

УДК 539.143, 169

## НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НУКЛИДОВ ВБЛИЗИ ПРОТОННОЙ ГРАНИЦЫ СТАБИЛЬНОСТИ

**В.С. Окунев**

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Российская Федерация  
e-mail: okunev@power.bmstu.ru

*Выявлены закономерности изменения физических свойств атомных ядер, расположенных вблизи протонной границы стабильности и за ней. За указанной границей могут располагаться относительно долгоживущие ядра, находящиеся в основном энергетическом состоянии. Протонный распад таких нуклидов не связан с заметным изменением спина, а период полураспада может достигать 1 с и более. Привычное представление об уменьшении периода полураспада и средней удельной энергии связи атомных ядер по мере отдаления от полосы стабильных ядер (с точностью до четности или магичности числа протонов и нейтронов) в сторону перегруженности протонами или нейтронами — лишь частный случай более общей зависимости. Вблизи границы нуклонной стабильности эта зависимость не является монотонной функцией, как принято считать, а больше напоминает затухающие колебания, не связанные ни с эффектами спаривания или заполненности ядерных оболочек, ни с высокой энергией возбуждения, ни с большим спином ядра, ни с “гелиевой аномалией”. Эффект проявляется для ядер, тяжелее магния.*

**Ключевые слова:** устойчивость атомных ядер, магические ядра, деформированные ядра, период полураспада, протонная граница стабильности, нейтронная граница стабильности.

## SOME LAWS OF NUCLEAR PHYSICS PROPERTIES OF NUCLIDES NEAR THE PROTON DRIP-LINE

**V.S. Okunev**

Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russian Federation  
e-mail: okunev@power.bmstu.ru

*The paper discusses the revealed regularities in physical change of atomic nuclei located near the proton drip-line and beyond it. Beyond this drip-line, relatively long-lived nuclei in their main energy state can be located. Proton decay of such nuclides does not correlate with a significant spin change, and their half-life can last up to 1 second or more. The common notion of reducing both a half-life period and an average binding energy of nucleus bonds, while the distance is increasing from the stable nucleus line (to an accuracy of the parity or magic number of protons and neutrons) to the congestion of protons or neutrons, can be considered as a special case of a more general dependence. Near the drip-line, this dependence is not a monotonic function, as it is commonly believed, but it more resembles damped oscillations, which do not correlate with either the pairing effect or nuclear shell occupations, or high-energy excitation, or with a large nuclear spin and “helium anomalies”. The effect is manifested itself in nuclei that are heavier than magnesium.*

**Keywords:** stability of atomic nuclei, magic nuclei, deformed nuclei, half-life, proton drip-line, neutron drip-line.

**Область существующих атомных ядер.** Принято считать, что атомное ядро существует, если среднее время  $\tau$  его жизни превышает характерное время  $\tau_S$  сильного (ядерного) взаимодействия ( $\tau > \tau_S \sim 10^{-23} \dots 10^{-22}$  с) и если ядро не испускает нуклоны из основного энергетического состояния. Общее число существующих нуклидов оценивается в 7,0...7,5 тыс. Современные библиотеки оцененных ядерных данных содержат информацию о физических свойствах более трех тысяч атомных ядер. Библиотека ENDF/B-VII.1 [1] включает в себя информацию о радиоактивных распадах 3 933 нуклидов с зарядом от 1 до 111.

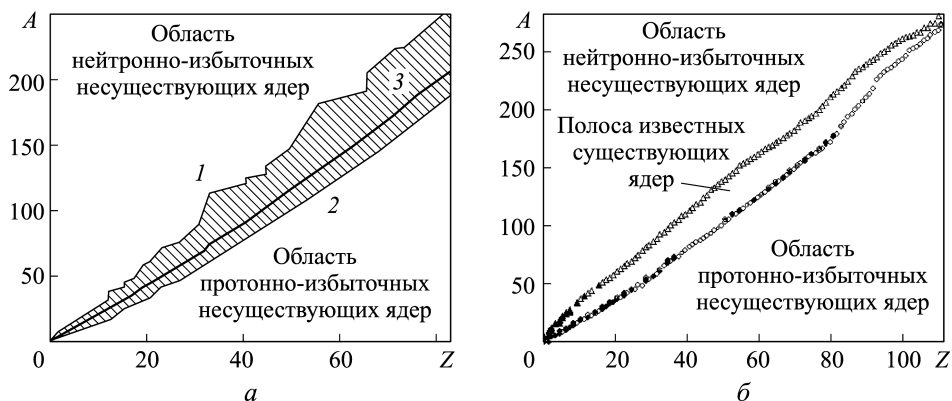
Особенности фундаментальной структуры материи таковы, что атомные ядра существуют лишь в относительно узкой полосе в координатах число протонов  $Z$  – число нейтронов  $N$  или массовое число  $A$  – заряд (рис. 1, *a*), а стабильные (273 ядра) расположены в еще гораздо более узкой полосе ( $1 \leq Z \leq 83$ ;  $1 \leq N \leq 209$ ), не являющейся непрерывной. Так, в природе не существует атомных ядер с зарядом 43 и 61. Узкая полоса стабильных и долгоживущих ядер (в координатах  $Z - N$ ) образована всего лишь 287 нуклидами, не распавшимися до настоящего времени, которые еще остались в земной коре.

Полоса стабильных ядер в координатах  $Z - N$  характеризуется условием электроядерного равновесия, т.е. равновесия сил, характеризующих слабое, сильное и электромагнитное взаимодействия. Другими словами, для стабильных ядер характерно вполне определенное отношение  $N/Z$  (назовем его оптимальным), определенное по полуэмпирической формуле Вайцтеккера

$$N/Z = 0,98 + 0,015A^{2/3}. \quad (1)$$

Соотношение (1) выполняется с точностью до четности чисел  $N$  и  $Z$  в ядре. Оно характерно и для наиболее долгоживущих радиоактивных ядер: актинидов, транс- и суперактинидов [2].

Принято считать, что вне границ нуклонной стабильности атомные ядра не существуют: распадаются за время  $\tau \sim \tau_S$  с испусканием одного или нескольких нуклонов. Граница нейтронной (протонной) стабильности не описывается гладкой линией (см. рис. 1, *a*), что связано с проявлением эффектов спаривания и магичности. Кулоновское взаимодействие протонов и повышение вероятности захвата электронов протонами ядра при увеличении числа  $A$  делает невозможным существование ядер, сильно перегруженных протонами. Для легких ядер протонная граница проходит довольно близко от долины стабильности. Потенциальный барьер, обусловленный кулоновским взаимодействием и орбитальным моментом вылетающего из ядра нуклона,



**Рис. 1. Области существующих (а) и известных (б) ядер:**

1 — нейтронная граница стабильности; 2 — протонная граница; 3 — кривая электростатического равновесия

может привести к увеличению времени  $\tau$  и несколько сдвинуть границу существования атомных ядер. Границы нуклонной стабильности, соответствующие нулевой энергии связи последнего протона (протонная граница  $\varepsilon_p = 0$ ) или нейтрона (нейтронная граница  $\varepsilon_n = 0$ ) в ядре, нечеткие: в пределах границ нуклонной стабильности (в области существующих ядер) в координатах  $Z - N$  могут располагаться ядра, для которых  $\varepsilon_p \leq 0$  или  $\varepsilon_n \leq 0$ .

