

УДК 539.143

ЯДРА ВБЛИЗИ ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК

$N = 20$ И $N = 28$

Ю. Э. Пенюжкевич, С. М. Лукьянов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	439
ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАТЕРИИ	440
ЗАМКНУТЫЕ ОБОЛОЧКИ ДЛЯ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ЛИНИИ СТАБИЛЬНОСТИ	442
МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВБЛИЗИ ОБОЛОЧЕК $N = 20$ И $N = 28$	453
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ КИСЛОРОДА И ФТОРА	460
НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ НЕОНА	468
ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ МАГНИЯ	472
ИЗОТОПЫ Si–S–Ar	478
ЯДРА P–Cl С ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ $N = 28$	484
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	488
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	489

УДК 539.143

ЯДРА ВБЛИЗИ ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК

$$N = 20 \text{ И } N = 28$$

Ю. Э. Пенионжкевич, С. М. Лукьянов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассматриваются свойства нейтроноизбыточных изотопов кислорода, фтора, неона, натрия, магния, серы и аргона. Детально обсуждаются изменения структуры ядер при удалении от линии β -стабильности. Представлена информация о массе, радиусах распределения ядерного вещества, энергиях уровней возбужденных состояний этих ядер, о возможности проявления гало, а также о деформации ядер и квантовых характеристиках основных состояний. Рассматриваются положение границы нуклонной стабильности для этих элементов и проблема стабильности нейтроноизбыточных нуклидов с $Z \geq 6$. Этот вопрос в последнее время представляет интерес в связи с тем, что в легких ядрах были обнаружены эффекты, связанные с ослаблением и даже исчезновением влияния магических чисел 20 и 28, в то время как появились новые магические числа нейтронов $N = 16$ и $N = 32$.

The present work reviews the properties of the neutron-rich isotopes of oxygen, fluorine, neon, sodium, magnesium, sulfur and argon. The changes in nuclear structure appearing as one goes away from the β -stability line are discussed in detail. Information is presented on the mass, the radii of nucleon distributions, energy of the excited states of these nuclei, on the possibility of halo formation as well as on the deformation and quantum characteristics of the ground states of different isotopes. The location of the neutron drip line and questions about the stability of nuclides with $Z \geq 8$ are considered in connection with the weakening or even vanishing of the shell effects at the magic numbers 20 and 28, and the discovery of the new neutron magic numbers at $N = 16$ and $N = 32$.

ВВЕДЕНИЕ

В опубликованных нами ранее обзорах [1–3] были подробно изложены свойства ядер, удаленных от линии стабильности, от нейтроноизбыточных изотопов гелия до кислорода. Это, как нам казалось, наиболее интересная область ядер, где получены и исследуются свойства последних нейтроноизбыточных связанных ядер. Между тем экспериментальные исследования ядер более тяжелых элементов в области замкнутых нейтронных оболочек $N = 20$ и $N = 28$ показали, что свойства этих ядер (энергии связи, деформация) сильно меняются по мере удаления от линии стабильности и проявляются новые эффекты, приводящие к изменению (уменьшению или увеличению) стабильности ядер у границ нуклонной стабильности. Обнаруженные эффекты приводят к необходимости пересмотра теоретических представлений о свойствах таких ядер, в том числе и к появлению новых магических

чисел, определяющих оболочечные эффекты. Еще в 1975 г. К. Тибо [4] и др. обнаружили так называемое сосуществование двух видов форм в магическом ядре ^{31}Na — сферической и деформированной в основном состоянии. В рамках оболочечной модели деформация основного состояния в этом ядре объяснялась сильной корреляцией $2p-2n$ -энергий возбуждения для sd - и pf -оболочек. Это проявилось в увеличении энергии связи изотопов Na вблизи оболочки $N = 20$. Последующие исследования показали, что подобные эффекты наблюдаются и для нейтроноизбыточных изотопов O, F, Ne, Na, Mg. Для большинства легких ядер вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$ подтвердилось так называемое сосуществование двух форм. Это привело к пересмотру существующих оболочечных моделей для предсказания линии стабильности легких ядер и к появлению новых оболочечных чисел $N = 16$ и 26 . В связи с важностью этой проблемы для дальнейшего развития наших представлений о свойствах ядерной материи при большом изотопическом спине (экзотические ядра) мы попытаемся систематизировать существующую в настоящее время информацию о свойствах нейтроноизбыточных ядер у границ нуклонной стабильности вблизи оболочечных чисел $N = 20$ и $N = 28$.

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЯ ЗАМКНУТЫХ ОБОЛОЧЕК И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАТЕРИИ

Изучение ядерной плотности с помощью рассеяния электронов и X -лучей (из мюонных атомов) на стабильных ядрах показало, что нуклоны располагаются в объеме с постоянным распределением плотности в центре, которое уменьшается при переходе к границе ядра (рис. 1). При этом для легких стабильных ядер ($N = Z$) нуклоны распределены в объеме ядра с радиусом $R_c = 1,08A^{1/3}$ фм (A соответствует числу нуклонов), протонные и нейтронные плотности $\rho_p(r) \approx \rho_n(r)$ и центральная плотность $\rho_0 = 0,17$

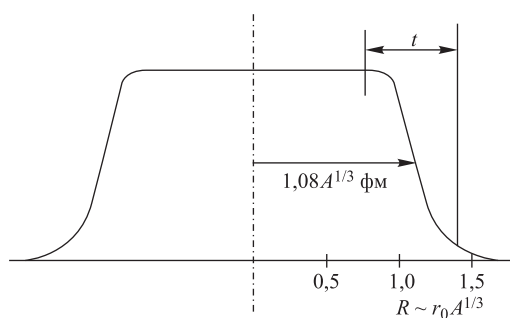


Рис. 1. Распределение плотности в объеме ядерной материи

нуклонов (фм^{-3}). Для тяжелых стабильных ядер, чтобы компенсировать эффект отталкивания, число нейтронов должно быть большим по сравнению с протонами, что приводит к смещению положения линии стабильности в $(N - Z)$ -диаграмме к $N \approx 1,3Z$. Этот эффект, выражающийся в разности распределения нейтронной и протонной плотности, может приводить к появлению так называемой «нейтронной шубы» на периферии ядра. Измерение среднеквадратичных радиусов распределения нуклонов RMS (Root Mean Square) в ядрах ^{48}Ca и ^{208}Pb [5] показало, что среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов в этих ядрах выше распределения протонов и их разность составляет 0,2 и 0,15 фм соответственно.

