

САМОСОГЛАСОВАННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ И  $\beta$ -РАСПАДА ИЗОТОПОВ КИСЛОРОДА И ФТОРА© 2022 г. И. Н. Борзов<sup>1),2)\*</sup>, С. В. Толоконников<sup>1),3)</sup>

Поступила в редакцию 21.02.2022 г.; после доработки 21.03.2022 г.; принята к публикации 24.03.2022 г.

Для нейтронно-избыточных изотопов в области “кислородной аномалии” энергии отделения одного и двух нейтронов, а также зарядовые и материальные радиусы рассчитываются в рамках энергетического функционала плотности Фаянса DF3-а. Периоды бета-распада и вероятности задержанной эмиссии нейтронов рассматриваются в квазичастичном приближении случайных фаз в континууме (DF3-а + CQRPA). Обсуждаются границы применимости глобальных подходов к основным состояниям и интегральным свойствам  $\beta$ -распада легких ядер. Проведено сравнение этих характеристик, рассчитанных в рамках DF3-*i* и DF3-а + CQRPA и релятивистского RHB + RQRPA для изотопических цепочек кислорода и фтора.

DOI: 10.31857/S0044002722040067

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение свойств основных состояний и  $\beta$ -распада играет ключевую роль в понимании ландшафта ядер, далеких от  $\beta$ -стабильности. Для сильно нейтронно-избыточных ядер анализ зарядовых и материальных радиусов, энергий отделения одного и двух нейтронов, полных периодов полураспада  $\beta$ -распада ( $T_{1/2}$ ) и вероятностей эмиссии нескольких нейтронов ( $P_{xn}$ ) дает важную информацию о свойствах ядер в основном состоянии и о динамике их спин-изоспиновых возбуждений малой амплитуды. Эта информация позволяет уточнить структуру энергетического функционала плотности (ЭФП) при экстремальной изоспиновой асимметрии.

В последние годы в экспериментах со средними тяжелыми изотопами в ALTO, INPN, Orsay широко использовался нейтронный детектор TETRA, созданный в ОИЯИ, Дубна [1, 2]. В программе предстоящих экспериментов на Spiral-2, GANIL запланированы дальнейшие измерения легких ядер от углерода до фтора. Особое внимание уделено  $\beta$ -распаду и квазисвободным ( $p, 2p$ ), ( $p, pn$ ) реакциям в обратной кинематике, — реакциям, чувствительным к поверхностным свойствам ядер. Среди

насушных проблем — эволюция основных состояний и свойств  $\beta$ -распада при приближении к границе нейтронной устойчивости (ГНС), представляющей собой предел существования связанных нейтронно-избыточных ядер.

Необычная изотопическая зависимость положения ГНС в области так называемой кислородной аномалии активно изучалась экспериментально (см. [3]), и было найдено, что однеитронная ГНС в ядрах C, N, O соответствует новому магическому числу нейтронов  $N = 16$ . В то же время для изотопов фтора в недавнем эксперименте RIKEN [4] однеитронная ГНС предположительно установлена при  $N = 22$ , что согласуется с предсказанием [5]. Это означает, что один дополнительный протон, добавленный к ядру кислорода, позволил бы разместить до шести дополнительных нейтронов в тяжелых изотопах фтора.

Среднеквадратичные радиусы распределения вещества ( $R_m$ ), значительно превышающие жидкокапельную оценку  $R_m \propto A^{1/3}$  ( $A$  — массовое число), были получены из аномально больших сечений взаимодействия  $\sigma_{ex}$  в реакциях на “толстых мишенях”. Принято считать, что в легких ядрах вблизи нейтронной ГНС последние слабо связанные нейтроны могут вызывать аномальное увеличение радиуса ядерной материи, связанное с так называемым нейтронным гало — системой, в которой один или несколько нейтронов “отделены от кора”. Двух- и трехчастичные гало обычно связывают со слабосвязанными одночастичными нейтронами  $s$ - или  $p$ -состояниями. Полуколичественные условия возникновения гало были сформулированы в [6].

<sup>1)</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Лаборатория теоретической физики им. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>3)</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

\*E-mail: ibor48@mail.ru

Изотопная цепочка кислорода представляет собой исключение — резкий рост радиуса распределения материи ядра  $^{24}\text{O}$  ( $3.19 \pm 0.13$  фм по сравнению с  $2.88 \pm 0.06$  фм в ядре  $^{22}\text{O}$  [7]) не вписывается в стандартную картину нейтронного гало. Энергия связи  $^{24}\text{O}$  значительно больше по сравнению с другими легкими ядрами вблизи ГНС. Соответствующие энергии отделения одного и двух нейтронов составляют:  $S_{1n} = 4.190 \pm 0.200$  МэВ и  $S_{2n} = 6.930 \pm 0.170$  МэВ [7].

В то же время для изотопов фтора значения  $S_{1n}$ ,  $S_{2n}$  последовательно уменьшаются по мере приближения к слабосвязанному изотопу  $^{31}\text{F}$  [4]. Недавно были измерены необычно большие сечения реакции  $\sigma_{\text{ex}}$  для изотопов протонной  $s$ - $d$ -оболочки  $^{27,29}\text{F}$ . Полученный в рамках модели Глаубера извлеченный среднеквадратичный радиус распределения вещества  $R_m$  для  $^{29}\text{F}$  на  $0.35 \pm 0.08$  фм больше радиуса ядра  $^{27}\text{F}$  [8]. Такое различие в радиусах сравнимо с наблюдаемым для двухнейтронного гало ядра  $^{22}\text{C}$ . Это приводит к выводу [8], что на сегодняшний день  $^{29}\text{F}$  является самым тяжелым ядром с двухнейтронным борромеевским гало.

Описание свойств основных состояний и  $\beta$ -распада сильно нейтронно-избыточных изотопов O и F дает дополнительные ограничения для континуальной оболочечной модели [9], мультиконфигурационной оболочечной модели [10], подходов квазичастичного лагранжиана [11] и функционала плотности в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем [12, 13], *ab initio* моделей [14] и динамических кластерных моделей (см. обзор [15]).

Самосогласованная картина среднего поля более адекватна для среднетяжелых и тяжелых ядер. В легких ядрах существенна роль специфических многочастичных корреляций кластерного типа. В целом модели ядерной структуры легких ядер, основанные на концепции среднего поля нуклонов в рамках модели ядерных оболочек и подхода теории функционала плотности, дополняют модели молекулярного типа, использующие кластерные степени свободы. Для слабосвязанных ядер особое значение имеет правильное рассмотрение спаривательных корреляций. Это включает их зависимость от плотности, а также связь между связанными и континуальными состояниями, рассматриваемыми самосогласованно в рамках координатно-пространственного подхода Хартри—Фока—Боголюбова (HFБ) [16].