Экспериментальные данные по определению границ нуклонной стабильности (на основе анализа современных версий файлов оцененных ядерных данных [1]) представлены на рис. 1, б. Черными кружками обозначены наиболее тяжелые изотопы элементов, испускающие протоны даже из основного энергетического состояния. Эти ядра и определяют границу протонной стабильности. Белые кружки соответствуют ядрам, испытывающим не только протонную радиоактивность, но и другие виды распада. Черными треугольниками обозначены наиболее легкие изотопы элементов, испускающие нейтроны из основного энергетического состояния, определяющие границу нейтронной стабильности. Белые треугольники соответствуют наиболее тяжелым изотопам элементов в границах нуклонной стабильности, полученные экспериментально. Граница нейтронной стабильности расположена где-то выше этих нуклидов (соответствует большему числу  $N$ ) и экспериментально установлена только для легких ядер ( $Z = 1 \dots 8, 10, 12, 16$ ).

В то же время для некоторых легких ядер ( $_1\text{H}$ ,  $_2\text{He}$ ,  $_3\text{Li}$ ,  $_4\text{Be}$ ,  $_5\text{B}$ ,  $_6\text{C}$ ,  $_7\text{N}$ ,  $_8\text{O}$ ,  $_9\text{F}$ ,  $_{10}\text{Ne}$ ,  $_{11}\text{Na}$ ,  $_{12}\text{Mg}$ ) с хорошей точностью определены не только нейтронная граница стабильности, но и физические свойства их изотопов, находящихся за этой границей. Ядерно-физические свойства изотопов гелия приведены в табл. 1. Заметна сильная корреляция

зависимостей средней удельной энергии связи ( $\varepsilon_{\text{св}}$ ), энергии связи последнего нейтрона ( $\varepsilon_n$ ), периода полураспада ( $T_{1/2}$ ), спина и, отчасти, вида распада и пространственной четности от массового числа. Как и ожидалось, вблизи оптимального отношения  $N/Z$  (практически для всех известных изотопов гелия) наблюдается ярко выраженная зависимость свойств от магичности и четности числа  $N$ . При изучении легких нейтронно-избыточных ядер учеными была открыта “гелиевая аномалия”, когда  $\varepsilon_{\text{св}}(^8\text{He}) > \varepsilon_{\text{св}}(^6\text{He})$ ,  $\varepsilon_{\text{св}}(^7\text{He}) > \varepsilon_{\text{св}}(^5\text{He})$ , причем для четных чисел  $N$  удельная энергия связи и период полураспада всегда выше, чем для нечетных [3]. Исключение составляет ядро  $^{10}\text{He}$ , находящееся за нейтронной границей стабильности. Свойства ядер, расположенных вблизи протонной и нейтронной границ стабильности и за этими границами, должны быть идентичны. Это позволит прогнозировать свойства ядер, расположенных за протонной границей стабильности.

Таблица 1

**Ядерно-физические свойства изотопов гелия**

$A$	$\varepsilon_{\text{св}}$ , МэВ	$\varepsilon_n$ , МэВ	Каналы распада*	$T_{1/2}$ , с*	Спин*	Четность*
3	2,572	2,8	Ядро стабильно		0,5	+ 1
4	7,15	20,6	Ядро стабильно		0	+ 1
5	-0,96	-0,96	$n$	$7,595 \cdot 10^{-22}$	1,5	- 1
6	0,99	0,2	$\beta$	0,8067	0	+ 1
7	-0,4	-0,5	$n$	$3,038 \cdot 10^{-21}$	1,5	- 1
8	2,1	0,24	$\beta$ (84%), $\gamma$ (16%)	0,1191 ( $\beta$ )	0	+ 1
9	-0,1	-0,15	$n$	$7,0 \cdot 10^{-21}$	0,5	+ 1
10	-1,0	0,02	$n$	$1,519 \cdot 10^{-21}$	0	+ 1

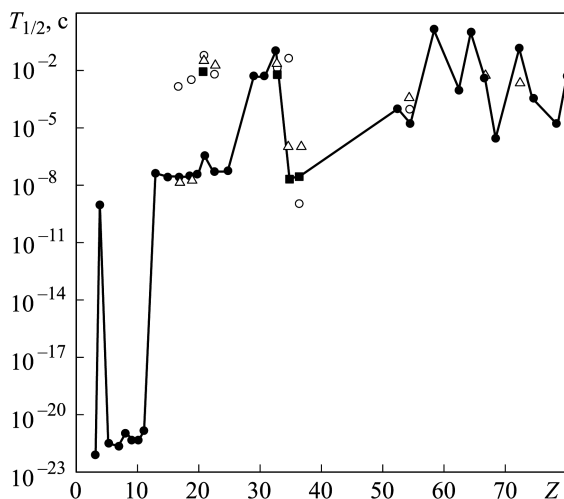
\*Приведенные здесь и далее данные соответствуют данным из библиотеки ENDF/B-VII/1 [1].

**Вдоль протонной границы стабильности.** Полагают, что протонная граница стабильности достоверно определена экспериментально для ядер с зарядом до 83 [4], что подтверждается экспериментальными данными [1]. Возможна экстраполяция кривой в координатах  $Z - N$  (соединяющей точки, соответствующие отдельным нуклидам), определяющей эту границу, в область тяжелых ядер. Экспериментально получены нуклиды, находящиеся за протонной границей стабильности. Стабилизация протонной радиоактивности за счет электромагнитного взаимодействия (кулоновский барьер при испускании протона ядром) заметно увеличивает время  $\tau$  (до  $10^{-6}$  с и более [1]) по сравнению со

временем  $\tau_S$ . Возможен протонный распад изомеров, однако на фоне  $\beta$ -превращений ( $\beta^+$ -распада, доминирующего для легких ядер, и электронного захвата — для тяжелых),  $\alpha$ -распада и спонтанного деления тяжелых ядер, вероятность испускания протона невелика (около 1 %). В то же время протонная радиоактивность может оказаться единственным каналом распада протонно-избыточных легких и средних ядер. Из известных нуклидов это нуклиды  ${}^4\text{Li}$ ,  ${}^5\text{Be}$ ,  ${}^7\text{B}$ ,  ${}^9\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{N}$ ,  ${}^{11}\text{N}$ ,  ${}^{12}\text{O}$ ,  ${}^{14}\text{F}$ ,  ${}^{15}\text{F}$ ,  ${}^{16}\text{F}$ ,  ${}^{18}\text{Na}$ ,  ${}^{19}\text{Na}$ ,  ${}^{21}\text{Al}$ ,  ${}^{25}\text{P}$ ,  ${}^{28}\text{Cl}$ ,  ${}^{29}\text{Cl}$ ,  ${}^{30}\text{Cl}$ ,  ${}^{30}\text{Ar}$ ,  ${}^{32}\text{K}$ ,  ${}^{33}\text{K}$ ,  ${}^{34}\text{K}$ ,  ${}^{34}\text{Ca}$ ,  ${}^{36}\text{Sc}$ ,  ${}^{37}\text{Sc}$ ,  ${}^{38}\text{Sc}$ ,  ${}^{39}\text{Sc}$ ,  ${}^{40}\text{V}$ ,  ${}^{41}\text{V}$ ,  ${}^{42}\text{V}$ ,  ${}^{45}\text{Mn}$ ,  ${}^{52}\text{Cu}$ ,  ${}^{54}\text{Cu}$ ,  ${}^{56}\text{Ga}$ ,  ${}^{60}\text{As}$ ,  ${}^{61}\text{As}$ ,  ${}^{62}\text{As}$ ,  ${}^{63}\text{As}$ ,  ${}^{67}\text{Br}$ ,  ${}^{68}\text{Br}$ ,  ${}^{69}\text{Br}$ ,  ${}^{71}\text{Rb}$ ,  ${}^{72}\text{Rb}$ ,  ${}^{73}\text{Rb}$ ,  ${}^{109}\text{I}$ ,  ${}^{112}\text{Cs}$ ,  ${}^{113}\text{Cs}$ ,  ${}^{121}\text{Pr}$ ,  ${}^{130}\text{Eu}$ ,  ${}^{135}\text{Tb}$ ,  ${}^{140}\text{Ho}$ ,  ${}^{141}\text{Ho}$ ,  ${}^{145}\text{Tm}$ ,  ${}^{155}\text{Ta}$ ,  ${}^{156}\text{Ta}$ ,  ${}^{161}\text{Re}$ ,  ${}^{171}\text{Au}$ ,  ${}^{176}\text{Tl}$  [1].