Добавление одного или нескольких нуклонов к ядру с помощью ядерной реакции, в том числе и с пучками радиоактивных ядер [6], позволяет менять распределения нуклонов и соответственно форму ядра таким образом, что, с одной стороны, это приводит к неоднородному распределению ядерной материи вблизи поверхности ядра, с другой — к уменьшению энергии отделения нуклонов вплоть до границы стабильности (drip-line). Это приводит к появлению эффекта «скина» (skin) и «гало» (halo) у экзотических ядер. Толщина диффузной поверхности ядра определяется разностью радиального распределения нейтронов и протонов:

$$S = R_N \left(\frac{\rho_0}{2} \right) - R_p \left(\frac{\rho_0}{2} \right). \quad (1)$$

В случае, когда $S \approx \text{const}$, в ядрах появляется «скин», в противоположном случае $S \neq \text{const}$ — «гало» (см. рис. 2). Явление «гало» в ядрах объясняется слабой энергией отделения последнего или двух последних нуклонов и приводит к значительному увеличению радиуса ядра по сравнению с соседними. Эффект «скина» обнаружен у ядер He, Na и Mg [7], «гало» — у ядер ^{11}Li , $^{11,14}\text{Be}$, $^{17,19}\text{B}$, ^{19}C , ^{22}N , ^{23}O , ^{25}F [5, 8–11].

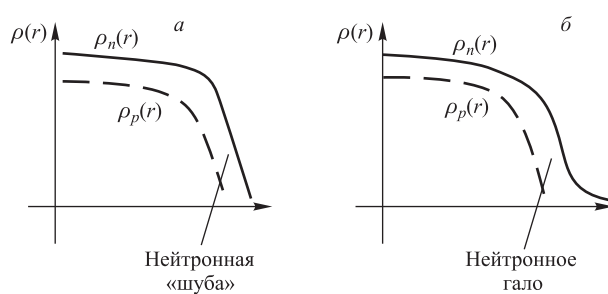


Рис. 2. Распределение плотности материи для ядер, имеющих эффект «скина» (а) и «гало» (б)

Среднеквадратичный радиус связан с распределением плотности в случае сферического ядра выражением

$$\langle r^2 \rangle = \frac{4\pi \int r^4 \rho(r) dr}{4\pi \int r^2 \rho(r) dr}. \quad (2)$$

В экспериментах по упругому рассеянию электронов определяется так называемый «зарядовый радиус», характеризующий распределение зарядов в ядре:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}} = \frac{4\pi \int r^4 \rho(r) dr}{Z_e}. \quad (3)$$

Наконец, информацию о распределении ядерной материи (нейтронов и протонов) извлекают из рассеяния нейтронов на ядрах, которые не испытывают кулоновского расталкивания. Сравнение двух радиусов — зарядового и ядерной материи (r_m^2) — для стабильных ядер дает значение

$$\langle r^2 \rangle_m = \langle r^2 \rangle_{\text{ch}} - 0,64 \text{ фм}^2. \quad (4)$$

Изучение квадрупольных моментов для распределения зарядов в ядрах показало, что сферическая форма ядер проявляется только для определенного числа нейтронов и протонов, соответствующих магическим числам 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ядра, не являющиеся магическими, имеют деформированную форму в основном состоянии. Так же, как и в атомах, стабильность ядерных систем в случае заполнения оболочек резко увеличивается.

С появлением интенсивных пучков тяжелых ионов стало возможным получать легкие ядра, удаленные от линии стабильности на 10 и более нейтронов (экзотические ядра), и соответственно изучать их свойства — среднеквадратичные радиусы, массы, энергии связи, деформации и т. д. Причем из-за короткого времени жизни этих ядер их исследования можно проводить только методом фрагмент-сепараторов с использованием пучков тяжелых ионов (см. разд. 2). Уже первые эксперименты [4, 5, 7–12] показали, что свойства экзотических ядер существенно отличаются от теоретических предсказаний, берущих за основу оболочечную модель.

2. ЗАМКНУТЫЕ ОБОЛОЧКИ ДЛЯ ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ЛИНИИ СТАБИЛЬНОСТИ

В макроскопическом описании в рамках модели жидкой капли связанная система, состоящая из A нуклонов, характеризуется энергией связи B . Значение энергии связи явилось предметом многочисленных экспериментальных

и теоретических исследований, в результате чего была получена полуэмпирическая формула, получившая название формулы Бете–Вайцзеккера [12], которая для легких ядер выглядит следующим образом:

$$B(N, Z) = a_\nu A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_{\text{sym}} \frac{(N-Z)^2}{A} + \delta, \quad (5)$$

где $a_\nu = 15,79$ МэВ; $a_s = 18,34$ МэВ; $a_c = 0,71$ МэВ; $a_{\text{sym}} = 23,21$ МэВ; $\delta = \pm a_p A^{-1/2}$ (знак «+» — для четно-четных ядер, знак «-» — для нечетно-нечетных ядер, 0 — для ядер с нечетным A); и $a_p = 12$ МэВ.

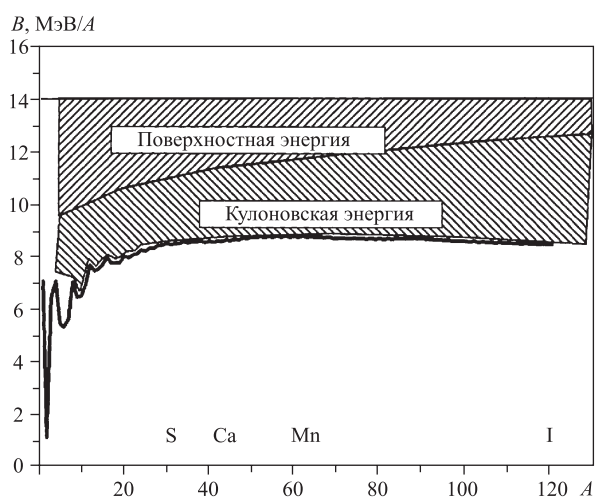


Рис. 3. Зависимость средней энергии связи ядер B от среднего числа нуклонов A

На рис. 3 схематично представлена энергия связи ядер в зависимости от числа нуклонов: $B \sim a_\nu A$, что определяется несжимаемостью ядерной материи и разделением ядерных сил. Однако можно заметить, что несколько поверхностных нуклонов могут внести дополнительное взаимодействие с кором ядра и это может привести к уменьшению энергии связи ядра. Этот поверхностный эффект играет существенную роль для легких ядер. С другой стороны, кулоновское расталкивание вносит большой вклад в энергию связи для тяжелых ядер. Также стабильность тяжелых ядер повышается с увеличением числа нейтронов по сравнению с протонами (условие асимметрии масс). Более того, в ядрах с четным числом нуклонов из-за действия принципа Паули может взаимодействовать только пара нуклонов с одним и тем же угловым моментом. Этот эффект стабилизируют ядра с четным числом нуклонов по отношению к ядрам с нечетным A . Эта простая качественная