Входные данные об основных состояниях и  $\beta$ -распаде легких ядер также важны для астрофизического сетевого моделирования в конкретных сценариях. Хорошо известно, что включение

легких нейтронно-избыточных ядер в расчеты г-процесса в модели нейтринного ветра приводит к изменению результирующей распространенности тяжелых элементов [17].

Есть также несколько примеров редких низкоэнергетических железodefицитных сверхновых [18], производящих большое количество легких элементов C, N, O. В таком сценарии тройной альфа-процесс приводит к небольшим количествам углерода, азота и кислорода, которые в конечном итоге катализируют производство энергии в CNO-цикле, который заканчивается на кальции. Систематическое исследование в рамках кинетической модели, включающей легкие нейтронно-избыточные изотопы с  $Z > 2$  (без учета изотопов водорода и гелия), продемонстрировало изменение содержания изотопов в затравочных ядрах г-процесса [19].

Цель статьи двойка. Во-первых, — это определение границ применимости глобальных подходов для расчетов свойств основных состояний и интегральных свойств  $\beta$ -распада легких ядер. Для изотопов кислорода и фтора сравниваются результаты Continuum QRPA [20], основанного на хорошо известном функционале плотности энергии Фаянса DF3-а [21] (DF3-а + CQRPA) и релятивистского QRPA, основанного на приближении Хартри—Боголюбова (RHB + RQRPA) [22].

Во-вторых, рассмотрен вопрос об использовании найденных в этих подходах характеристик  $\beta$ -распада легких ядер для астрофизического моделирования. В рамках DF3-а + CQRPA, в которой энергии отделения нейтронов  $S_{1n}$  и  $S_{2n}$  рассчитываются одновременно с периодами полураспада  $\beta$ -распада, контролируется степень близости к нейтронной границе. Это дает возможность должным образом исключить нейтронно-несвязанные ядра. В то же время часть периодов полураспада  $\beta$ -распада, содержащихся в таблицах глобальных расчетов в рамках релятивистских RHB + RQRPA [22] и FRDM + RPA [23], фактически относится к нейтронно-нестабильным изотопам.

Статья построена следующим образом. В разд. 2 кратко описаны основы теоретического подхода. В разд. 3 для изотопов O и F расчеты свойств основного состояния и  $\beta$ -распада, выполненные в DF3-а + CQRPA [20, 21], сопоставлены как с доступными данными, так и с глобальными расчетами в сферическом релятивистском методе RHB + QRPA [22] и в стандартном методе FRDM + RPA [23]. Раздел 4 содержит заключение.

## 2. САМОСОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ И СВОЙСТВ $\beta$ -РАСПАДА

Для экстраполяции свойств основного состояния к экстремальным  $N/Z$  используется самосогласованная теория конечных ферми-систем. Она основана на функционале плотности энергии Фаянса с дробно-линейной зависимостью от плотности, более сложной, чем у стандартного функционала Скирма. Такая зависимость возникает в том числе из-за эффективного учета  $3N$ -корреляций и корреляций более высокого порядка. При описании основного состояния точно учитывается полный частично-дырочный континуум [24] и включено ядерное спаривание в диагональном приближении НФВ. Используется улучшенная версия откалиброванного функционала Фаянса DF3-а [21]. В процедуру фитирования включена более полная систематика спин-орбитального расщепления для 105 ядер [25]. В области тяжелых ядер до Pb отклонения одночастичных спектров от эксперимента такие же, как и у более старой версии DF3 [12], но, как показано в [26, 27], свойства  $\beta$ -распада среднетяжелых ядер в областях Ca и Ni описываются лучше.

Представляет интерес применить ту же схему к рассматриваемым легким ядрам. Естественно, следует исключить случаи, когда условия использованных приближений среднего поля и слабого спаривания не выполняются. Для слабосвязанных ядер, приближающихся к нейтронной границе с энергиями отделения валентных нуклонов менее нескольких сотен кэВ, и для ядер за пределами ГНС, для описания основного состояния модель требуется обобщить с учетом сильного (недиагонального) спаривания и связи с континуальными конфигурациями [12, 16].

В нашем DF3-а расчете характеристик основного состояния для изотопов O и F спаривательная часть функционала зависит от нормальной плотности и от ее градиента. Плотность спаривательной энергии имеет вид

$$\varepsilon_{\text{pair}} = \frac{1}{2} \sum_{\tau=p,n} F^{\xi,\tau}(\rho_+(r)) |v_{\tau}(r)|^2. \quad (1)$$

Учет сил и многочастичных корреляций приводит к зависимости амплитуды  $F^{\xi,\tau}$  от нормальной плотности:

$$F^{\xi,\tau} = F^{pp} = F^{nn} = C_0 f^{\xi}(x_+), \quad (2)$$

где  $C_0 = 306 \text{ МэВ фм}^3$ ,  $\rho^+ = \rho_n + \rho_p$ ;  $x^+ = \rho^+ / 2\rho_0$ ,  $\rho_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ , и в общем случае  $f^{\xi}$  имеет следующую форму:

$$f_{pp}^{\xi} = f_{nn}^{\xi} = f_{np}^{\xi} = f_{\text{ex}}^{\xi} + h^{\xi}(x_+)^q(r) + \quad (3)$$

$$+ f_{\nabla}^{\xi} r_0^2 (\nabla(x_+))^2.$$

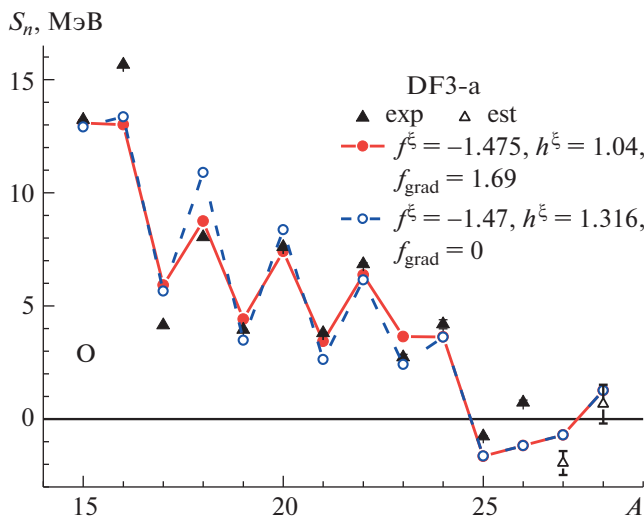
Значения параметров спаривания, зависящего от плотности, в (3) выбираются следующим образом: набор а)  $f_{\text{ex}} = -1.475$ ,  $h^{\xi} = 1.04$ ,  $f_{\nabla}^{\xi} = 1.69$ ; набор б)  $f_{\text{ex}} = -1.47$ ,  $h^{\xi} = 1.316$ ,  $f_{\nabla}^{\xi} = 0$ ; набор с)  $f_{\text{ex}} = -0.434$ ,  $h^{\xi} = 0$ ,  $f_{\nabla}^{\xi} = 0$ .

