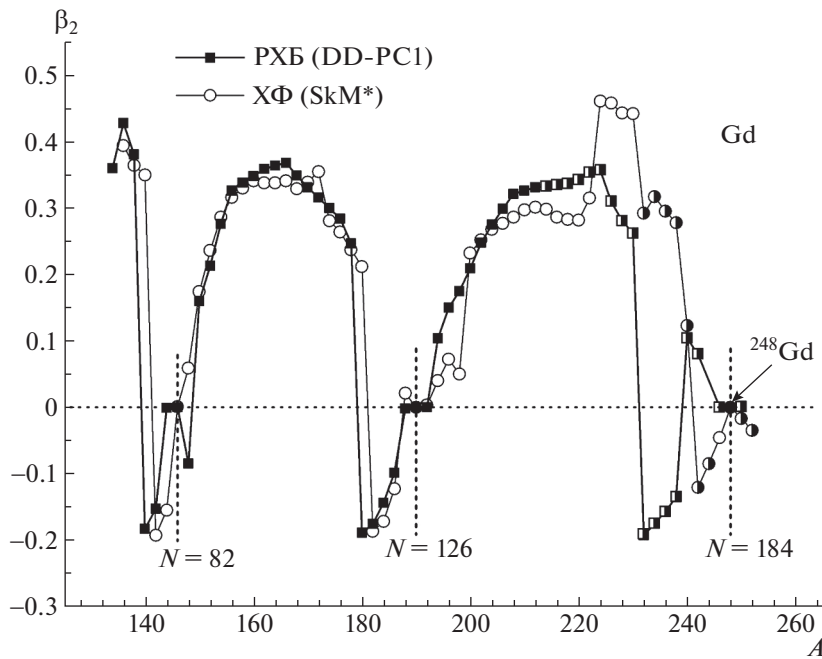


Рис. 6. Зависимости параметров квадрупольной деформации β_2 массового распределения плотности изотопов Gd от A для взаимодействия DD-PC1, рассчитанные методом РХБ (■), в сравнении с расчетом ХФ с силами Скирма SkM* (○). Наполовину черные квадраты и кружочки – $1n$ -нестабильные изотопы.

отношению к испусканию одного нейтрона. Существенное различие в величине β_2 имеет место только для изотопов, нестабильных по отношению к испусканию одного нейтрона. Это различие не представляет интерес, так как такие решения не соответствуют связанным системам. На рис. 6 штриховой линией показаны изотопы с магическим числом нейтронов $N = 82, 126, 184$. Полученные в расчетах РХБ и ХФ параметры квадрупольной деформации β_2 этих изотопов равны нулю, что соответствует представлению о сферической форме для магических ядер. Отметим еще раз сферическую форму изотопа ^{248}Gd , который стабилен по отношению к испусканию одного нейтрона в РХБ- и ХФ-расчетах, а также стабилен к испусканию двух нейтронов в ХФ-расчетах с силами SkM* и принадлежит окончанию ПОС при $N = 184$.

На рис. 7а представлены полученные в РХБ-расчетах с силами DD-PC1 среднеквадратичные радиусы $\langle r_{n,p}^2 \rangle^{1/2}$ изотопов Gd в сравнении с данными, полученными в ХФ-расчетах с силами Скирма SkM* [11]. На этом рисунке светлые и черные квадратики обозначают соответственно $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ и $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ для нейтроностабильных изотопов, а черные наполовину квадратики обозначают $\langle r_{n,p}^2 \rangle^{1/2}$ изотопов, нестабильных по отношению к испусканию нейтронов в РХБ-расчетах. На этом же рисунке

черные и светлые треугольники обозначают соответственно $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ и $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ для нейтроностабильных изотопов, а черные наполовину треугольники $\langle r_{n,p}^2 \rangle^{1/2}$ изотопов, нестабильных по отношению к испусканию нейтронов в ХФ-расчетах. Штриховая линия отмечает стабильный по отношению к испусканию одного нейтрона изотоп ^{248}Gd , который является частью ПОС для $N = 184$ в РХБ- и ХФ-расчетах. Для всех изотопов Gd наблюдается хорошее согласие $\langle r_{n,p}^2 \rangle^{1/2}$, полученных на основе методов ХФ и РХБ. Исключение составляют нестабильные изотопы по отношению к испусканию одного нейтрона, также как это было для зависимости $\beta_2(A)$. Из рисунка видно, что для нейтроноизбыточных изотопов Gd имеет место существенное превышение величины $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ над $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$.