Для деформированных ядер, лежащих в непосредственной близости к протонной границе, конкурируют процессы испускания протонов и  $\gamma$ -квантов. Практически не наблюдается испускание коррелированной пары протонов из основного энергетического состояния ядра. Как правило, наличие в выходном канале распада двух протонов — результат их последовательного испускания, сначала исходным протонно-активным ядром, затем — продуктом протонного распада. Испускание двух спаренных протонов ядром из основного энергетического состояния, предсказанное В.И. Гольданским в 1960 г., было обнаружено в 2002 г. для ядер  ${}^{45}\text{Fe}$  учеными Национального центра GANIL (Франция) и Научного центра по физике тяжелых ионов GSI (Германия) [5, 6]. Гораздо чаще наблюдают последовательное или одновременное испускание двух запаздывающих протонов. В настоящее время известно более 100  $\beta^+$ -активных ядер, излучателей запаздывающих протонов. Явление одновременного испускания двух запаздывающих протонов ядрами  ${}^{22}\text{Al}$  и  ${}^{26}\text{P}$  (после  $\beta^+$ -распада) предсказано Гольданским в 1980 г. [7], экспериментально подтверждено для ядер  ${}^{22}\text{Al}$  в 1983 г. группой Дж. Черни на ускорителе в Национальной лаборатории им. Лоуренса Калифорнийского университета в Беркли (США) [8].

Двигаясь вдоль протонной границы стабильности ядер можно заметить достаточно резкий переход от протонной радиоактивности к  $\alpha$ -распаду на фоне  $\beta$ -превращений. Например, для протонно-избыточных изотопов сурьмы ( $Z = 51$ ) характерны  $\beta$ -превращения одного из протонов ядра в нейтрон ( ${}^{103}\text{Sb}$ ), протонная радиоактивность ( $\approx 1\%$ ) на фоне доминирующих  $\beta$ -превращений ( ${}^{104}\text{Sb}$ ,  ${}^{105}\text{Sb}$ ). Протонно-избыточные изотопы теллура ( $Z = 52$ ) характеризуются преобладающей  $\alpha$ -активностью ( ${}^{105}\text{Te}$ ,  ${}^{106}\text{Te}$ ) на фоне  $\beta$ -превращений (30 % для  ${}^{107}\text{Te}$ , 48,6 % для  ${}^{108}\text{Te}$ ). Это означает, что нуклид  ${}^{105}\text{Te}$  расположен на некотором отдалении от протонной границы стабильности. На основании этого можно сделать вывод, что протонная граница стабильности в координатах  $A - Z$  или  $N - Z$  не является



**Рис. 2.** Периоды полураспада протонно-активных нуклидов (100 %), находящихся на протонной границе стабильности (•) и за ней (Δ, ○, ■)

монотонной функцией (с точностью до четности чисел  $N$  и  $Z$ ), как предполагалось ранее. Отклонения от монотонной зависимости характерны для нуклидов с нулевым спином. Самый легкий из известных изотопов йода  $^{108}\text{I}$  ( $Z = 53$ ) в 90,1 % случаев испытывает  $\alpha$ -распад, в 8,91 % случаев —  $\beta$ -превращения и в 0,91 % случаев — протонную радиоактивность. Следующий по массе изотоп  $^{109}\text{I}$  характеризуется протонной радиоактивностью. Для изотопа  $^{110}\text{Xe}$  (наиболее легкий изотоп с  $Z = 54$ ) характерен  $\alpha$ -распад (64 %),  $\beta$ -превращения (35,9 %) и испускание  $\gamma$ -квантов (0,1 %). Испускание  $\alpha$ -частиц крайне редко наблюдается для наиболее легких из известных изотопов бария ( $^{114}\text{Ba}$  10<sup>-4</sup> % случаев).

Значения периодов полураспада нуклидов, находящихся на протонной границе стабильности и испускающих протоны из основного энергетического состояния, представлены на рис. 2. Для легких ядер ( $Z < 12$ ) среднее время жизни по отношению к испусканию протона определяется характерным временем сильного взаимодействия с мало заметной стабилизацией за счет электромагнитного взаимодействия. Исключение составляет лишь протонный распад ядер  $^5\text{Be}$ , состоящих из двух кластеров спаренных протонов, которые удерживаются от распада единственным нейтроном. В состав соседних нечетных по числу  $Z$  нуклидов ( $^4\text{Li}$ ,  $^7\text{B}$ ,  $^{10}\text{N}$ ,  $^{14}\text{F}$ ,  $^{15}\text{F}$ ,  $^{18}\text{Na}$ ) входит один неспаренный протон с отрицательной энергией связи, который и испускается ядром. Вследствие эффекта спаривания соседние четные по числу  $Z$  нуклиды стабильны по отношению к протонной радиоактивности, т.е. лежат внутри протонной границы стабильности. Эти ядра могут испускать запаздывающие протоны после  $\beta^+$ -превращений. Более тяжелые нечетные по числу  $Z$  ядра ( $^{21}\text{Al}$  и др.), заметно более долгоживущие по

отношению к протонной радиоактивности, могут испускать и мгновенные, и запаздывающие протоны.

Как правило, зависимость средней удельной энергии связи  $\varepsilon_{\text{св}}$  от числа  $A$  приводят для нуклидов, расположенных на кривой электроядерного равновесия, построенной по (1). Энергетическая поверхность — зависимость величины  $\varepsilon_{\text{св}}$  от чисел  $A$  и  $Z$  без учета четности или нечетности чисел  $N$  и  $Z$  представлена в работе [9]. Максимум средней удельной энергии связи  $\varepsilon_{\text{св}}$  расположен над кривой, построенной по (1). Подобно выглядит и зависимость  $\varepsilon_{\text{св}}(Z, N)$ . Сечение такой поверхности плоскостью  $Z = \text{const}$  или  $N = \text{const}$  имеет вид параболы. Качественно зависимость  $T_{1/2}(Z, N)$  должна выглядеть подобно энергетической поверхности (рис. 3 для изотопов фтора, рис. 4, *a*). Наиболее долгоживущие (в том числе стабильные) нуклиды расположены над кривой, построенной по (1). По мере отдаления от кривой в любую сторону период  $T_{1/2}$  монотонно уменьшается, если не учитывать эффекты спаривания и заполненности ядерных оболочек. Учет указанных эффектов приводит к наличию многочисленных локальных максимумов в зависимости периода  $T_{1/2}$  от чисел  $N$ ,  $Z$  или  $A$  [10, 11]. Вблизи оптимального отношения  $N/Z$  заметно проявляются эффекты спаривания. По мере отдаления от кривой, построенной по (1), они все менее заметны, и, наконец, для ядер, расположенных в границах нуклонной стабильности далеко от кривой электроядерного равновесия, эффект спаривания вообще не проявляется. Эффект заполненности ядерных оболочек проявляется на гораздо большем отдалении от оптимального отношения  $N/Z$ , но по мере отдаления от кривой, построенной по (1), также все менее заметен [11].