Для спин-изоспинового эффективного  $NN$ -взаимодействия в частично-дырочном ( $ph$ ) канале используются взаимодействие Ландау–Мигдала и модифицированные ядерной средой  $\pi$ -мезонный и  $\rho$ -мезонный обмены. Изоскалярное ( $T = 0$ ) протон-нейтронное эффективное взаимодействие (динамическое спаривание) описывается взаимодействием нулевого радиуса с силой, не зависящей от  $A$ . Корреляции сверх QRPA включаются путем масштабирования спин-зависимых мультипольных операторов с помощью энергонезависимого quenching-фактора  $Q^{1/2} = (g_A/G_A)$ . Однопionная компонента остаточного взаимодействия перенормируется тем же фактором  $Q$ .

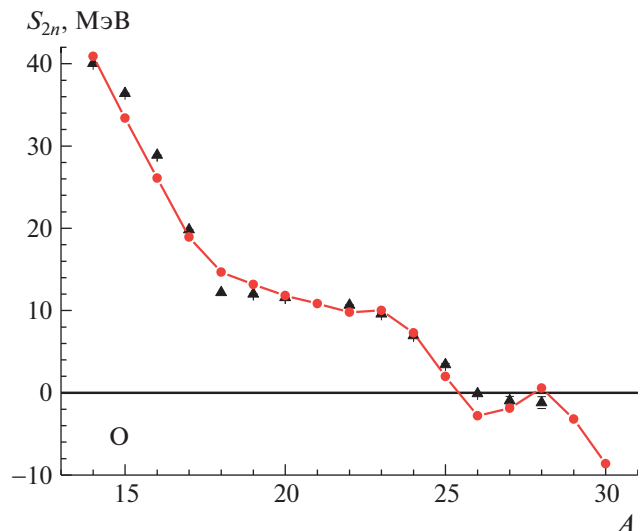
Переходы GT и FF описываются редуцированными мультипольными операторами, зависящими от пространственных и спиновых переменных [20]. Использован полный набор операторов первого запрета по четности. Релятивистские операторы  $\alpha$ ,  $\Upsilon_5$  приведены к их пространственно-зависимым аналогам с помощью CVC- и PCAC-соотношений.

Релятивистский метод QRPA [22] основан на сферическом приближении модели Хартри–Боголюбова (RHB + QRPA). Функционал плотности DD-ME2 с зависящими от плотности мезон-нуклонными взаимодействиями используется в канале частица–дырка ( $ph$ ). Взаимодействие Гони D1S с конечным радиусом действия используется для описания  $T = 1$  спаривания в основном состоянии, в то время как сила взаимодействия в канале частица–частица ( $pp$ ) ( $T = 0$  динамическое спаривание) зависит от  $(N-Z)$ . Хотя RHB + QRPA использует сферический функционал плотности, метод применялся ко всей ядерной карте. Учтены переходы Гамова–Теллера и первого запрета. Недостатком (обеих) версий QRPA является игнорирование деформации и  $np$ - $nh$ -конфигураций.

Обратим внимание, что в DF3-а + CQRPA энергии отделения нейтронов  $S_{1n}$  и  $S_{2n}$  и периоды полураспада  $\beta$ -распада рассчитываются одновременно. Таким образом, степень близости к ГНС находится под контролем, и случаи несвязанных ядер могут быть должным образом исключены. Напротив, согласно имеющемуся экспериментальным данным об энергиях отделения нейтронов, часть периодов полураспада  $\beta$ -распада в таблицах глобальных расчетов [22, 23] фактически соответствует нейтронно-нестабильным изотопам.



**Рис. 1.** Значения  $S_{1n}$ , рассчитанные с использованием градиентного спаривания и без него, для изотопной цепи O в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Заполненные треугольники — эксперимент, открытые треугольники — оценка.



**Рис. 2.** Значения  $S_{2n}$ , рассчитанные без градиентного спаривания для изотопной цепи O, в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Треугольники — эксперимент.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Энергии отделения одного и двух нейтронов

На рис. 1, 2 показаны энергии отделения одного и двух нейтронов в изотопах O. В расчетах  $S_{1n}$  использовался функционал Фаянса FaNDF<sup>0</sup> [28] с двумя наборами параметров спаривания, зависящих от плотности: а) поверхностное спаривание и б) поверхностное спаривание с градиентом плотности. В табл. 1 и 2 приведены значения  $S_{1n}$  и  $S_{2n}$ , рассчитанные с функционалом Фаянса FaNDF<sup>0</sup> [7] в сравнении с экспериментальными данными.

Согласие с экспериментальными данными  $S_{1n}$  лучше для варианта спаривания, зависящего от

градиента плотности: отклонение от экспериментальных данных составляет 0.2–1.0 МэВ. Экспериментальное положение нейтронной ГНС при  $A = 24$  описывается правильно. Резкий спад энергии отделения одного нейтрона после пересечения ГНС при  $A = 24$  качественно воспроизводится в расчетах DF3-a: значение  $S_{1n}(Z = 8, A = 25)$  на 882 кэВ меньше экспериментального  $S_{1n} \text{ exp}(Z = 8, A = 25) = -757(8)$  кэВ [7].

В расчете с DF3-a предсказывается, что изотоп  $^{26}\text{O}$  не связан, в то время как  $^{28}\text{O}$  слабо связан. Обратим внимание, что подгонка параметров функционала плотности к величине  $S_{1n}$  в ядре “кора”  $^{22}\text{O}$  не проводилась, как, например, в [9]. Однако, в любом случае, для изотопов кислорода с  $A > 24$  точность наших расчетов приходится при-

**Таблица 1.** Значения  $S_{1n}$  в изотопах кислорода (расчет с функционалами DF3-a (набор а) и FaNDF<sup>0</sup>; экспериментальные и оцененные данные из компиляции АМЕ-2020 [7])

A	$\beta_2$	DF3-a (набор а)	FaNDF <sup>0</sup>	АМЕ-2020
22	0.004	9.80	9.80	$6.850 \pm 0.060$
23	0.003	3.65	3.65	$2.730 \pm 0.130$
24	0.003	7.27	7.30	$4.190 \pm 0.200$
25	0.004	-1.64	0.03	$-0.757 \pm 0.008$
26	0.004	-2.81	0.94	$0.739 \pm 0.010$
27	0.003	-0.70	-0.13	$-1.940 \pm 0.530\#$
28	0.004	0.57	0.65	$0.660 \pm 0.860\#$

**Таблица 2.** Значения  $S_{2n}$  в изотопах кислорода (расчет с функционалами DF3-a (набор а) и FaNDF<sup>0</sup>; экспериментальные и оцененные данные взяты из компиляции АМЕ-2020 [7])