Превышение пространственной протяженности распределения плотности нейтронов по сравнению с распределением плотности протонов удобно характеризовать разностью между нейтронными и протонными среднеквадратичными радиусами $\Delta R_{n,p} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$. На рис. 7б для изотопов Gd представлена зависимость $\Delta R_{n,p}$ от A , полученная нами в РХБ-расчетах с силами DD-PC1 и ХФ-расчетах с силами SkM*. Ядра, близкие к долине стабильности, имеют величину $\Delta R_{n,p}$, которая изменяется в интервале от 0.1 до 0.2 Фм [23].

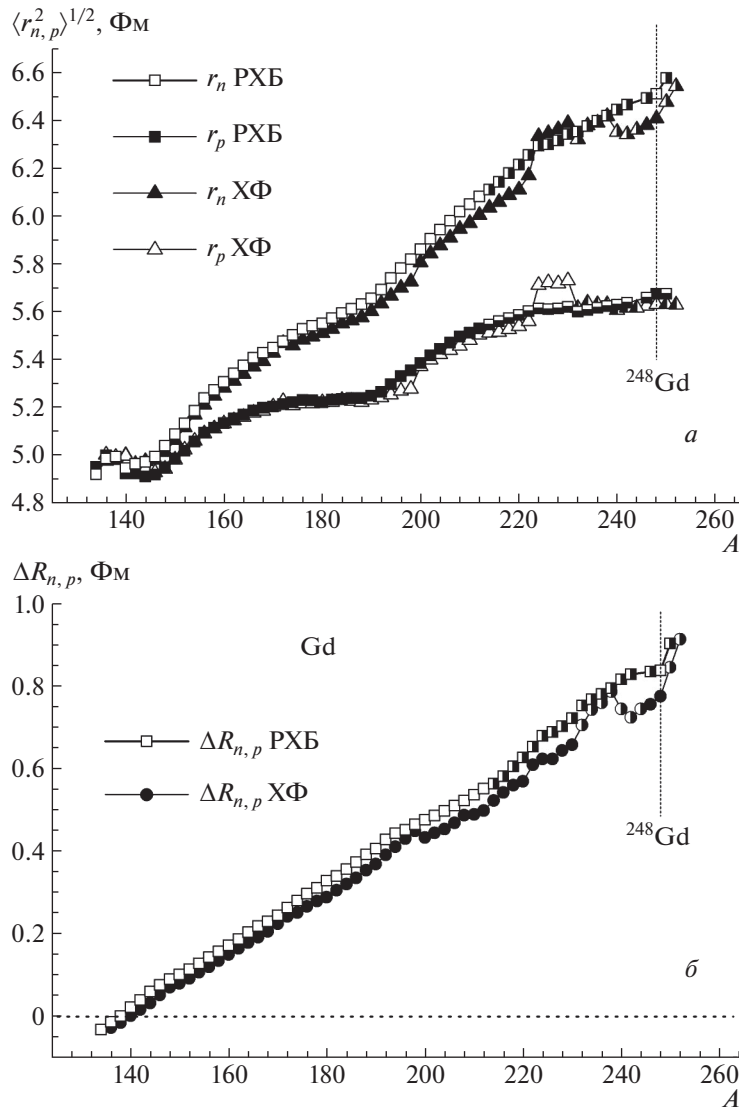


Рис. 7. *a* – Нейтронные (\square, \blacktriangle) и протонные ($\blacksquare, \blacktriangle$) среднеквадратичные радиусы в зависимости от A . Расчеты в РХБ (\square, \blacksquare) для изотопов Gd взаимодействия DD-PC1 в сравнении с расчетом ХФ ($\triangle, \blacktriangle$). Наполовину черные квадраты и треугольники – $1n$ -нестабильные изотопы. *б* – Разность между нейтронными и протонными среднеквадратичными радиусами $\Delta R_{n,p}$ для изотопов Gd. Точки: \square – расчеты РХБ с DD-PC1, \bullet – расчеты ХФ с SkM*. Наполовину черные квадратики и кружочки – $1n$ -нестабильные изотопы.