интерпретация указывает на сильную чувствительность энергии связи ядер, а следовательно их стабильности, к поверхностным эффектам — «скин»-эффекты, кулоновское расталкивание, гало и т. п. Однако в действительности зависимость энергии связи от A носит более сложный характер, особенно вблизи магических чисел 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

При микроскопическом описании с использованием модели независимых частиц, в отличие от модели жидкой капли, каждый нуклон расположен в некоем среднем поле $V_{(r)}$, образованном другими нуклонами. Ядерный потенциал $V_{(r)}$ в этом случае аппроксимируется гармоническим осциллятором

$$V_{(r)} = \frac{1}{2}m\omega^2 r^2 + D\ell^2 + Cl \cdot s, \quad (6)$$

где l — оператор орбитального углового момента; s — спиновый оператор. Второй член этого выражения связывает угловой момент с гармоническим осциллятором: константа D является отрицательным параметром, определяющим изменение энергетического уровня $Dh^2l(l+1)$. Эти два первых коэффициента в формуле (5) описывают энергию связи, но не воспроизводят влияние оболочек. Только добавление в формулу третьего коэффициента, учитывающего «спин-орбитальное» взаимодействие, позволило учесть в микроскопическом подходе нерегулярности в потенциале, связанные с проявлением оболочек. Было показано, что ядра, у которых магическое число нейтронов или протонов равно оболочечным числам, и являются магическими ядрами, имеющими сферическую форму и повышенную стабильность [13]. В этой модели спин и четность ядер определяют их устойчивость, а энергетические уровни в ядре заполняются в соответствии с правилами заполнения оболочек и подоболочек (см. рис. 4). Чтобы совместить два подхода — «макроскопический» и «микроскопический», Бор и Моттelson [14] создали новую модель так называемых «коллективных оболочек», в которой энергия возбужденного состояния ядра записывается следующим образом:

$$E_j = \left(\frac{\hbar^2}{2J} \right) j(j+1), \quad (7)$$

где j — спин ядра, равный для четно-четных ядер 0, 2, 4, ... и J — момент инерции ядра. Это выражение описывает индивидуальное движение нуклонов в ядре, которые слабо взаимодействуют друг с другом, а также коллективное движение нуклонов в ядре.

Таким образом, магические или дважды магические ядра являются более стабильными, чем соседние ядра. Влияние оболочек в ядрах, удаленных от линии стабильности, изучают, систематически измеряя изменения энергии отделения последних нейтронов (S_n, S_{2n}) или энергию первого возбужденного состояния (2^+) от числа нейтронов.

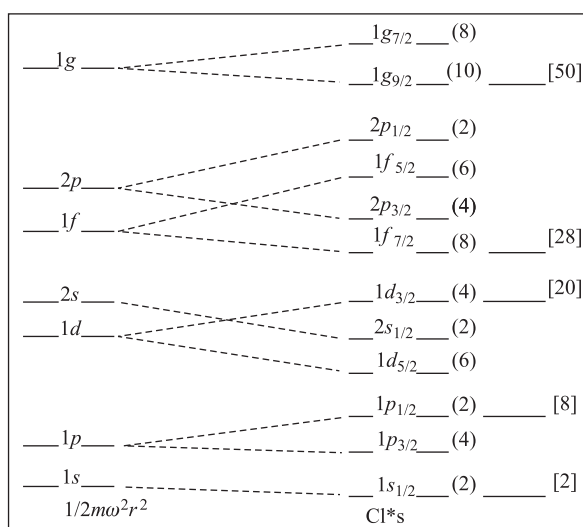


Рис. 4. Схема уровней и магические оболочки в рамках оболочечной модели

Энергия отделения двух последних нейтронов S_{2n} определяет энергию связи и записывается в виде

$$S_{2n}(A, Z) = [\Delta M(A - 2, Z) - \Delta M(A, Z) + 2\Delta M_n], \quad (8)$$

где $\Delta M(A, Z)$ — избыток масс для ядра A_ZX ; ΔM_n — избыток массы нейтрона, равный 8,071 МэВ.

Зависимость энергии связи от числа нейтронов — относительно плавная кривая, которая меняет свой ход вблизи замкнутых оболочек, так как энергия связи нейтрона максимальная для магических ядер.

На рис. 5 представлены зависимости энергии отделения одного нейтрона и энергии 2^+ -уровня в зависимости от числа нейтронов в ядрах. Эти зависимости показывают влияние оболочек $N = 20$ и $N = 28$ для изотопов Ar, Ca и Ti. Однако измеренные не так давно значения энергии 2^+ -уровня для ядер ${}^{32}\text{Mg}$ ($E(2^+) = 885,5(7)$ кэВ, $E(4^+) = 1430(3)$ кэВ) и ${}^{44}\text{S}$ ($E(2^+) = 1297(18)$ кэВ) [15, 16], являющихся магическими ядрами, показали, что они сильно деформированы (см. рис. 6). Кроме того, открытие в ядре ${}^{43}\text{S}$ изомерного состояния с энергией перехода $E = 319$ кэВ и временем жизни $T_{1/2} = (488 \pm 48)$ нс [17] показало, что в этом ядре могут сосуществовать две формы — сферическая и деформированная, впервые предсказанная Лютостанским для ${}^{31}\text{Na}$ [18] и впоследствии подтвержденная расчетами [19, 20].

На рис. 7 показана экспериментальная зависимость энергии связи двух последних нейтронов (S_{2n}) от числа нейтронов. Видно, что на энергию связи

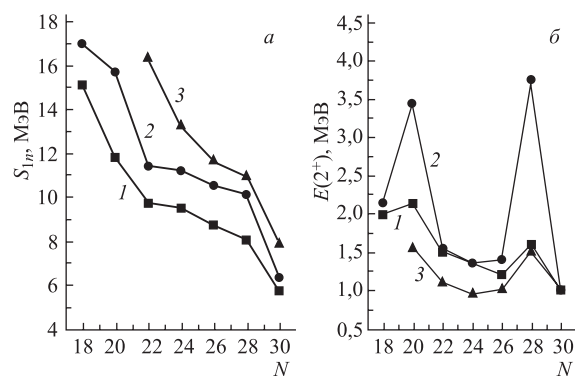


Рис. 5. Зависимость энергии отделения нейтрона (а) и энергии 2^+ -уровня (б) от числа нейтронов N для изотопов аргона (■, 1), кальция (●, 2) и титана (▲, 3)