Зависимость  $\varepsilon_{\text{св}}(A, Z)$ , приведенная в работе [9], характеризует лишь фрагмент зависимости, частный случай. Она соответствует полосе ядер, расположенной внутри границ нуклонной стабильности, причем на некотором отдалении от этих границ, либо легким ядрам ( $Z < 13$ , см. рис. 3, рис. 4, *a*). Разумно ожидать, что по мере дальнейшего отдаления от кривой электроядерного равновесия к протонной границе стабильности и за нее период  $T_{1/2}$  будет снижаться вплоть до значения  $\tau_S$  с небольшой стабилизацией электромагнитным взаимодействием. Вблизи нейтронной границы заметной стабилизации не должно наблюдаться вследствие нулевого электрического заряда нейтрона.

В настоящее время полагают, что протонная граница стабильности определена от водорода до протонно-избыточных изотопов висмута, исследования в области протонно-избыточных ядер распространены за границу протонной стабильности [4], а наличие кулоновского барьера

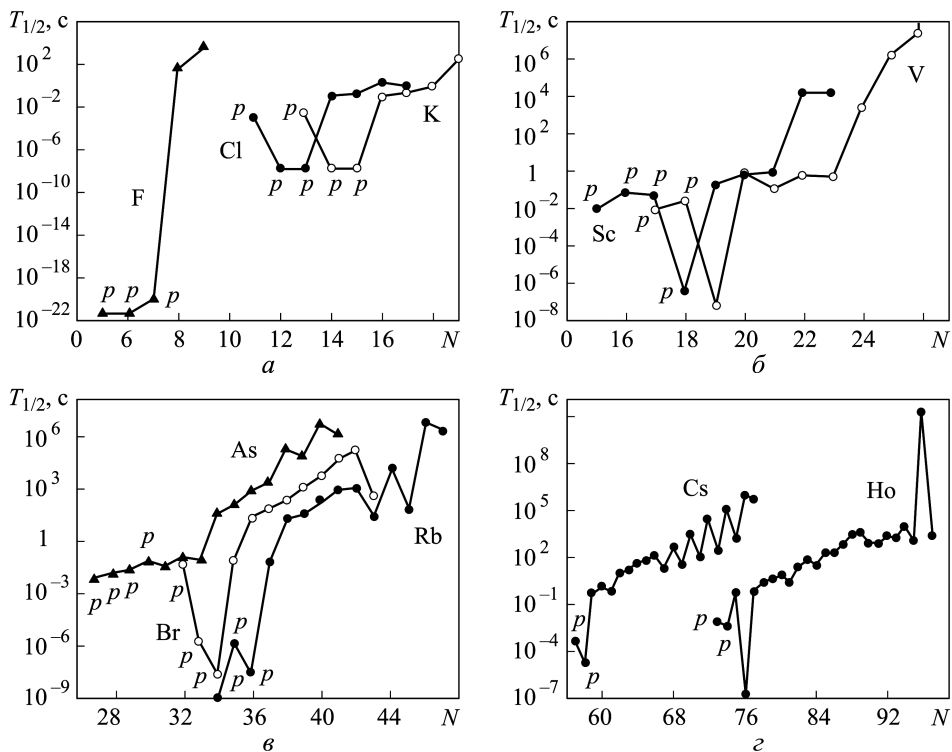


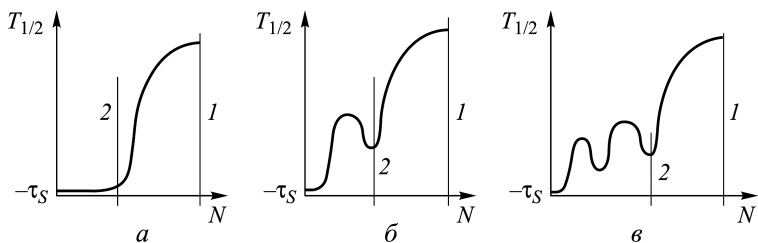
Рис. 3. Зависимость  $T_{1/2}(N)$  для протонно-избыточных изотопов некоторых ядер (индексом “ $p$ ” обозначены нуклиды, испускающие протоны из основного энергетического состояния)

увеличивает время жизни ядерной системы с  $\varepsilon_p < 0$  до значений, превышающих  $10^{-6}$  с [4].

**Реальные зависимости. Парадоксы и их разрешение.** Полагают, что вне границ нуклонной стабильности атомные ядра распадаются за  $\tau \sim \tau_S$  с испусканием одного или нескольких нуклонов. Но так ли это, и какова реальная зависимость  $T_{1/2}(N, Z)$ ? Для протонно-избыточных изотопов некоторых элементов она представлена на рис. 3. Эта картина более полна, поскольку выходит за протонную границу стабильности. Это означает, что протонная граница стабильности пока исследована не полностью и то только для крайне малого числа ядер (протонно-избыточных изотопов Cl, K, Sc, V, As, Br, Rb, Cs, Ho, Ta).

Нейтронная и протонная границы стабильности образованы несуществующими ядрами. Можно ли считать несуществующим ядро, хотя и испускающее нуклоны из основного энергетического состояния, но за время  $\tau \gg \tau_S$ , например,  $\tau \sim 10^{-7}$  с или около 1 с? Формально можно, фактически трудно, поскольку не удовлетворяет одному из двух определений существования ядра. Можно с уверенностью утверждать, что реальная граница существования элементов расположена на отдалении от принимаемой в настоящее время за протонную границу





**Рис. 4. Зависимости  $T_{1/2}(N)$  для протонно-избыточных нуклидов без учета эффектов спаривания и магичности:**

$1$  — кривая электроядерного равновесия;  $2$  — протонная граница стабильности (ядра, расположенные на ней и левее нее, испускают протоны из основного энергетического состояния в 100 % случаев)

на 3...5, а может и более протонов. Кроме того, между реальной границей и наиболее тяжелыми протонно-избыточными изотопами ядер расположена узкая полоса формально несуществующих (испускающих протоны даже из основного энергетического состояния), но относительно долгоживущих (по сравнению с известными протонно-активными ядрами) шириной в 3...5, возможно и более протонов (рис. 4, б, в).

При анализе кривых, представленных на рис. 3, закономерно возникают следующие вопросы, которые можно отнести к парадоксам.

1. Если наличие кулоновского барьера увеличивает время протонно-активных ядер до  $\tau > 10^{-6}$  с [4], то как объяснить увеличение среднего времени жизни некоторых ядер до  $\tau \sim 0,1 \dots 1,0$  с. Причем эти ядра претерпевают протонный распад в 100 % случаев, а протоны испускаются из основного энергетического состояния.

2. Другая закономерность связана с увеличением периода  $T_{1/2}$  (по отношению к испусканию протона) протонно-активных ядер не зависимо от четности чисел  $N$  и  $Z$ .

Обратимся к результатам исследований протонно-избыточных ядер и протонной границы стабильности, полученным в научных центрах Великобритании, Финляндии, Швеции и США, опубликованных в 2014 г. [12]. Авторы работы [12] (см. также комментарии к этой работе в работе [13]) на основе исследований физических свойств протонно-избыточных изотопов ядер Ir, Re, Ta, Lu и Tm, а также свойств изомера  $^{158m}\text{Ta}$  с большой энергией возбуждения и спином 19, расположенного на протонной границе стабильности, сделали следующий вывод: возможно увеличить время протонной радиоактивности ядрами, находящимися в сильно возбужденных состояниях и имеющими аномально большой спин. Так, изомер  $^{158m}\text{Ta}$  (со спином 19) испускает несколько  $\gamma$ -квантов, превращаясь в хорошо известный  $\alpha$ -активный ( $T_{1/2} = 6 \cdot 10^{-6}$  с) изомер  $^{158m}\text{Ta}$  со спином 9. В новом изомере  $^{158m}\text{Ta}$

“работает” физический принцип (перевод ядра в сильно возбужденное состояние), “выключающий” протонную радиоактивность у сильно возбужденных изомеров на границе протонной стабильности, а возможно и за ней [12, 13]. В рассматриваемом случае испусканию ядром протона препятствует не только кулоновский, но и центробежный барьер, определяющийся разностью спинов материнского и дочернего ядер, т.е. “необходимостью уносить вращательный момент” [12, 13]. В результате границы ядерной устойчивости — причем не только протонной, но и нейтронной — могут оказаться размытыми.