В ядрах с большим избытком нейтронов величина $\Delta R_{n,p}$ существенно больше, что можно рассматривать как проявление нейтронной “шубы”. Для изотопов Gd из рис. 7*б* видно, что в РХБ- и ХФ-расчетах с возрастанием числа нейтронов по отношению к $N = 82$ (^{146}Gd) величина $\Delta R_{n,p}$ систематически возрастает и для экстремально нейтроноизбыточного изотопа ^{248}Gd значение $\Delta R_{n,p} = 0.84$ Фм (РХБ-расчет) и $\Delta R_{n,p} = 0.78$ Фм (ХФ-расчет).

4. Представлены результаты расчетов ядер с экстремальным избытком нейтронов, основанные

на методе РХБ с лагранжианами DD-PC1 и DD-ME2 и методе ХФ с силами Скирма с учетом деформации. Показано, что за пределами ранее теоретически известной ГНС может существовать полуостров ядер, стабильных по отношению к испусканию одного или двух нейтронов. Полуостров стабильности образован цепочками изотопов с $N = 184$ как в РХБ-расчетах, так и в ХФ-расчетах. Образование полуострова стабильности при $N = 184$ устойчиво к используемым типам расчетов и выбору взаимодействия.

Все изотопы с $N = 184$, принадлежащие полу-

острову стабильности, имеют сферическую форму. Это соответствует представлению о сферической форме ядер для магического числа $N = 184$. Анализ зависимости полной энергии ядра от величины параметра квадрупольной деформации β_2 подтверждает устойчивость сферической формы для нейтроностабильных ядер с $N = 184$.

Восстановление нейтронной стабильности изотопов с экстремальным нейтронным избытком далеко за пределами ГНС связано с полным заполнением нейтронных подоболочек с большой величиной углового момента. Такие состояния обладают высоким центробежным барьером и при неполном их заполнении квазисвязаны. При увеличении числа нейтронов в ЭНИ-изотопах за пределами ГНС некоторые состояния с большой величиной углового момента погружаются в область дискретных связанных состояний, что приводит к восстановлению стабильности ядра по отношению к испусканию нейтронов.