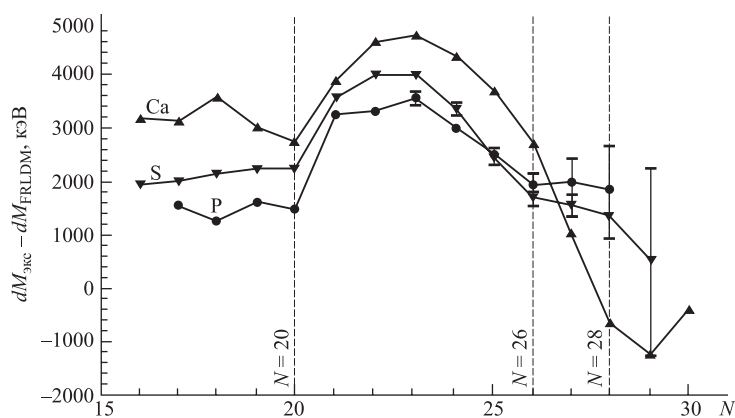


Рис. 6. Изменение микроскопической энергии для изотопов кальция, серы, фосфора вблизи $N = 20$ и $N = 28$

изотопов Ca, K и Ar влияют замкнутые оболочки $N = 28$. Однако для изотопов Mg, S, P, Si, Cl увеличение энергии связи наблюдается в районе чисел $N = 22$ и $N = 26$. Особенно наглядно видно исчезновение оболочки с $N = 28$ и появление новой с $N = 26$ для изотопов Cl (см. рис. 7 и 8). Измеренная экспериментально [17] энергия связи двух нейтронов (S_{2n}) для изотопов ^{41}Si , ^{43}P и ^{44}S (см. табл. 1) существенно ниже экстраполированных значений из таблиц масс [21].

Этот факт также свидетельствует об ослаблении замкнутых оболочек. Для энергий связи изотопов Cl, S и P наблюдается повышение энергии связи

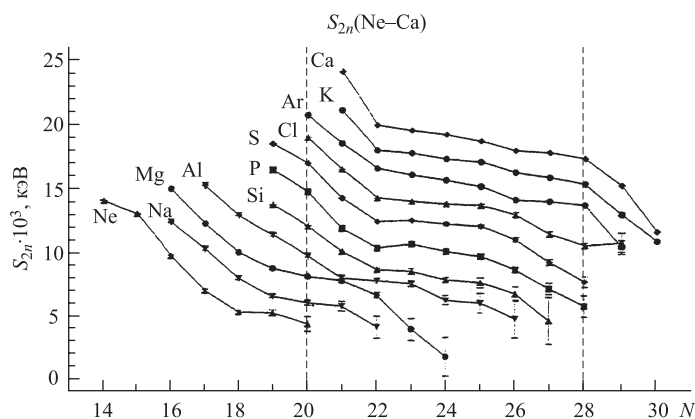


Рис. 7. Зависимость энергии отделения двух нейтронов для нейтроноизбыточных ядер от неона до кальция в районе замкнутых оболочек $N = 20$ и $N = 28$

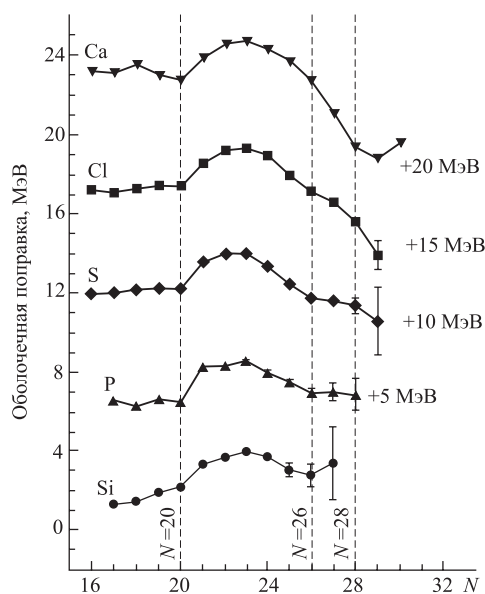


Рис. 8. Изменение оболочечной поправки к микроскопической энергии для $Z = 20$ и $Z \leq 17$ вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$

нейтронов вблизи чисел $N = 20$ и $N = 26$ по сравнению с изотопами Ca, Na и Ar. Это объясняется деформацией, которая образует более связанную конфигурацию ядер [22].

Таблица 1. Сравнение экспериментальных и экстраполированных энергий связи двух нейтронов (S_{2n}) для ядер ^{41}Si , ^{43}P , ^{44}S

Ядро	S_{2n}^{exp} , кэВ [17]	S_{2n}^{extr} , кэВ [21]
^{41}Si	4510(1870)	6450(720)
^{43}P	5680(850)	8220(690)
^{44}S	7610(420)	9780(600)

Таким образом, вблизи чисел нейтронов $N = 22$ и $N = 26$ для нейтроноизбыточных ядер возникают новые области деформации, которые определяют стабильность этих ядер.

В работе [11] измерялось эффективное сечение взаимодействия ядер ^{22}N , ^{23}O , ^{24}F . Из сравнения этих сечений с сечениями взаимодействия для других ядер был сделан вывод о существовании новой оболочки с $N = 16$. Предположения о существовании новых замкнутых оболочек были сделаны из экспериментов по измерению масс ядер. В этом случае, сравнивая экспериментальный избыток масс с расчетами по макроскопической модели жидкой капли (FRLDM — Finite Range Liquid Drop Model) [23], можно получить изменение оболочечной поправки в зависимости от числа нейтронов в ядре. На рис. 6 и 8 представлены такие зависимости для изотопов Са, S и P между оболочками $N = 20$ и $N = 28$ [24]. В представленных зависимостях изменений микроскопической энергии для изотопов Са наблюдаются два минимума в районе $N = 20$ и $N = 28$. Между этими двумя магическими числами изменение микроскопической энергии связано с заполнением оболочки $f_{7/2}$. Для изотопов S и P излом этой зависимости наблюдается для $N = 26$. На этом основании был подтвержден вывод о появлении новой оболочки с $N = 26$. Разность энергии между экспериментальным и экстраполированным значением масс для изотопов ^{43}P и ^{44}S составила 2,15 и 1,76 МэВ соответственно. На рис. 7 показано такое же поведение оболочечной поправки для изотопов S и P вблизи $N = 26$.