Эти открытия очень важны, хотя вполне очевидны и не дают ответа на поставленные вопросы. Почему они очевидны, и можно ли ответить на эти вопросы исходя из самых общих соображений, которые основаны на хорошо известных фактах, касающихся подобных физических явлений? Обратимся к таким фактам.

1. Увеличение времени протонной радиоактивности обычно объясняют наличием потенциального кулоновского и центробежного барьеров, препятствующих вылету протона из ядра [4, 12–14], т.е. стабилизацией, в том числе электромагнитным взаимодействием.

2. Сферическую форму имеют лишь дважды магические атомные ядра, находящиеся в основном энергетическом состоянии. Они характеризуются нулевым собственным квадрупольным электрическим моментом  $Q$ . Отклонение момента  $Q$  от нуля ведет к изменению формы ядра. Максимальная деформация ядра достигается при  $|Q| \rightarrow \max$  и приблизительно соответствует наполовину заполненным ядерным оболочкам. Ядра, отдаленные от кривой электроядерного равновесия (в координатах  $Z - N$ ), в том числе протонно-избыточные, деформированы. Деформированные ядра, как и дважды магические, характеризуются повышенной устойчивостью. Деформированное состояние ядра может оказаться более значимым фактором стабилизации, чем заполненность ядерных оболочек [15].

3. Среди основных причин стабилизации распадов атомных ядер, повышающих период  $T_{1/2}$ , можно отметить испускание  $\gamma$ -квантов, которым присуще электромагнитное взаимодействие с характерным временем  $\tau_{E-M} \sim 10^{-20} \text{ с} \gg \tau_S$  [16].

4. К одной из второстепенных причин стабилизации распадов при малом энерговыделении относят большую разность спинов материнского и дочернего ядер [16].

5. Вблизи границ нуклонной стабильности могут располагаться гало-ядра.

Теория атомных ядер с однопротонным гало уже создана [17]. В исследованиях гало-ядер, проведенных в разных лабораториях мира, выявлены качественно новые эффекты, не встречающиеся в обычных

ядрах. Среди этих эффектов — новые типы коллективных движений нуклонов, формирующих ядерное гало, корреляции двух нейтронов (протонов), возможность существования экстремально слабо связанных систем (радиусом  $\sim 100$  фм) небольшого числа нуклонов. Так, ядра  $^{11}\text{Li}$  с двухнейтронным гало характеризуются радиусом 12 фм, а ядра  $^9\text{Li}$  (кор  $^{11}\text{Li}$ ) — 2,5 фм. Гало-ядра могут иметь сильно деформированный кор. Сверхтяжелые ядра, перегруженные протонами, получить экспериментально гораздо легче, чем нуклиды с близким к оптимальному отношению чисел  $N/Z$  и тем более, чем нейтронно-избыточные. Наличие протонного гало в совокупности с релятивистским эффектом увеличения масс атомных электронов может привести к заметной интенсификации процессов электронного захвата.

На основании перечисленных фактов прокомментируем результаты, представленные на рис. 3. По мере отдаления от оптимального отношения  $N/Z$ , уменьшается средняя удельная энергия связи  $\varepsilon_{\text{св}}$ . Ядра становятся более “рыхлыми”. Увеличение расстояния между нуклонами ведет к меньшей значимости ядерного (нуклон-нуклонного или нуклон-кластерного) взаимодействия, уменьшению ядерных сил взаимного притяжения нуклонов. В связи с этим эффекты заполненности ядерных оболочек ( $N = 8$  для ядер  $^{17}\text{F}$ ,  $N = 20$  для  $^{43}\text{V}$ , см. рис. 3) и спаривания заметны лишь в непосредственной близости от оптимального отношения  $N/Z$  (наиболее тяжелые и следующие за ними по числу  $N$  изотопы приведенных на рис. 3 нуклидов). В области, близкой к протонной границе стабильности, на границе и за ней, эффекты стабилизации радиоактивных распадов, связанные с заполненностью ядерных оболочек и четностью числа  $N$  или  $Z$  никак не проявляются, да и не должны [2, 10, 11, 15, 18–20]. Например, протонно-избыточный магический по числу  $N$  изотоп астата  $^{61}\text{As}^{28}$  не выделяется локальным максимумом периода  $T_{1/2}$  на фоне соседних изотопов с нечетными числами  $N$  ( $^{60}\text{As}^{27}$ ,  $^{62}\text{As}^{29}$ ).

Характеристики изотопов протонно-активных ядер, для которых наблюдается увеличение периода  $T_{1/2}$  с уменьшением числа  $N$ , приведены в табл. 2. Спин материнских и дочерних ядер либо одинаков, либо различается незначительно. Материнские ядра находятся в основном энергетическом состоянии и распадаются по единственному каналу — с испусканием одного протона. В некоторых случаях при протонных распадах изменяется пространственная четность ядра. В силу закона сохранения четности это возможно, если присутствует нецентральное взаимодействие, т.е. протон испускается из периферийной части ядра, характеризующейся нечетным значением орбитального квантового числа  $l$  (для относительно легких ядер  $l = 1$ ). Здесь же приведены значения центробежного барьера  $U_{\text{ц}}$  при  $l = 1$  [16]. Радиусы средних и

легких ядер невелики, что возможно, если длина волны протона мала, ядро деформировано или, если у ядра есть протонное гало.

Таблица 2

**Характеристики изотопов протонно-активных ядер, для которых наблюдается увеличение периода  $T_{1/2}$  с уменьшением числа  $N$**

Материнское ядро					$\beta^+$ -активное дочернее ядро		
Нуклид	Энергия распада $E$ , МэВ	Четность	Спин	$U_{ц}$ , МэВ	Нуклид	Четность	Спин
$^{28}\text{Cl}$	3,193	+1	1	2,6542	$^{27}\text{S}$	+1	2,5
$^{29}\text{Cl}$	2,405	-1	0	2,5928	$^{28}\text{S}$	+1	0
$^{32}\text{K}$	2,515	-1	0	2,4281	$^{31}\text{Ar}$	+1	0
$^{33}\text{K}$	1,953	+1	1,5	2,3788	$^{32}\text{Ar}$	+1	0
$^{67}\text{Br}$	1,635	-1	0	1,4836	$^{66}\text{Se}$	+1	0
$^{68}\text{Br}$	0,560	-1	0	1,4690	$^{67}\text{Se}$	-1	0
$^{69}\text{Br}$	0,450	-1	0	1,4548	$^{68}\text{Se}$	+1	0
$^{112}\text{Cs}$	0,8143	-1	0	1,0533	$^{111}\text{Xe}$	+1	3,5
$^{113}\text{Cs}$	0,97353	+1	1,5	1,0471	$^{112}\text{Xe}$	+1	0
$^{140}\text{Ho}$	0,93625	-1	0	0,9077	$^{139}\text{Dy}$	+1	3,5
$^{141}\text{Ho}$	1,17678	-1	3,5	0,9034	$^{140}\text{Dy}$	+1	0

Можно предположить, что потенциальный барьер, препятствующий вылету протона из ядра и увеличивающий период  $T_{1/2}$  по отношению к протонной радиоактивности, может иметь не только одногорбую форму, но при переходе за протонную границу стабильности и по мере продвижения за нее, двух- или трехгорбую форму (такой потенциал характерен для деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{232}\text{Th}$  нейтронами и связан с оболочечной структурой ядер). Это требует экспериментального подтверждения и может наблюдаться при испускании нескольких протонов ядром. По мере продвижения за протонную границу стабильности увеличивается вероятность сначала последовательного испускания двух протонов, а затем — одновременного. Возможно, в связи с этим двухпротонная радиоактивность с последовательным испусканием протонов была открыта гораздо раньше [8], чем с одновременным мгновенным испусканием [5, 6].