A	$\beta_2$	DF3-a	FaNDF <sup>0</sup>	АМЕ-2020
22	0.004	9.80	9.80	$10.655 \pm 0.057$
23	0.003	10.01	9.71	$9.580 \pm 0.120$
24	0.003	7.27	7.30	$6.925 \pm 0.174$
25	0.004	1.99	3.69	$3.430 \pm 0.210$
26	0.004	-2.81	0.94	$-0.018 \pm 0.005$
27	0.004	-1.87	0.79	$-1.200 \pm 0.530\#$
28	0.004	0.57	0.65	$-1.276 \pm 0.72\#$

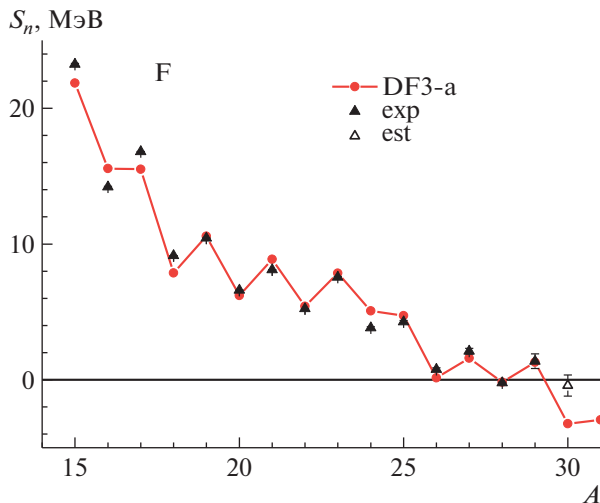


Рис. 3. Расчетные значения  $S_{1n}$  для изотопной цепи F в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Заполненные треугольники — эксперимент, открытые треугольники — оценка.

нимать с оговоркой. Как упоминалось выше, недостаток существующей модели — в приближенном рассмотрении свойств основных состояний слабосвязанных изотопов и несвязанных изотопов за пределами нейтронной границы стабильности.

На рис. 2 и в табл. 2 энергии отделения двух нейтронов, рассчитанные с DF3-a (набор а) с градиентным спариванием), сравниваются с нашим расчетом, с использованием деформированного кода HFVTHO [29] с функционалом FaNDF<sup>0</sup> [28]. Рассчитанные параметры деформации в изотопах кислорода малы ( $|\beta_2| \sim < 0.004$ ). Для изотопов  $^{22-24}\text{O}$  отклонение результатов DF3-a от экспериментальных данных составляет менее 500 кэВ. Положение двухнейтронной ГНС при  $A = 25$  воспроизводится правильно. Изотоп  $^{28}\text{O}$ , по нашему прогнозу, является слабосвязанным по отношению к  $2n$ -эмиссии.

На рис. 3, 4 показаны одно- и двухнейтронные энергии отделения в изотопах фтора, полученные в расчете с DF3-a функционалом без градиентного спаривания: при  $A < 27$  согласие с данными удовлетворительное, отклонение от экспериментальных данных 0.2–1.0 МэВ. Положение рассчитанной однонейтронной ГНС предсказывается при  $A = 27$  ( $S_{1n}(A = 28)_{\text{th}} = -0.18$  МэВ по сравнению с  $-0.22 \pm 0.05$  МэВ [7]). Отсутствие изотопов  $^{32,33}\text{F}$  в экспериментах [4] дало основания полагать, что однонейтронная граница стабильности находится при  $A = 31$ . Еще раз отметим, что используемая нами схема не подходит для слабосвязанных ядер вблизи ГНС из-за неучета связи спаривания с континуумом.

Двухнейтронная ГНС в DF3-a расчете оказывается расположенной при  $A = 29$ . Неопределен-

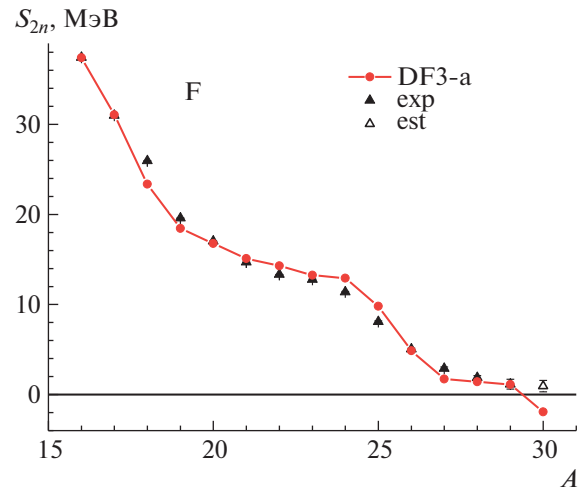


Рис. 4. Расчетные значения  $S_{2n}$  для изотопной цепочки F в сравнении с данными АМЕ-2020 [7]. Заполненные треугольники — эксперимент, открытые — оценка.

ность экспериментальной энергии отделения двух нейтронов в  $^{29}\text{F}$  относительно велика ( $1.130 \pm 0.540$  МэВ [7]), расчет дает 1.12 МэВ. Следует упомянуть, что  $^{29}\text{F}$  находится недалеко от области острова инверсии. В расширенном базисе мультikonфигурационной модели оболочек двухнейтронное гало естественным образом объясняется спиновой инверсией нейтронных орбиталей  $\nu 2p_{3/2}$  и  $\nu 1f_{7/2}$ , возникающей из-за эрозии замкнутой оболочки  $N = 20$ . Наши расчеты не содержат смешивания со сложными конфигурациями, поэтому они соответствуют нормальной оболочечной последовательности одночастичных состояний в  $^{28,29}\text{F}$ . Чтобы описать внедренные состояния в среднеполевом подходе, основанном на ЭФП, следует включить квазичастичное взаимодействие и деформацию. Отметим, что деформация более развита в  $^{17-23}\text{F}$  и  $^{27,29,31}\text{F}$ , тогда как в остальных изотопах она оценивается в DF3-a расчете как  $|\beta_2| \sim 0.002$ .