В работе [25] была сделана попытка теоретической интерпретации появления новых оболочек для нейтроноизбыточных ядер. С этой целью использовалась оболочечная модель Монте-Карло (MCSM) [26, 27]. Эта модель имеет ряд преимуществ. Во-первых, имеется возможность включения множества одночастичных состояний, что позволяет описать большие возбуждения в ядрах. Таким образом, можно рассчитать сферические ираст-состояния, деформационные ротационные полосы, а также недеформированные состояния, используя один и тот же гамильтониан. Другое преимущество заключается в возможности использования большого числа валентных частиц. Это особенно существенно для описания целого ряда ядер вдоль оси изоспина, когда увеличивается число нуклонов. Наиболее эффективно это описание используется для переходов из сферической конфигурации в деформированное состояние

[25]. В таком подходе изменение формы, а также возможное сосуществование различных форм в одном и том же ядре рассматривается как следствие влияния валентных нуклонов. Для объяснения этого сосуществования двух форм в ядрах вводятся эффективные одночастичные энергии (ESPEs), которые соответствуют одночастичным орбитам. Показано, что разность энергий между орбиталями $0d_{3/2}$ и $1s_{1/2}$ для изотопов кислорода с числом нейтронов $N = 16$ имеет максимум и равна 6 МэВ. Это достаточно большое значение, сравнимое с зазором между оболочками sd и pf в ядре Ca. С ростом Z , начиная от кислорода, эта величина уменьшается и достигает своего минимума для Mg и Al. Такое поведение одночастичных уровней происходит из-за изменения влияния нейтронной оболочки $0d_{3/2}$ с изменением числа протонов, что можно наблюдать на примере двух ядер: ^{30}Si и ^{24}O , которые имеют одинаковое $N = 16$. Ядро ^{30}Si имеет 6 валентных протонов в пространстве sd над оболочкой-кором из $Z = 8$ и является стабильным ядром, в то время как ^{24}O не имеет валентных протонов. Для ядра ^{30}Si уровни $0d_{3/2}$ и $1s_{3/2}$ расположены достаточно близко друг к другу, а для ^{24}O уровень $0d_{3/2}$ расположен высоко и близко к группе оболочек pf , вследствие чего разница между $0d_{3/2}$ и $1s_{1/2}$ составляет величину около 6 МэВ. Эта величина для стабильного ядра ^{34}Si имеет меньшее значение из-за большой разницы в энергиях (4 МэВ) между $0d_{3/2}$ - и pf -оболочками и объясняется сильным взаимодействием между протон-нейтронными орбиталями (валентные протоны добавляются только на $0d_{5/2}$, для Z от 8 до 14). Из-за сильного взаимодействия между протонами на $0d_{5/2}$ и нейтронами на $0d_{3/2}$ -орбиталях большее число протонов, добавленных на $0d_{5/2}$, приводит к более связанному состоянию для нейтронов на орбитали $0d_{3/2}$. Поэтому уровень $0d_{3/2}$ расположен ниже в ядре ^{34}Si по сравнению с ^{24}O . Это и обуславливает магичность оболочки $N = 16$.

Как указано в работе [25], похожие тенденции имеют место и для других ядер, что приводит к новым магическим числам $N = 6, 16$ и 34 для нейтроноизбыточных ядер вместо $N = 8, 20$ и 40 для ядер в долине стабильности. Например, для легких нейтроноизбыточных ядер, так называемых p -оболочечных ядер, вместо магического числа $N = 8$ появляется число $N = 6$. Как следствие этого, ядро ^8He является достаточно хорошо связанным, а изотопы $^{9,10}\text{He}$ — несвязанными. Такая же ситуация имеет место для связанного магического ядра ^{24}O и несвязанных $^{25-28}\text{O}$. С точки зрения проявления новых оболочек интерес представляют нейтроноизбыточные ядра с $Z > 8$. Как установлено экспериментально, граница нейтронной стабильности достигается для изотопов фтора, неона и натрия при гораздо большем соотношении нейтронов и протонов $(N - Z)/Z$, чем для изотопов кислорода (последний связанный изотоп ^{24}O). Удивительным является тот факт, что добавление одного протона к ядру ^{24}O позволяет удерживать в ядре фтора еще 6 дополнительных нейтронов (^{31}F имеет 22 нейтрона, в ядре ^{24}O — 16 нейтронов). Также экспериментально установлено, что дважды магическое

ядро ^{28}O ($N = 20$) является несвязанным (см. разд. 4). Все это еще раз свидетельствует об изменении магических чисел 8, 20, 40 для ядер, удаленных от долины стабильности.

Впервые в 1975 г. для ^{31}Na [4] были получены аномальные значения массы и периода полураспада. Ядро ^{31}Na , находящееся далеко от долины стабильности, оказалось более связанным, чем ожидалось. В дальнейшем такая же ситуация была обнаружена и для изотопов магния ($^{31-33}\text{Mg}$).

Для объяснения свойств ядер в этой области было высказано предположение о нарушении привычного порядка заселения нейтронами уровней. Показано, что нейтроны не заселяются на низколежащие орбитали sd , образуя свободное дырочное состояние, а переходят на более высоко расположенные pf -орбитали, образуя заполненное состояние. Это приводит к тому, что ядро становится деформированным. Такое явление получило название «intruder». Область ядер, где проявляются подобные эффекты, получила название области инверсии.

Такой подход позволил описать характеристики ядра ^{31}Na , полученные экспериментально. Как уже отмечалось, ядро ^{31}Na имеет аномальные значения массы, спина и магнитного момента в основном состоянии [4]. В рамках обычной модели оболочек с USD-взаимодействием для основного состояния ^{31}Na получается значение спина $5/2^+$, если принять конфигурацию $0p0h$. Использование модели MCSM позволяет получить правильное значение $3/2^+$ спина для основного состояния, измеренного экспериментально. Это достигается путем использования существенно большего модельного пространства в модели MCSM по сравнению с SM USD. В работе [28] показано, что учет $2p2h$ -конфигурации позволяет воспроизвести экспериментальные значения основного и первого возбужденного состояний: первое возбужденное состояние имеет спин $5/2^+$ и энергию 310 кэВ.

Важным вопросом является принадлежность нейтроноизбыточных изотопов фтора к этой области инверсии. Главная трудность в описании свойств изотопов фтора заключается в проблеме влияния малого числа протонов на процесс заполнения нейтронных оболочек, что приводит к аномальному заселению нейтронов из sd - в pf -оболочки.

В работе [28] была сделана попытка описания свойств большой группы изотопов F, Ne, Mg и Si в рамках модели MCSM. На рис. 9 представлено сравнение экспериментальных значений энергий связи (S_{2n}) с расчетными в зависимости от Z для изотопов с $N = 20$. Как видно, $0p0h$ -конфигурация плохо описывает ход экспериментальной зависимости и только учет $2p2h$ - и даже $4p4h$ -конфигураций позволяет добиться согласия с экспериментом.

Обращает на себя внимание тот факт, что вклад последних двух конфигураций уменьшается с ростом Z . Это указывает на уменьшение величины деформации для ^{44}Si , а ядро ^{29}F имеет максимальную деформацию для изотопов с $N = 20$ (магическое значение числа нейтронов).