При  $Z < 13$  проявляется лишь однопротонное гало. Выход второго протона в гало ведет к распаду кора за время  $\sim \tau_S$ . Зависимость  $T_{1/2}(N)$  или  $\varepsilon_{об}(N)$  для данного числа  $Z$  (при  $Z < 13$ ) без учета эффектов спаривания и магииности представлена на рис. 4, а. Это соответствует общепринятым представлениям [9].

При  $Z \geq 13$  зависимость качественно меняется (рис. 4, б). В ядрах, расположенных вблизи протонной границы, начинает формироваться двухпротонное гало. С этим связан первый локальный минимум в зависимости  $T_{1/2}(N)$  или  $\varepsilon_{\text{св}}(N)$ . При гораздо больших значениях  $Z$  ( $Z \geq 29$ ) может образоваться гало, содержащее два и более протонов. С этим связан второй локальный минимум (рис. 4, в). Колебания периода  $T_{1/2}$  могут продолжаться, пока не будет достигнуто условие  $\tau \sim \tau_S$ . Аномально высокие периоды полураспада для нечетных по числу  $Z$  нуклидов при  $Z \geq 29$  объясняются наличием одного неспаренного протона в составе гало с близкой к нулю отрицательной энергией связи. В результате и наблюдается парадокс, связанный с увеличением периода полураспада по отношению к протонной активности, при уменьшении числа нейтронов в протонно-активных ядрах. Другими словами, более легкие изотопы протонно-избыточных ядер живут дольше тяжелых вне зависимости от четности чисел  $N$  и  $Z$  (см. рис. 3, рис. 4, б, в).

Указанное явление никак не связано ни с эффектами спаривания или заполненностью ядерных оболочек, ни с высокой энергией возбуждения, ни с большим спином ядра, ни с “гелиевой аномалией”. В “гелиевой аномалии”, наблюдающейся и для других атомных ядер, хорошо заметен эффект спаривания нейтронов. Парадокс состоит в том, что в отличие от “гелиевой аномалии” средняя удельная энергия связи  $\varepsilon_{\text{св}}$  и период полураспада  $T_{1/2}$  увеличиваются по мере отдаления от кривой равновесия сил электроядерного взаимодействия и не зависят от четности числа  $N$ . Если нейтронно-избыточные изотопы гелия, для которых была обнаружена “гелиевая аномалия”, расположены относительно близко к кривой равновесия сил электроядерного взаимодействия (см. рис. 1, а), хотя и далеки от оптимального отношения  $N/Z$  вследствие крайне малого числа протонов ( $Z = 2$ ) в ядре, то нуклиды (см. рис. 3) расположены гораздо дальше от кривой равновесия, где эффекты спаривания практически не проявляются.

Обнаруженное свойство, или парадокс, — фундаментальное свойство материи — ядер, расположенных вблизи протонной и нейтронной границ стабильности. Его можно объяснить началом формирования двухпротонного гало в легких ядрах и спариванием протонов в составе этого гало. Пока неизвестны ядра, окруженные двухпротонным гало. Возможно, в более долгоживущих легких изотопах протонно-избыточных ядер существует ярко выраженное однопротонное гало и идет формирование двухпротонного гало, т.е. второй протон характеризуется меньшей энергией связи по сравнению со средней удельной энергией связи ядра на один нуклон, но большей, чем протон, образующий однопротонное гало. Эти два протона по мере выхода второго

протона из ядра в гало (по мере увеличения расстояния между вторым протоном и нуклонами кора) все более сближаются за счет ядерного притяжения и стремятся образовать пару вследствие эффекта спаривания. Однако окончательно пара не образуется, что связано с наличием взаимного кулоновского отталкивания этих двух протонов и с ядерным притяжением между вторым протоном и кором ядра. По мере увеличения числа нейтронов в ядре усиливается ядерное притяжение этого второго протона кором, и протон с отрицательной энергией связи, составляющий однопротонное гало, испускается (см. рис. 4, б).

Как только число  $N$  в ядре уменьшается, понижается и энергия связи второго протона с кором, этот протон почти выходит в гало, все еще удерживаясь кором, и, приближаясь к первому протону, начинает удерживать его от вылета за счет ядерных сил притяжения, превосходящих кулоновское отталкивание. В результате энергия связи первого протона, образующего однопротонное гало, становится малой положительной. В этом случае ядро не испускает протон. Если расстояние между этими двумя протонами, выходящими в гало, больше, чем расстояние между одним из них (вторым) и кором ядра (нейтроном или протоном кора), кулоновское отталкивание доминирует и энергия связи первого протона отрицательна, хотя и мала по абсолютному значению. Малое по модулю значение энергии связи стабилизирует процесс испускания протона (увеличивает период  $T_{1/2}$ ).

Дальнейшее (по сравнению с данными, приведенными на рис. 3) уменьшение числа нейтронов в этом протонно-избыточном ядре, видимо и позволяет сформироваться двухпротонному гало. Протоны гало образуют устойчивую пару вследствие взаимного ядерного притяжения и эффекта спаривания и могут покинуть ядро вместе. Период полураспада по отношению к испусканию одного протона значительно увеличивается. В этом случае или при еще большем уменьшении числа нейтронов в ядре может наблюдаться двухпротонная радиоактивность, характеризующаяся одновременным (а не последовательным) испусканием двух протонов из основного энергетического состояния ядра. Именно такое явление и наблюдали специалисты из Франции и Германии, открывшие мгновенную двухпротонную радиоактивность [5, 6].

По мере дальнейшего уменьшения числа  $N$  в протонно-избыточных ядрах можно будет наблюдать гало, содержащее большее число протонов (у легких нейтронно-избыточных ядер обнаружено одно-, двух- и даже четырехнейтронное гало). Тогда наблюдается стабилизация протонных распадов за счет взаимного ядерного притяжения протонов, составляющих гало. В результате зависимость периода  $T_{1/2}$  по отношению к протонной радиоактивности от числа  $N$  будет не

монотонной, а похожей на затухающие колебания. Колебания легко объяснимы с точки зрения существования одно-, двух- и многопротонного гало у протонно-избыточных ядер, находящихся за протонной границей стабильности (см. рис. 4, в). Такие колебания предсказывают и известные методы метрического анализа, примененные для исследования зависимости  $T_{1/2}(Z, N)$ .

Итак, можно с уверенностью утверждать, что привычное представление об уменьшении периода  $T_{1/2}$  и средней удельной энергии связи  $\epsilon_{св}$  (см. рис. 4, а) по мере отдаления от полосы стабильных ядер (с точностью до четности или магичности чисел  $N$  и  $Z$ ) в сторону перегруженности протонами или нейтронами, характеризует лишь фрагмент настоящей зависимости.

**Особенности протонной радиоактивности сверхтяжелых ядер. Релятивистский эффект увеличения масс атомных электронов.** Релятивистский эффект увеличения масс атомных электронов практически не влияет на протонную радиоактивность ядер с  $Z < 80$ , хотя при  $Z \geq 59$  заметна общая тенденция к уменьшению периода  $T_{1/2}$  (см. рис. 2). Однако этот эффект ведет к интенсификации процессов, конкурирующих с протонной радиоактивностью: захвата атомных электронов протонами ядра.