Показано, что форма линии, изображающей границу нуклонной стабильности в пространстве (Z, N) , может быть весьма сложной, что связано с проявлениями оболочечной структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Э. Пенионжкевич, Р. Г. Қалпакчиева, *Легкие ядра у границы нейтронной стабильности* (ОИЯИ, Дубна, 2016).
2. M. Bender, P.-H. Heenen, and P.-G. Reinhard, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 121 (2003).
3. M. V. Stoitsov, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, S. Pittel, and D. J. Dean, *Phys. Rev. C* **68**, 054312 (2003); <http://www.fuw.edu.pl/~dobaczew/thodri/thodri.html>
4. J. Meng, H. Toki, S. G. Zhou, S. Q. Zhang, W. H. Long, and L. S. Geng, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **57**, 470 (2006).
5. S. E. Agbemava, A. V. Afanasjev, D. Ray, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **89**, 054320 (2014).
6. A. V. Afanasjev, S. E. Agbemava, D. Ray, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **91**, 014324 (2015).
7. J. Dobaczewski and V. Nazarewicz, *Philos. Trans. R. Soc., A* **356**, 2007 (1998).
8. K. A. Gridnev, D. K. Gridnev, V. G. Kartavenko, V. E. Mitroshin, V. N. Tarasov, D. V. Tarasov, and W. Greiner, *Eur. Phys. J. A* **25**, Suppl. 1, 353 (2005).
9. К. А. Гриднев, Д. К. Гриднев, В. Г. Картавенко, В. Е. Митрошин, В. Н. Тарасов, Д. В. Тарасов, В. Грайнер, *ЯФ* **69**, 3 (2006) [K. A. Gridnev, D. K. Gridnev, V. G. Kartavenko, V. E. Mitroshin, V. N. Tarasov, D. V. Tarasov, and W. Greiner, *Phys. At. Nucl.* **69**, 1 (2006)].
10. K. A. Gridnev, D. K. Gridnev, V. G. Kartavenko, V. E. Mitroshin, V. N. Tarasov, D. V. Tarasov, and W. Greiner, *Int. J. Mod. Phys. E* **15**, 673 (2006).
11. В. Н. Тарасов, К. А. Гриднев, В. Грайнер, Д. К. Гриднев, В. И. Куприков, Д. В. Тарасов, К. Виньяс, *ЯФ* **75**, 19 (2012) [V. N. Tarasov, K. A. Gridnev, W. Greiner, D. K. Gridnev, V. I. Kuprikov, D. V. Tarasov, and X. Viñas, *Phys. At. Nucl.* **75**, 17 (2012)].
12. В. Н. Тарасов, К. А. Гриднев, В. Грайнер, С. Шрамм, Д. К. Гриднев, Д. В. Тарасов, К. Виньяс, *Изв. РАН. Сер. физ.* **76**, 976 (2012) [V. N. Tarasov, K. A. Gridnev, W. Greiner, S. Schramm, D. K. Gridnev, D. V. Tarasov, and X. Viñas, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **76**, 876 (2012)].
13. V. N. Tarasov, K. A. Gridnev, D. K. Gridnev, D. V. Tarasov, S. Schramm, X. Viñas, and W. Greiner, *Int. J. Mod. Phys. E* **22**, 1350009 (2013).
14. В. Н. Тарасов, К. А. Гриднев, В. Грайнер, С. Шрамм, Д. К. Гриднев, Д. В. Тарасов, К. Виньяс, *Изв. РАН. Сер. физ.* **77**, 927 (2013) [V. N. Tarasov, K. A. Gridnev, W. Greiner, S. Schramm, D. K. Gridnev, D. V. Tarasov, and X. Viñas, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **77**, 842 (2013)].
15. T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **78**, 034318 (2008).
16. G. A. Lalazissis, T. Nikšić, D. Vretenar, and P. Ring, *Phys. Rev. C* **71**, 024312 (2005).
17. T. Nikšić, N. Paar, D. Vretenar, and P. Ring, *Comp. Phys. Commun.* **185**, 1808 (2014).
18. В. И. Куприков, В. Н. Тарасов, *ЯФ* **82**, 186 (2019) [V. I. Kuprikov and V. N. Tarasov, *Phys. At. Nucl.* **82**, 191 (2019)].
19. В. И. Куприков, В. В. Пилипенко, *ЯФ* **77**, 1443 (2014) [V. I. Kuprikov and V. V. Pilipenko, *Phys. At. Nucl.* **77**, 1378 (2014)].
20. J. Bartel, P. Quentin, M. Brack, C. Guet, and H.-B. Hekansson, *Nucl. Phys. A* **386**, 79 (1982).
21. G. Audi, A. H. Wapstra, and C. Thibault, *Nucl. Phys. A* **729**, 337 (2003).
22. В. Н. Тарасов, К. А. Гриднев, В. Грайнер, С. Шрамм, Д. К. Гриднев, Д. В. Тарасов, К. Виньяс, *Изв. РАН. Сер. физ.* **78**, 782 (2014) [V. N. Tarasov, K. A. Gridnev, W. Greiner, S. Schramm, D. K. Gridnev, D. V. Tarasov, and X. Viñas, *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **78**, 569 (2014)].
23. S. Mizutori, J. Dobaczewski, G. A. Lalazissis, W. Nazarewicz, and P.-G. Reinhard, *Phys. Rev. C* **61**, 044326 (2000).

NEUTRON DRIP LINE OF NUCLEI IN THE NEIGHBORHOOD OF NEUTRON MAGIC NUMBER $N = 184$

V. N. Tarasov¹⁾, V. I. Kuprikov¹⁾, D. V. Tarasov¹⁾

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

The properties of the ground state of even–even nuclei were calculated in a wide range of mass numbers, including nuclei with neutron excess in the neighborhood of the neutron drip line. The calculations of the properties of these nuclei were based on the self-consistent relativistic and nonrelativistic mean field taking into account axial deformation of the nuclei. Special attention was paid to the nuclei beyond the theoretically known neutron drip line, which in the (N, Z) space for $N = 184$ form the peninsula of stability of nuclei that are stable with respect to the emission of one or sometimes two neutrons.