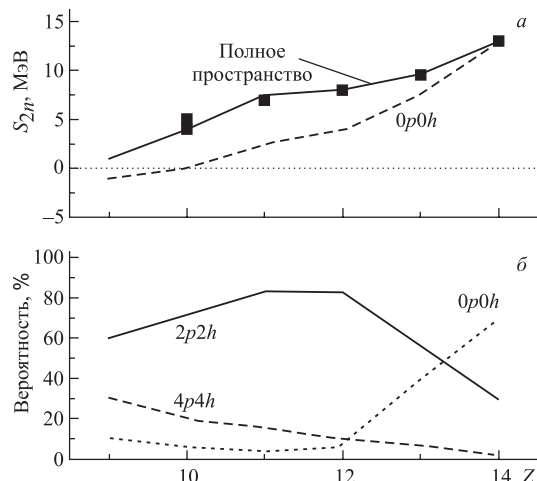


Рис. 9. *а*) Энергия отделения двух нейтронов для изотопов с $N = 20$ [28]; квадраты — экспериментальные значения из [17, 21, 45]. *б*) Результаты вычисления вероятностей заселения «частично-дырочных» состояний. Сплошная и пунктирная кривые соответствуют результатам вычисления вероятности заселения «частично-дырочных» состояний в этих изотонах в полном и $0p0h$ -пространствах (точечная кривая) [28]

Между тем свойства изотопов ^{29}F и $^{26,28}\text{O}$, оказывается, трудно описать только в рамках MCSM — невозможно объяснить несвязанность $^{26,28}\text{O}$ и связанное состояние ^{29}F . Добавление одного протона к ядру кислорода делает возможным заселение нейтронов на $0d_{3/2}$ -орбитали. Это приводит к тому, что нейтроноизбыточные изотопы фтора с $N > 16$ становятся связанными, хотя энергия связи имеет небольшое значение. Если сравнить ядра ^{27}F и ^{29}F , то первое ядро имеет одну валентную «дырку», а ^{29}F не имеет дырочного состояния. Ядро становится более связанным и увеличивается энергия связи, если имеется некоторая валентная, незанятая конфигурация. Авторы работы [28] предполагают, что ядро ^{29}F должно быть несвязанным в $0p0h$ -конфигурации. Таким образом, для нейтронной оболочки $N = 20$ маловероятно получить несвязанное состояние $^{26,28}\text{O}$ и связанное состояние ^{29}F . Последнее ядро становится связанным только благодаря смешиванию $2p2h$ - и даже $4p4h$ -состояний, а значит, является ядром достаточно деформированным. То же самое можно сказать о других изотопах с $N = 20$ ^{30}Ne и ^{32}Mg — они также должны быть сильно деформированными, согласно предсказаниям [28] (см. разд. 5 и 6).

Как следует из вышесказанного, в расчетах энергий связи ядра может появиться некоторое увеличение их энергий связи за счет деформационных эффектов. Смешивание оболочечных конфигураций влечет за собой смеси-

вание форм, т.е. для одного и того же ядра можно наблюдать различные формы — деформированные и сферические (сосуществование двух форм).

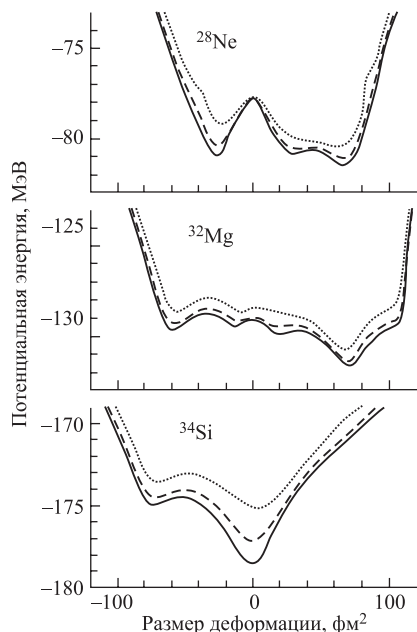


Рис. 10. Поверхность потенциальной энергии для ядер ^{28}Ne , ^{32}Mg и ^{34}Si [29]

есть максимум для $N = 20$. Этот максимальный вклад конфигурации $2p2h$, наблюдаемый для $N = 20$, сохраняется вплоть до $N = 24$. Для $N = 16$ вклад «intruders»-конфигураций незначительный из-за того, что в этом случае все ограничивается орбиталью $ls_{1/2}$, которая достаточно удалена от pf .

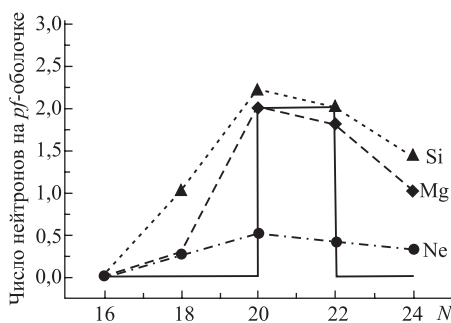


Рис. 11. Зависимость вероятности заселения и числа нейтронов на pf -оболочке от числа нейтронов в ядре. Сплошной кривой обозначена область инверсии

На рис. 10 представлены результаты расчетов форм потенциальной энергии для изотопов ^{28}Ne , ^{32}Mg и ^{34}Si в зависимости от деформации. Наличие локальных минимумов для деформаций, отличных от сферических, указывает на так называемое сосуществование форм, а возможно, и на существование изомеров формы. Таким образом, для этих ядер можно сформулировать определение области инверсии как области, где для основного состояния ядра $2p2h$ -конфигурация имеет больший вклад по сравнению с $0p0h$. Величина смешивания $0p0h$ - и $2p2h$ -конфигураций показана на рис. 11 [29], где представлена зависимость среднего числа нейтронов на pf -оболочке от числа нейтронов в ядре. Видно, что ядро ^{32}Mg можно рассматривать как чисто $2p2h$ -конфигурацию. Кроме того, в представленной зависимости наблюдается

Таким образом, для области ядер $N = 20$ и $N = 28$ проявляются такие новые свойства, как сосуществование форм, нарушение правил заполнения оболочек, сильная деформация вблизи оболочечных чисел, изменение значения магических чисел. Все это делает обозначенную область ядер чрезвычайно интересной для экспериментальных исследований и тестирования теоретических моделей. Получение новой информации в этой области ядер позволит более однозначно экстраполировать теоретические и экспериментальные данные в область более тяжелых ядер.

3. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ВБЛИЗИ ОБОЛОЧЕК $N = 20$ И $N = 28$

Одной из сложнейших проблем в экспериментальной ядерной физике является синтез экзотических ядер у границ стабильности. Эти ядра, как правило, на 10 и более массовых единиц удалены от стабильных ядер, имеют малое время жизни (> 1 мс) и слабую энергию связи. Все это предъявляет особые требования к выбору реакций синтеза таких ядер и метода их транспортировки и регистрации. В основном для синтеза экзотических ядер используются реакции фрагментации бомбардирующего тяжелого иона, прямые реакции типа (p, d) , (d, p) , (d, n) , $(d, {}^3\text{He})$ и др., а также реакции глубоконепругих передач.