### 3.2. Радиусы распределения материи и зарядовые радиусы

Мы также применили улучшенную версию функционала Фаянса (DF3-a, набор б) для описания материальных и зарядовых радиусов изотопов кислорода и фтора. На рис. 5 показаны результирующие материальные радиусы изотопов кислорода. Для изотопа  $^{28}\text{F}$ , который прогнозируется стабильным в DF3-a, предсказывается значительное увеличение радиуса распределения материи ( $R_m = 3.43$  фм). Можно сделать вывод, что сферические расчеты DF3-a качественно воспроизводят имеющиеся данные [30–33]. Как видно, зарядовые радиусы изотопов кислорода

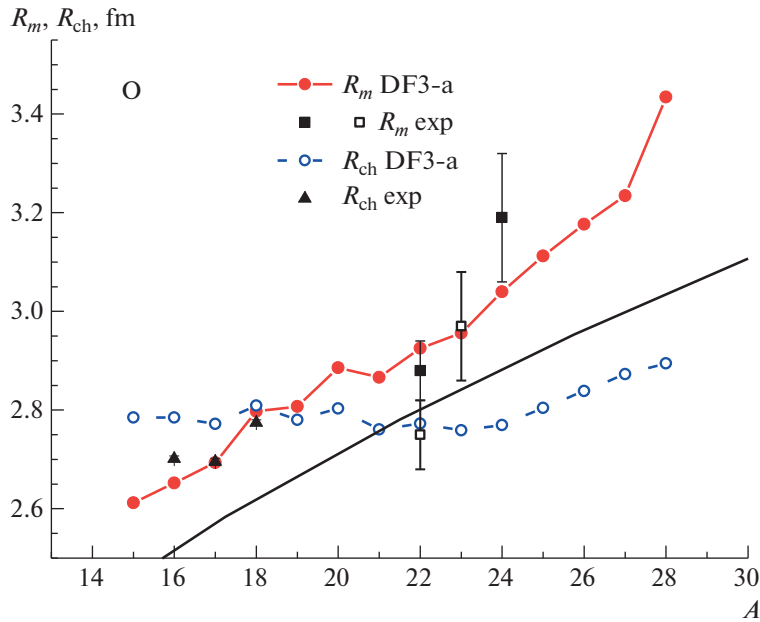


Рис. 5. Зарядовый и материальный радиусы изотопов кислорода, рассчитанные по DF3-a, в сравнении с экспериментальными данными [30–33].

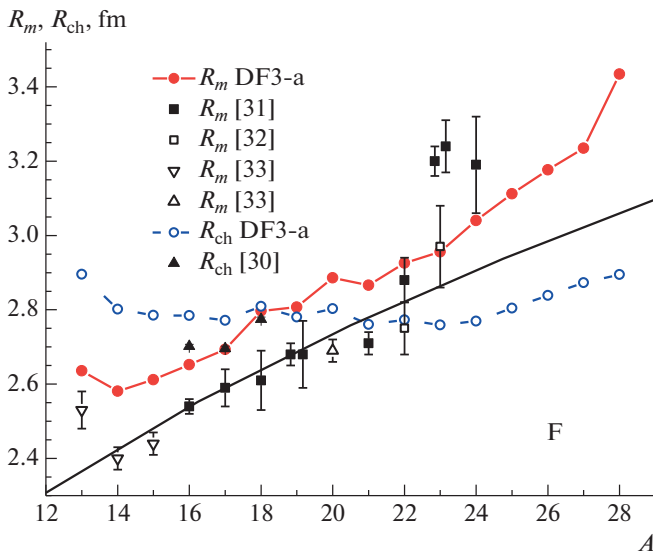


Рис. 6. Зарядовый и материальный радиусы изотопов фтора, рассчитанные по DF3-a, в сравнении с экспериментальными данными из [8, 30, 32] и с данными из обзора [33].

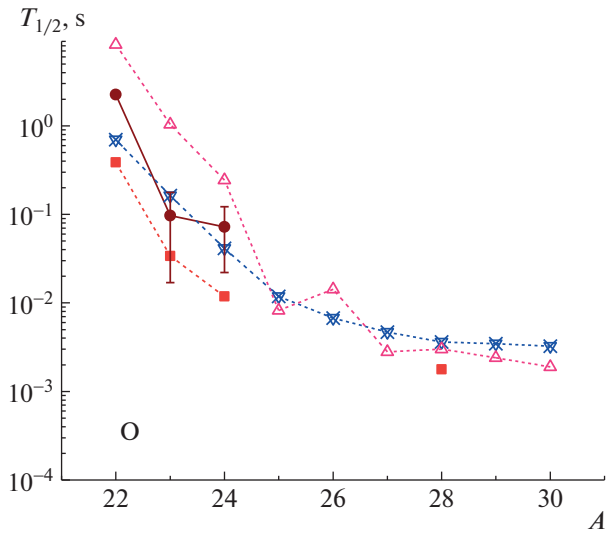


Рис. 7. Периоды  $\beta$ -распада  $T_{1/2}$  изотопов кислорода, рассчитанные по DF3-a + CQRPA (квадраты), RHB + RQRPA (нижние треугольники) и FRDM + RPA (верхние треугольники), по сравнению с оцененными данными IAEA-2015 [36] и компиляцией NUBASE [37].

практически не зависят от числа нейтронов. Это согласуется с модельным анализом глауберовских сечений взаимодействия для изотопных цепочек с  $3 < Z < 10$  [33]. Однако, если изотоп  $^{28}\text{O}$  оказался бы стабильным, можно было бы ожидать резкого увеличения материальных и зарядовых радиусов.

Наш расчет для изотопов фтора (рис. 6) хорошо

описывает экспериментальный радиус для  $^{27}\text{F}$ , но занижает  $R_m$  для  $^{29}\text{F}$ . В недавних экспериментах [8] изотоп  $^{29}\text{F}$  ( $N = 20$ ) был установлен как самый тяжелый нуклид с двухнейтронным борромеевским гало. Двухнейтронное гало было приписано спиновой инверсии нейтронных орбиталей  $\nu 2p3/2$  и  $\nu 1f7/2$  из-за эрозии замыкания оболочки при

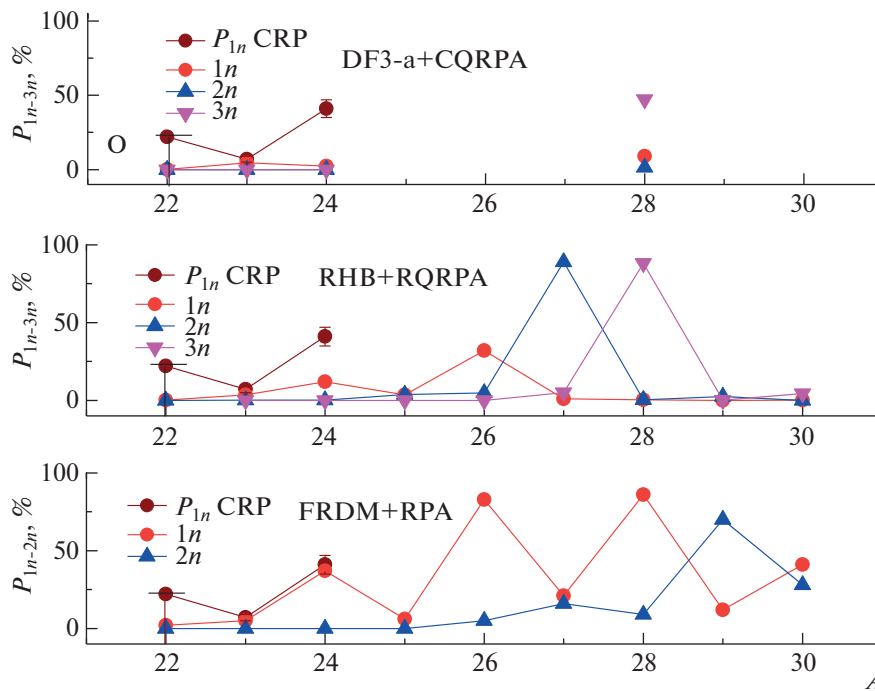


Рис. 8. Вероятности мультинейтронной эмиссии  $P_{xn}$  для изотопов кислорода, рассчитанные по DF3-a + CQRPA [20], RHB + QRPA [2] и FRDM + RPA [23], по сравнению с оцененными данными IAEA-2015 [36] и компиляцией NUBASE [37].