Известно, что закономерности в химических свойствах элементов, характерные для периодической системы Менделеева, нарушаются при зарядах  $Z \geq 112$  [21, 22]. Это связано с релятивистским эффектом увеличения массы электронов на орбите атома, в результате чего (при увеличении числа  $Z$ ) электронное облако становится более плотным и прижимается к ядру. Переход атомов с нерелятивистскими электронами на орбите к атомам с релятивистскими электронами постепенен и становится заметным для внутренней электронной оболочки атома при  $Z \approx 60$ . При  $Z = 112$  эффект столь велик, что заметен для электронов внешней оболочки атома [22], а кинетическая энергия  $K$ -электронов сравнима с энергией покоя. Можно оценить скорость этих электронов по формуле  $v = c\sqrt{3}/2$ . С учетом релятивистского увеличения массы при такой скорости  $K$ -электрона боровский радиус его орбиты уменьшается в 2 раза.

Релятивистский эффект атомных электронов ведет к уменьшению кулоновского барьера на поверхности атомного ядра, препятствующего испусканию ядром протонов,  $\alpha$ -частиц и других положительно заряженных фрагментов, возрастает вероятность  $\beta$ -превращений, связанных с переходом нуклонов ядра из протонного состояния в нейтронное.

Сильная деформация и высокая энергия возбуждения искусственно полученных сверхтяжелых протонно-избыточных ядер могут привести к заметному увеличению их периода полураспада, несмотря на

близость к протонной границе стабильности. Протонный распад таких ядер можно подавить  $\alpha$ -распадом и электронным захватом, что приведет к постепенному отдалению протонной границы стабильности от оптимального отношения  $N/Z$  с увеличением массового числа. Это может облегчить получение новых сверхтяжелых элементов, а также экспериментальное исследование их свойств.

**Выводы.** 1. Анализ и систематизация имеющейся в литературе экспериментальной информации о свойствах нуклидов показали, что по мере отдаления от кривой электроядерного равновесия (в координатах  $Z - N$ ) все более нарушаются хорошо известные закономерности в свойствах атомных ядер, которые установлены для относительно небольшого числа нуклидов (не более 1000), расположенных вблизи этой кривой.

2. Вблизи границы нуклонной стабильности наблюдаются затухающие осцилляции периода полураспада и удельной энергии связи как функций числа протонов и нейтронов. Осцилляции периода полураспада затухают до значений, определяемых характерным временем ядерного взаимодействия. Такие осцилляции можно отнести к фундаментальным свойствам нуклидов, расположенных вблизи или за границами нуклонной стабильности. Осцилляции периода полураспада и удельной энергии связи необъяснимы в рамках известных теоретических моделей ядра и не связаны ни с эффектом спаривания нейтронов (протонов), ни с заполненностью ядерных оболочек, ни с высокой энергией возбуждения, ни с большим спином ядра, ни с явлениями, подобными “гелиевой аномалии”. Эффект спаривания нейтронов (протонов) проявляется лишь в том, что для ядер с четным числом протонов осцилляции в зависимостях  $T_{1/2}(N)$  и  $\varepsilon_{\text{св}}(N)$  расположены дальше от кривой электроядерного равновесия, чем для ядер с нечетным числом протонов.

3. Осцилляции периода полураспада и удельной энергии связи как функций числа протонов и нейтронов приводят к следующим явлениям.

3.1. За границей протонной стабильности могут располагаться относительно долгоживущие атомные ядра со сравнительно небольшим спином (до 3,5), находящиеся в основном энергетическом состоянии. Период полураспада таких ядер может достигать приблизительно 0,1 с и более. Протонный распад нуклидов не связан с заметным изменением спина.

3.2. При  $Z \geq 13$  в непосредственной близости от протонной границы стабильности, сразу за ней расположена узкая полоса гораздо более долгоживущих ядер. За этой полосой следует полоса короткоживущих,



затем (возможно, при  $Z \geq 29$ ) — полоса относительно долгоживущих ядер и т.д.

Полученные результаты могут быть использованы как при решении фундаментальных задач, связанных с синтезом новых (в первую очередь сверхтяжелых) долгоживущих нуклидов с заранее заданными свойствами, так и прикладных вопросов ядерной энергетики, связанных с разработкой компактных источников энергии.

## ЛИТЕРАТУРА

1. ENDF/B-VII.1 // LANL. placecountry-regionUSA. 2014. URL: <https://t2.lanl.gov/nis/data.shtml> (дата обращения: 05.10.2014).
2. Окунев В.С. Об островах стабильности трансактиноидов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. № 4. 2012. С. 13–32.
3. Образование сверхтяжелых изотопов водорода при поглощении  $\pi$ -мезонов ядрами  ${}^6,7\text{Li}$  / А.И. Амелин, М.Г. Горнов, Ю.Б. Гуров и др. // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. 1990. Т. 51. Вып. 12. С. 607–610.
4. Ядерная физика в Интернете. Проект кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ. URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e189.htm> (дата обращения: 05.10.2014).
5. Two-Proton Radioactivity of  ${}^{45}\text{Fe}$  // J. Giovinazzo, B. Blank, M. Chartier, et. al. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. № 10. P. 102501.
6. First evidence for the two-proton decay of  ${}^{45}\text{Fe}$  / M. Pfützner, E. Badura, C. Bingham, et. al. // European Physical Journal. A—Hadrons and Nuclei. 2002. Vol. 14. Iss. 3. P. 279–285.
7. Мухин К.Н., Патаракин О.О. Экзотические процессы в ядерной физике // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. № 8. С. 855–897.
8. Discovery of beta-delayed two-proton radioactivity:  ${}^{22}\text{Al}$  / M.D. Cable, J. Honkanen, R.F. Parry, et. al. // Phys. Rev. Lett. 1983. Vol. 50. No. 6. P. 404–406.
9. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика. Кн. 1. Ч. 1. М.: Энергоатомиздат, 1993.
10. Окунев В.С. О возможном смещении центра острова стабильности, образованного 126-м элементом // Научная сессия НИЯУ МИФИ—2012. Аннот. докл. В 3 т. Т. 1. Инновационные ядерные технологии. Высокие технологии в медицине. М.: НИЯУ МИФИ, 2012. С. 63.
11. Окунев В.С. Исследование эффектов стабилизации и влияния перегруженности протонами на ядерно-физические свойства тяжелых нуклидов // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2011. № 4. С. 81–98.
12. Blurring the Boundaries: Decays of Multiparticle Isomers at the Proton Drip Line / R.J. Carroll, R.D. Page, D.T. Joss, et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. No. 112. P. 092501.
13. Иванов И. Граница протонной устойчивости ядер может оказаться довольно размытой // Элементы большой науки. Новости. URL: <http://elementy.ru/news/432204> (дата обращения: 05.10.2014).
14. Кадменский С.Г., Бугров В.П. Протонный распад и форма нейтронодефицитных ядер // Ядерная физика. 1996. Т. 59. С. 424–427.
15. Окунев В.С. Исследование устойчивости магических, околомagicеских и деформированных атомных ядер // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2013. № 4. С. 34–55.
16. Окунев В.С. Основы прикладной ядерной физики и введение в физику ядерных реакторов. Сер. Физика в техническом университете. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2015. 536 с.