Реакции фрагментации. Этот класс реакций наиболее распространен при получении легких экзотических ядер в районе $N = 20$ и $N = 28$. Важные результаты с использованием реакций фрагментации были получены в таких крупных физических центрах, как GANIL (Франция), GSI (Германия), NSCL (США), RIKEN (Япония). Даже в случае меньших сечений образования синтезируемых изотопов по сравнению с реакциями передачи нуклонов во фрагментации выход может быть значительно выше из-за высокой энергии пучка и соответственно большей толщины мишени, а также более узкого углового распределения продуктов реакции вблизи 0° по отношению к первичному пучку (что способствует увеличению трансмиссии продуктов реакций через магнитный спектрометр). Подробное описание возможностей реакций фрагментации для синтеза экзотических ядер приведено в работе [30], в которой используется код LISE. Здесь мы лишь кратко остановимся на основных характеристиках реакций фрагментации и возможностях их использования для синтеза ядер вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$. Необходимо отметить, что в реакциях фрагментации получаются ядра с Z и A меньшими, чем Z и A бомбардирующего тяжелого иона. Кроме того, как показано в [31], для описания реакций фрагментации могут использоваться статистические методы расчетов. Доказательством статистической природы фрагментации является эффект «памяти» пучка: для более нейтроноизбыточ-

ных или нейтронодефицитных пучков фрагменты «помнят» избыток нейтронов или протонов пучка. Поэтому для синтеза нейтроноизбыточных легких ядер вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$ наиболее оптимальными являются пучки редких нейтроноизбыточных изотопов, таких как ^{36}S ($N = 20$) или ^{48}Ca ($N = 28$).

Ниже приводятся основные выражения для оценки интенсивности вторичных частиц, получаемых в реакции фрагментации. Главными факторами при такой оценке являются выбор первичного пучка, влияние его энергии на выход, а также выбор оптимальной толщины мишени в соответствии с характеристиками фрагмент-сепаратора.

При использовании реакций фрагментации необходим правильный выбор оптимальной толщины мишени. Удельные потери иона (A, Z) при прохождении мишени выражаются формулой

$$\Delta E \sim \frac{AZ^2}{E}. \quad (9)$$

Неопределенность в распределении импульса фрагмента после прохождения мишени можно вычислить, исходя из двух крайних условий: реакция произошла в начале мишени (i) и реакция произошла в конце мишени (f) соответственно:

$$\frac{\Delta p}{p} \sim t \left(\frac{\Delta E_i}{E_i} - \frac{\Delta E_f}{E_f} \right) \sim t (Z_i^2 - Z_f^2) / E^2, \quad (10)$$

где t — толщина мишени; $Z_{i,f}$ — заряды фрагментов в различных местах мишени.

При этом предполагается, что скорость фрагмента близка к скорости бомбардирующей частицы. Максимум выхода вторичных продуктов для оптимальной толщины мишени t достигается, когда потери в трансмиссии из-за уширения импульсного распределения будут больше, чем увеличение выхода продуктов за счет толщины мишени.

Выход фрагментов Y_s пропорционален толщине мишени, угловому и импульсному акцептансам. Учитывая приведенные выше зависимости, получаем для выхода фрагментов следующую формулу:

$$Y_s \sim t_{\text{opt}} / (\sigma_\theta \cdot \sigma_\varphi \cdot \sigma_{\Delta p/p}) \sim E_i^2 \cdot E_i^{0,5} \cdot E_i^{0,5} \cdot E_i^{0,5} = E_i^{7/2}. \quad (11)$$

Отсюда видно, что интенсивность вторичного пучка зависит от энергии первичного пучка как $E^{7/2}$. Как показано в [32], эта формула применима для значений энергии первичного пучка до 100 МэВ/нуклон. При больших значениях энергий наблюдается снижение выхода фрагментов из-за того, что дисперсия импульсного распределения становится намного меньше импульсного захвата используемых фрагмент-сепараторов.

При выборе A и Z первичного пучка необходимо иметь в виду, что число фрагментов пропорционально Z . Учитывая энергетические потери

$\Delta E/E \sim AZ^2/(E \cdot E) \sim Z^2$, можно окончательно получить зависимость выхода фрагментов от заряда пучка $\sim 1/Z^3$. Таким образом, очевидно, что для получения максимального выхода фрагментов первичный пучок должен быть как можно легче. При этом не следует забывать, что на самом деле при взаимодействии происходит более сложный процесс, чем тот, что соответствует так называемой фрагментации.

Для расчетов выходов продуктов реакций фрагментации необходимо знать сечение образования того или иного изотопа. Универсальная параметризация сечения реакции фрагментации была впервые предложена в [33], и соответствующий код получил название ЕРАХ. При параметризации ЕРАХ предполагается, что изотопное распределение описывается аналитической формулой в виде распределения Гаусса с параметрами, которые изменяются плавно как функция массы фрагментов. Разработанный подход не является универсальным. Его можно применять в предположении, что выходы фрагментов не зависят от энергии налетающих снарядов. С его помощью можно описать фрагментацию налетающих ионов средней массы. На основе многочисленных сравнений экспериментальных и расчетных выходов фрагментов показано, что код ЕРАХ хорошо описывает реакции для масс бомбардирующих ионов в области $A \sim 40$. Авторы ЕРАХ указывают на приемлемый для использования программы диапазон энергий: больше 40 МэВ/нуклон.

В работе [32] зависимость сечения реакции фрагментации от атомного номера пучка была определена квадратичной функцией. Однако лучшее согласие с экспериментом дает экспоненциальная зависимость. На рис. 12 представлены сечения образования изотопов ^{28}O в реакции фрагментации нейтроноизбыточных пучков от S до Mo (рис. 12, а) и различными изотопами кальция (рис. 12, б), в качестве материала мишени был выбран Ta. Кривой на рис. 12, б представлена аналитическая зависимость

$$\sigma(N_{\text{beam}}, Z_{\text{beam}}) \sim \exp[-0,1763(Z_{\text{beam}} - 8) - 15,08 + 5,749f_{NZ}^2 - 4,65f_{NZ}], \quad (12)$$

где $f_{NZ} = (N/Z)_{\text{beam}} - 1,25$.

Функция f_{NZ} вводится, чтобы учесть нейтронный избыток в ядрах пучка. Для приближенной оценки сечения можно использовать упрощенное выражение $\sigma = \exp(-0,1763 Z_{\text{beam}})$.

На рис. 13 представлены расчеты зависимости оптимальной толщины мишени для максимального выхода изотопа ^{28}O в реакции фрагментации $^{36}\text{S} + \text{Ta}$ в зависимости от энергии первичного пучка ионов серы.