$N = 20$ . Оно хорошо описывается в крупномасштабных расчетах оболочечной модели с учетом смешивания состояния  $sd$ - и  $pf$ -оболочек [34]. Наши расчеты соответствуют нормальному порядку оболочных состояний как в  $^{28}\text{F}$ , так и в  $^{29}\text{F}$ . Двухнейтронное гало в ГНС-ядре  $^{31}\text{F}$  адекватно воспроизводится, предполагая трехтельный механизм ( $^{29}\text{F} + n + n$ ) в рамках кластерно-орбитальной модели оболочки (COSM), использующей метод разложения по Гауссу [35].

### 3.3. Периоды полураспада $\beta$ -распада и вероятности испускания запаздывающих нейтронов

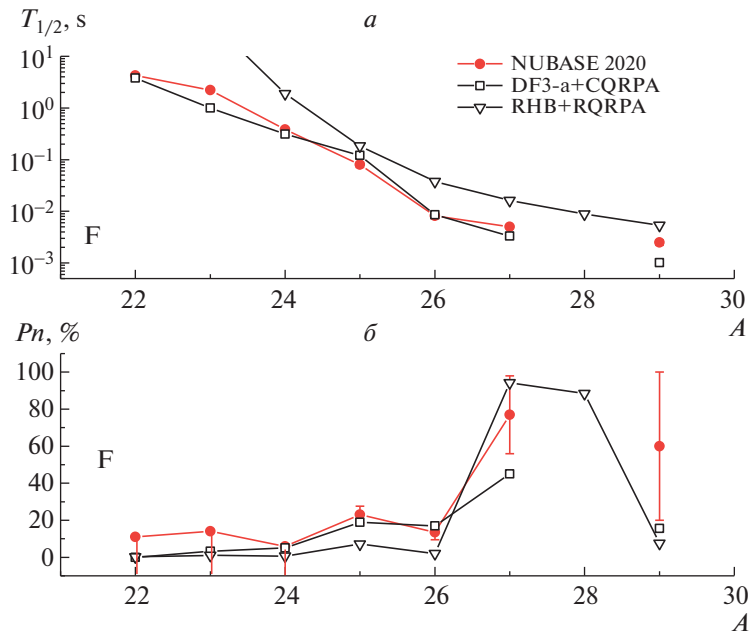
В изотопах кислорода с  $A \leq 24$  и в изотопах F с  $A \leq 27$  расчетные и экспериментальные [7] значения энергии отделения нейтрона  $S_{1n \text{exp}}$  больше, чем соответствующая щель спаривания ( $\Delta$ ), т.е. справедливо приближение слабого спаривания. Таким образом, в этих изотопах расчеты  $\beta$ -распада DF3-a + CQRPA вполне применимы. Как видно из рис. 7, релятивистское QRPA [22] описывает экспериментальные периоды полураспада  $\beta$ -распада [36, 37], а DF3-a + CQRPA [20] занижает данные до двух раз. Модель FRDM + RPA [23], напротив, завышает данные до 10 раз. В изотопах фтора расчеты  $\beta$ -распада DF3-a + CQRPA близки к экспериментальным данным, тогда как

RQRPA [22] сильно завышает данные для  $A < 25$  (рис. 8). Как уже упоминалось, для  $A < 25$  расчеты  $\beta$ -распада в DF3-a + CQRPA соответствуют нейтронно-стабильным ядрам. Отметим хорошо известный эффект — при экстремальных значениях  $N-Z$  периоды полураспада, предсказанные очень различающимися моделями, близки друг к другу. В основном это является результатом значительного снижения энергии наиболее интенсивного пигми-резонанса Гамова–Теллера, дающего основной вклад в полные периоды полураспада.

Вероятности эмиссии запаздывающих нейтронов  $P_{1n-3n}$ , рассчитанные в DF3 + CQRPA и RHB + QRPA (рис. 9) близки для  $A < 24$  и занижают данные [36, 37]. Расчет FRDM + RPA [22] описывает экспериментальные данные по  $P_{1n}$ . (Отметим, что  $P_{\text{tot}} = 100\%$ , рассчитанные по FRDM + RPA [23] при  $A = 26, 28$  и для RHB + QRPA при  $A = 27, 28$ , фактически соответствуют нестабильным изотопам.) Расчетные значения  $P_{xn}$  должны быть чувствительны к фрагментации ГТ-силы в припороговых областях. Известно, что квазичастично-фононная связь чрезвычайно важна для описания распределения мощности ГТ, периодов полураспада и значений  $P_{xn}$  [38]. В настоящих расчетах этот эффект не учитывался.

Поскольку силовые функции  $\beta$ -распада обычно не полные, отношения  $P_{1n}/P_{0n}$ ,  $P_{2n}/P_{1n}$  и т.д.





**Рис. 9.** *а* — Периоды  $\beta$ -распада  $T_{1/2}$  изотопов фтора, рассчитанные по DF3-а + CQRPA [20, 21] (квадраты) и RHB + RQRPA [22] (нижние треугольники), по сравнению с оцененными данными IAEA-2015 [36] и компиляцией NUBASE [37]. *б* — Полные вероятности нейтронной эмиссии  $P_n$  для изотопов F, рассчитанные по DF3-а + CQRPA [7], по сравнению со значениями  $P_{xn}$ , рассчитанными в моделях RHB + QRPA [2], по сравнению с данными IAEA и NUBASE [36, 37].

могут быть использованы в качестве чувствительных маркеров, коррелирующих с силой эффективных  $ph$ - и  $pp$ -взаимодействий и квазичастично-фононной связи. (В нашем расчете сила  $pp$ -взаимодействия (спаривание с  $T = 0$ ) такая же, как и в тяжелых ядрах, что, вероятно, завышено для легких ядер.) Очевидно также, что в ядрах, близких к ГНС, значения  $T_{1/2}$  и, в меньшей степени, рассчитанные величины  $P_n$  слабо чувствительны к величине  $S_{1n}$ .