17. *Effective* field theory for proton halo nuclei / E. Ryberg, C. Forssén, H.-W. Hammer, Platter L. // *Phys. Rev.* 2014. No. 89. P. 014325.
18. Окунев В.С. Треугольники стабильности атомных ядер // Необратимые процессы в природе и технике. Тр. Седьмой Всероссийской конференции 29–31 января 2013 г. Ч. I. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2013. С. 6–9.
19. Окунев В.С. Некоторые закономерности в свойствах атомных ядер // Научная сессия НИЯУ МИФИ–2014. Аннот. докл. В 3 т. Т. 1. Фундаментальные исследования и физика частиц. Ядерные технологии. Проблемы физического материаловедения. Композиты. Ядерная медицина. М.: НИЯУ МИФИ, 2014. С. 127.
20. Окунев В.С. Значимость факторов стабилизации атомных ядер // Научная сессия НИЯУ МИФИ–2014. Аннот. докл. В 3 т. Т. 1. Фундаментальные исследования и физика частиц. Ядерные технологии. Проблемы физического материаловедения. Композиты. Ядерная медицина. М.: НИЯУ МИФИ, 2014. С. 127.
21. *Schwerdfeger P., Seth M. Relativistic Effect on the Superheavy Elements.* Encyclopedia on Computational Chemistry. Vol. 4. N.Y.: John Wiley & Sons, 1998. P. 2480–2499.
22. *Pershina V. Theoretical Chemistry of the Heaviest Elements. The Chemistry of Superheavy Elements / M. Schädel, D. Shaughnessy (Ed.).* Heidelberg–New York–Dordrecht– London: Springer, 2014. P. 135–240.

## REFERENCES

- [1] ENDF/B-VII.1. LANL. USA, 2014. URL: <https://t2.lanl.gov/nis/data.shtml> (accessed 05.10.2014).
- [2] Okunev V.S. On islands of stability of transactinides. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2012, no. 4, pp. 13–32 (in Russ.).
- [3] Amelin A.I., Gornov M.G., Gurov Yu.B. Formation of Superheavy Hydrogen Isotopes in the Absorption of  $\pi$ -Mesons by Nuclei of  ${}^6,7\text{Li}$ . *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* [JETP Letters], 1990, vol. 51, iss. 12, pp. 607–610 (in Russ.).
- [4] Nuclear Physics on the Internet. The Project of the General Nuclear Physics Department of the Faculty of Physics, MSU. URL: <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e189.htm> (accessed 05.10.2014).
- [5] Giovinazzo J., Blank B., Chartier M., et. al. Two-Proton Radioactivity of  ${}^{45}\text{Fe}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 2002, vol. 89, no. 10, pp. 102501.
- [6] Pfützner M., Badura E., Bingham C., et. al. First Evidence for the Two-Proton Decay of  ${}^{45}\text{Fe}$ . *European Physical Journal. A. Hadrons and Nuclei*, 2002, vol. 14, iss. 3, pp. 279–285.
- [7] Mukhin K.N., Patarakin O.O. Exotic Processes in Nuclear Physics. *Usp. Fiz. Nauk* [Physics-Uspekh], 2000, vol. 170, no. 8, pp. 855–897 (in Russ.).
- [8] Cable M.D., Honkanen J., Parry R.F., et. al. Discovery of Beta-Delayed Two-Proton Radioactivity:  ${}^{22}\text{Al}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 1983, vol. 50, no. 6, pp. 404–406.
- [9] Mukhin K.N. *Eksperimental'naya yadernaya fizika* [Experimental Nuclear Physics]. Vol. 1. Part. 1. Moscow, Energoatomizdat Publ., 1993.
- [10] Okunev V.S. O vozmozhnom smeshchenii tsentra ostrova stabil'nosti, obrazovannogo 126-m elementom [On the Possible Displacement of the Stability Island Center, Formed by 126-th Element] Scientific session of NIYaU MIFI–2012. Annotations. In 3 v. V. 1. Innovative Nuclear Technologies. High Technology in Medicine. Moscow, NIYaU MIFI Publ., 2012, p. 63 (in Russ.).
- [11] Okunev V.S. Study of Stabilization Effects and Proton Richness Influence on Nuclear-Physical Properties of Heavy Nuclides. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Bauman, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2011, no. 4, pp. 81–98 (in Russ.).

- [12] Carroll R.J., Page R.D., Joss D.T., et al. Blurring the Boundaries: Decays of Multiparticle Isomers at the Proton Drip Line. *Phys. Rev. Lett.*, 2014, no. 112, p. 092501.
- [13] Ivanov I. The Boundary of Nuclei Proton Stability Can Be Quite Blurred. URL: <http://elementy.ru/news/432204> (accessed 05.10.2014).
- [14] Kadmenskiy S.G., Bugrov V.P. Proton Decay and Form of Neutron-Deficient Nuclei. *Yad. Fiz.* [Phys. At. Nucl.], 1996, vol. 59, pp. 424–427 (in Russ.).
- [15] Okunev V.S. Investigation of Stability of the Magic, Near-Magic and Deformed Atomic Nuclei. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2013, no. 4, pp. 34–55 (in Russ.).
- [16] Okunev V.S. Osnovy prikladnoy yadernoy fiziki i vvedenie v fiziku yadernykh reaktorov. Ser.: Fizika v tekhnicheskoy universitete [Fundamentals of Applied Nuclear Physics and Introduction to the Physics of Nuclear Reactors. Series: Physics at the Technical University]. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 2015. 536 p.
- [17] Ryberg E., Forssén C., Hammer H.-W., Platter L. Effective Field Theory for Proton Halo Nuclei. *Phys. Rev.*, 2014, no. 89, p. 014325.
- [18] Okunev V.S. Treugol'niki stabil'nosti atomnykh yader. Stability Triangles of Atomic Nuclei. Irreversible Processes in Nature and Technology: Proceedings of the Seventh All-Russian Conference. January 29–31, 2013. Part. I. Moscow, MGTU im. N.E. Baumana Publ., 2013, pp. 6–9 (in Russ.).
- [19] Okunev V.S. Some Regularities in the Properties of Atomic Nuclei. Scientific Session of NIYaU MIFI–2014. Annotations of reports. In 3 Vol. Vol. 1. Basic Research and Particle Physics. Nuclear Technology. Physical Problems in Material Science. Composites. Nuclear Medicine. Moscow, NIYaU MIFI Publ., 2014, p. 127 (in Russ.).
- [20] Okunev V.S. The Importance of the Stabilization Factors of Atomic Nuclei. Scientific Session of NIYaU MIFI–2014. Annotations of reports. In 3 Vol. Vol. 1. Basic Research and Particle Physics. Nuclear Technology. Physical Problems in Material Science. Composites. Nuclear Medicine. Moscow, NIYaU MIFI Publ., 2014, p. 127 (in Russ.).
- [21] Schwerdtfeger P., Seth M. Relativistic Effect on the Superheavy Elements. Encyclopedia on Computational Chemistry. Vol. 4. N.Y., John Wiley & Sons, 1998, pp. 2480–2499.
- [22] Pershina V., Schdel M., Shaughnessy D., eds. Theoretical Chemistry of the Heaviest Elements. *The Chemistry of Superheavy Elements*. Heidelberg–New York–Dordrecht–London, Springer, 2014, pp. 135–240.

Статья поступила в редакцию 10.02.2015

Окунев Вячеслав Сергеевич — канд. техн. наук, доцент кафедры “Ядерные реакторы и установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана.  
МГТУ им. Н.Э. Баумана, Российская Федерация, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5.

Okunev V.S. — Ph.D. (Eng.), Associate Professor of Engineering, Department of Nuclear Reactors and Plants, Bauman Moscow State Technical University.  
Bauman Moscow State Technical University, 2-ya Baumanskaya ul. 5, Moscow, 105005 Russian Federation.

**Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:**

Окунев В.С. Некоторые закономерности ядерно-физических свойств нуклидов вблизи протонной границы стабильности // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2015. № 5. С. 69–87.

**Please cite this article in English as:**

Okunev V.S. Some laws of nuclear physics properties of nuclides near the proton drip-line. *Vestn. Mosk. Gos. Tekh. Univ. im. N.E. Baumana, Estestv. Nauki* [Herald of the Bauman Moscow State Tech. Univ., Nat. Sci.], 2015, no. 5, pp. 69–87.