#### 4. ВЫВОДЫ

Вопрос о том, “сколько нейтронов может прилипнуть к нейтрон-избыточному ядру” был задан еще Я.Б. Зельдовичем в его статье [39]. С тех пор были предприняты значительные экспериментальные усилия и обширные микроскопические исследования нейтронной границы стабильности. Тем не менее, эта область исследования предлагает новые загадки. Одна из проблем касается свойств основных состояний и  $\beta$ -распада изотопов в области кислородной аномалии. Самосогласованный подход, основанный на функционале Фаянса и QRPA с точным учетом континуума, позволяет описать важные особенности как свойств основных состояний, так и малоамплитудную ядерную спиновую динамику в (квази)сферических ядрах в области изотопных цепочек кислорода и фтора.

В расчете DF3-а воспроизводится как положение ГНС кислорода, так и резкий спад энергии отрыва одного нейтрона за пределами границы стабильности. Для зарядовых радиусов фтора рассчитанная двухнейтронная ГНС предсказывается при  $A = 29$ . Расчеты зарядовых радиусов согласуются с тем экспериментальным фактом, что для изотопических цепочек  $3 < Z < 10$  последние не зависят от числа нейтронов. Радиус распределения вещества для  $^{27}\text{F}$  описывается, но расчет заметно занижает радиус изотопа  $^{29}\text{F}$  ( $N = 20$ ) — самого тяжелого нуклида с двухнейтронным борромеевским гало. Стоит отметить возможную роль отрицательной деформации основного состояния изотопа  $^{29}\text{F}$  в формировании гало [40]. Что касается предположительно связанного изотопа  $^{31}\text{F}$  ( $N = 22$ ), то следует отметить конкуренцию парного “антигало” эффекта, подавляющего радиусы ядер в слабосвязанных системах [41] с возможной инверсией  $\nu 2p3/2$  и  $\nu 1f7/2$  нейтронных орбиталей [42]. В то же время расчеты основных состояний нейтронно-избыточных изотопов кислорода в методе HFV с независимой фиксацией аксиальных квадрупольных моментов протонной и нейтронной подсистем [42] лучше согласуются с их сферической формой. В этом контексте DF3-а расчеты ограничены пределами применимости приближений среднего поля и слабого спаривания.

Предсказания свойств  $\beta$ -распада с помощью



самосогласованных моделей, основанных на расширенных функционалах плотности энергии [13, 29], оказываются более надежными, чем предсказания полумикроскопического глобального подхода [23], ранее использовавшегося в качестве стандарта для моделирования  $\gamma$ -процессов. В рамках DF + CQRPA контролируется степень близости к ГНС и несвязанные ядра могут быть должным образом исключены при моделировании  $\gamma$ -процесса. Напротив, часть периодов полураспада  $\beta$ -распада в таблицах глобальных расчетов [22, 23] фактически соответствует нейтронно-нестабильным изотопам согласно существующим экспериментальным данным о порогах эмиссии нейтронов.

Будущие исследования связаны с обобщенным подходом среднего поля [16], в котором парные корреляции в континууме получаются путем прямого решения уравнений Горькова, что позволяет избежать как аппроксимации БКШ, так и дискретизации континуума в схеме HFV. Одной из интересных задач было бы изучение сигналов двух-нейтронных гало и динейтронных корреляций в реакциях  $\beta$ -распада и эмиссии запаздывающих нейтронов [43, 44].

Качественное объяснение скачка радиуса расщепления вещества в  $^{24}\text{O}$  по сравнению с “ядром”  $^{22}\text{O}$  может быть достигнуто в кластерной модели [45] путем варьирования как относительных расстояний в квартете кластеров, так и размера каждого кластера. Представляет интерес учет кластеризации в EDF [22]. Это важно для правильного определения нейтронного скин-фактора. В частности, это касается корреляций альфа-частиц, которые могут изменить зависимость энергии симметрии от плотности [46, 47], важных для разработки уравнения состояния ядерной материи и моделирования слияний нейтронных звезд.

Значительный объем данных о свойствах основных состояний и  $\beta$ -распада легких ядер поступает от действующих установок с радиоактивными пучками. Дополнительная информация ожидается от FAIR и Spiral-2. Это имело бы большое значение для лучшего понимания структуры ядер, далеких от стабильности. В этих измерениях будет проверена надежность различных теоретических предсказаний свойств основных состояний, периодов полураспада  $\beta$ -распада и вероятностей множественной эмиссии нейтронов.

И.Н.Б. выражает благодарность Ю.Э. Пенионжквичу и Ю.Г. Соболеву за информацию о программе TETRA в Орсе и Спираль-2, а также А.П. Северюхину, Ю.А. Литвинову и Л.В. Григоренко за обсуждения. Выражается благодарность МАГАТЭ за поддержку участия в Координационном проекте “Разработка справочной базы данных по эмиссии бета-запаздывающих нейтронов”.

Работа частично поддержана внутренним грантом НИЦ “Курчатовский институт” (приказ 2767 от 28.10.2021).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Testov, D. Verney, B. Roussi re, J. Bettane, F. Didierjean, K. Flanagan, S. Franchoo, F. Ibrahim, E. Kuznetsova, R. Li, B. Marsh, I. Matea, Yu. Penionzhkevich, H. Pai, V. Smirnov, E. Sokol, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **815**, 96 (2016).
2. A. Etil , D. Verney, N. N. Arsenyev, J. Bettane, I. N. Borzov, M. Cheikh Mhamed, P. V. Cuong, C. Delafosse, F. Didierjean, C. Gaulard, Nguyen Van Giai, A. Goasduff, F. Ibrahim, K. Kolos, C. Lau, M. Niikura, *et al.*, Phys. Rev. C **91**, 064317 (2015).
3. Yu. E. Penionzkewich and R. G. Kalpakchieva, *Light Nuclei near the Border of Neutron Stability* (JINR, Dubna, 2016).
4. D. S. Ahn, N. Fukuda, H. Geissel, N. Inabe, N. Iwasa, T. Kubo, K. Kusaka, D. J. Morrissey, D. Murai, T. Nakamura, M. Ohtake, H. Otsu, H. Sato, B. M. Sherrill, Y. Shimizu, H. Suzuki, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **123**, 212501 (2019).
5. H. Sakurai, S. M. Lukyanov, M. Notani, N. Aoi, D. Beaumel, N. Fukuda, M. Hirai, E. Ideguchi, N. Imai, M. Ishihara, H. Iwasaki, T. Kubo, K. Kusaka, H. Kumagai, T. Nakamura, H. Ogawa, *et al.*, Phys. Lett. B **448**, 180 (1999).
6. A. S. Jensen and K. Riisager, Phys. Lett. B **480**, 39 (2000).
7. Meng Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030003 (2021).
8. S. Bagchi, R. Kanungo, Y. K. Tanaka, H. Geissel, P. Doornenbal, W. Horiuchi, G. Hagen, T. Suzuki, N. Tsunoda, D. S. Ahn, H. Baba, K. Behr, F. Browne, S. Chen, M. L. Cort s, A. Estrad , *et al.*, Phys. Rev. Lett. **124**, 222504 (2020).
9. A. Volya and V. Zelevinsky, Phys. At. Nucl. **77**, 969 (2014).
10. T. Otsuka, T. Suzuki, J. D. Holt, A. Schwenk, and Y. Akaishi, Phys. Rev. Lett. **105**, 032501 (2010).
11. M. V. Zverev, N. V. Klochkova, Yu. S. Lyutostansky, and E. K. Yudina, Phys. At. Nucl. **58**, 2058 (1995).
12. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, Nucl. Phys. A **676**, 49 (2000).
13. E. E. Saperstein and S. V. Tolokonnikov, Phys. At. Nucl. **79**, 1030 (2016).
14. F. Marino, C. Barbieri, A. Carbone, G. Col , A. Lovato, F. Pederiva, X. Roca-Maza, and E. Vigezzi, Phys. Rev. C **104**, 024315 (2021).
15. M. Pf tzner, M. Karny, L. V. Grigorenko, and K. Riisager, Rev. Mod. Phys. **84**, 567 (2012).
16. S. E. A. Orrigo and H. Lenske, Phys. Lett. B **677**, 214 (2009).
17. M. Terasawa, K. Sumiyoshi, T. Kajino, G. J. Mathews, and I. Tanihata, Astrophys. J. **562**, 470 (2001).
18. S. C. Keller, M. S. Bessell, A. Frebel, A. R. Casey, M. Asplund, H. R. Jacobson, K. Lind, J. E. Norris, D. Yong, A. Heger, Z. Magic, G. S. Da Costa, B. P. Schmidt, and P. Tisserand, Nature **506**, 463 (2014).

19. I. V. Panov, S. I. Blinnikov, and F.-K. Thielemann, *Astron. Lett.* **27**, 239 (2001).
20. I. N. Borzov, *Phys. Rev. C* **67**, 025802 (2003).
21. S. V. Tolokonnikov and E. E. Saperstein, *Phys. At. Nucl.* **73**, 1684 (2010).
22. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
23. P. Möller, B. Pfeiffer, and K.-L. Kratz, *Phys. Rev. C* **67**, 055802 (2003).
24. I. N. Borzov and S. A. Fayans, Preprint IPPE-1129 (1980).
25. H. Grawe, in *Proceedings of the Workshop on Nuclear Structure in  $^{78}\text{Ni}$  Region, Leuven, March 9–11, 2009*.
26. I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 680 (2018).
27. I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **83**, 700 (2020).
28. S. A. Fayans, *JETP Lett.* **68**, 169 (1998).
29. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, *J. Phys. G* **42**, 075102 (2015).
30. I. Angeli and K. P. Marinova, *At. Data Nucl. Data Tables* **99**, 69 (2013).
31. A. Ozawa, O. Bochkarev, L. Chulkov, D. Cortina, H. Geissel, M. Hellström, M. Ivanov, R. Janik, K. Kimura, T. Kobayashi, A. A. Korshennikov, G. Münzenberg, F. Nickel, Y. Ogawa, A. A. Ogloblin, M. Pfutzner, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **691**, 599 (2001).
32. R. Kanungo *et al.*, *Phys. Rev. C* **84**, 061304(R) (2011).
33. A. Ozawa, T. Suzuki, and I. Tanihata, *Nucl. Phys. A* **693**, 32 (2001).
34. N. Michel, J. G. Li, F. R. Xu, and W. Zuo, *Phys. Rev. C* **101**, 031301(R) (2020).
35. H. Masui, W. Horiuchi, and M. Kimura, *Phys. Rev. C* **101**, 041303(R) (2020).
36. M. Birch, B. Singh, I. Dillmann, D. Abriola, T. D. Johnson, E. A. McCutchan, and A. A. Sonzogni, *Nucl. Data Sheets* **128**, 131 (2015).
37. G. Kondev, M. Wang, W. J. Huang, S. Naimi, and G. Audi, *Chin. Phys. C* **45**, 030001 (2021).
38. Е. О. Сушенок, А. П. Северюхин, Н. Н. Арсеньев, И. Н. Борзов, *ЯФ* **81**, 17 (2018) [E. O. Sushenok, A. P. Severyukhin, N. N. Arsenyev, and I. N. Borzov, *Phys. At. Nucl.* **81**, 24 (2018)].
39. Ja. B. Zeldovich, *JETP* **38**(4), 1123 (1960).
40. Ikuko Hamamoto, *Phys. Lett. B* **814**, 136116 (2021).
41. K. Bennaceur, J. Dobaczewski, and M. Płoszajczak, *Phys. Lett. B* **496**, 154 (2000).
42. A. P. Severyukhin, M. Bender, H. Flocard, and P.-H. Heenen, *Phys. At. Nucl.* **70**, 1435 (2007).
43. A. Poves, J. Retamosa, M. J. G. Borge, and O. Tengblad, *Z. Phys. A* **347**, 227 (1994).
44. E. Caurier, F. Nowacki, and A. Poves, *Phys. Rev. C* **90**, 014302 (2014).
45. N. Itagaki and A. Tohsaki, *Phys. Rev. C* **97**, 014307 (2018).
46. J. Ebran, E. Khan, N. Nikšić, and D. Vretenar, *J. Phys.: Conf. Ser.* **569**, 012028 (2014).
47. S. Typel, *Phys. Rev. C* **89**, 064321 (2014).

## SELF-CONSISTENT STUDY OF THE GROUND STATE AND $\beta$ -DECAY PROPERTIES OF OXIGEN AND FLUORINE ISOTOPES

I. N. Borzov<sup>1),2)</sup>, S. V. Tolokonnikov<sup>1),3)</sup>

<sup>1)</sup>National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

<sup>2)</sup>Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

<sup>3)</sup>Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Dolgoprudny, Russia

For neutron-rich O and F isotopes in the region of the so-called “oxygen anomaly”, the one- and two-neutron separation energies, charge and matter radii are calculated within the Fayans energy density functional DF3-a. The  $\beta$ -decay half-lives and delayed multi-neutron emission branchings are treated in the Continuum Quasiparticle Random Phase approximation (DF3-a + CQRPA). We discuss the applicability limits of the global approaches for the ground state and integral  $\beta$ -decay properties of light nuclei. These characteristics calculated within the DF3-a + CQRPA and relativistic RHB + RQRPA are compared for oxygen and fluorine isotopic chains.