Из значений сечений вычисляется выход вторичных продуктов в зависимости от энергии. Выражение для интенсивности вторичных продуктов имеет следующий вид [32]:

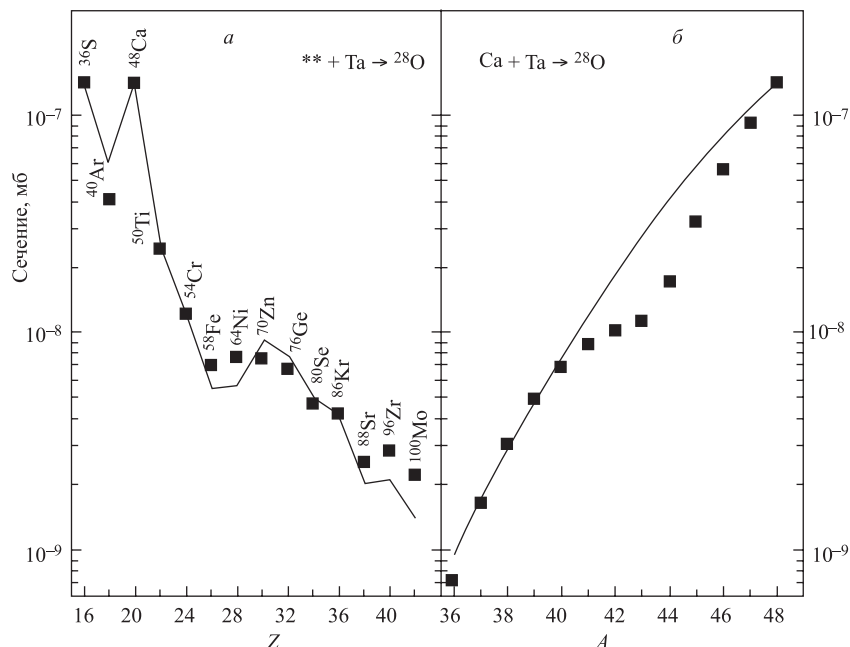


Рис. 12. Расчетные сечения образования изотопов ^{28}O [34] в реакции фрагментации нейтроноизбыточных пучков ионов от S до Mo (a) и в зависимости от массы пучков изотопов кальция (б)

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} \left(\frac{N_A}{A_T} \right) \sigma_{\text{cs}} \frac{E^{2/3}}{\sigma_{\text{frag}} Z_T (Z_B^2/A_B - Z_F^2/A_F)} \frac{\Delta_{\text{угл}} \sqrt{E}}{\sigma_{\text{frag}}} \frac{\Delta_{\text{имп}} \sqrt{E}}{\sigma_{\text{frag}}}, \quad (13)$$

$$I_{\text{втор}} = I_{\text{перв}} e^{-0,1763Z_B} \frac{E^{5/2}}{\sigma_{\text{frag}}^3 (Z_B^2/A_B - Z_F^2/A_F)}. \quad (14)$$

На рис. 14 представлены вычисления по программе LISE максимального выхода изотопа ^{28}O от энергии. Кривой представлена зависимость в виде функции $E/\text{Re} I(E)^{2,491} \cdot 10^{-7,688}$. Эта функция неплохо описывает расчетные значения выходов изотопов, что подтверждает предположение о пропорциональности интенсивности вторичного пучка энергии в степени 2,5. Из этого следует, что чем выше энергия первичного пучка, тем больше выход вторичных продуктов. Другими словами, в случае постоянной интенсивности первичного пучка синтезировать новые изотопы предпочтительнее на ускорителях с релятивистскими энергиями. Однако интенсивности на таких ускорителях (например, в GSI) на несколько порядков ниже, чем на ускорителях ионов промежуточных энергий.

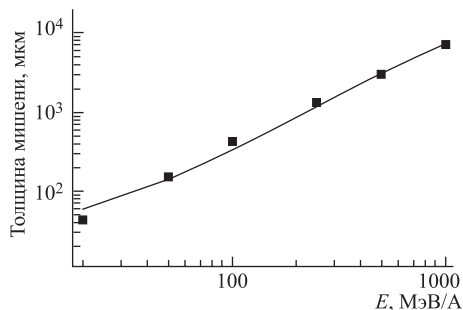


Рис. 13. Расчеты зависимости оптимальной толщины мишени для максимального выхода изотопа ^{28}O в реакции фрагментации $^{36}\text{S} + \text{Ta}$ в зависимости от энергии; ■ — программа LISE

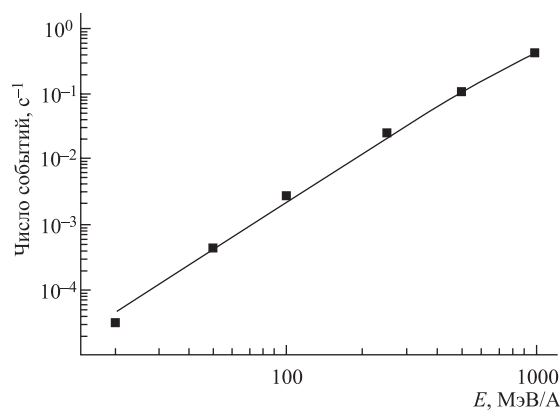


Рис. 14. Энергетическая зависимость максимального выхода изотопа ^{28}O , вычисленная по программе LISE [34, 60] для реакции $^{36}\text{S} + \text{Ta} \rightarrow ^{28}\text{O}$

Несмотря на то, что эта оценка интенсивности вторичного пучка довольно грубая, она позволяет сделать вывод о том, что энергия первичного пучка не является основным фактором увеличения выхода нейтроноизбыточных изотопов легких ядер. Этот вывод применим лишь для получения ядер методом фрагмент-сепаратора.

Таким образом, для получения нейтроноизбыточных изотопов выгоднее использовать первичный пучок нейтроноизбыточных ядер с атомным номером, наиболее близким к синтезируемому продукту. Отсюда можно сделать вывод, что для синтеза нейтроноизбыточных изотопов в области оболочки $N = 20$ наиболее эффективным является пучок ядер ^{36}S . Точно так же можно прийти к заключению, что для синтеза ядер вблизи оболочки $N = 28$ необходимо использовать пучок ^{48}Ca .

Реакции глубоконеупругих передач. Реакции многонуклонных передач при энергии ^{40}Ar около 10 МэВ/нуклон были впервые использованы для получения нейтроноизбыточных ядер легких элементов в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ [34]. Эти реакции имеют ряд преимуществ по сравнению с реакциями фрагментации — возможность получения изотопов по Z и A больше бомбардирующей частицы и более высокое сечение образования продукта.

В работе [31] было проведено систематическое изучение сечений образования нейтроноизбыточных изотопов в зависимости от энергии бомбардирующей частицы и ее нуклонного состава. На рис. 15 представлены измерен-

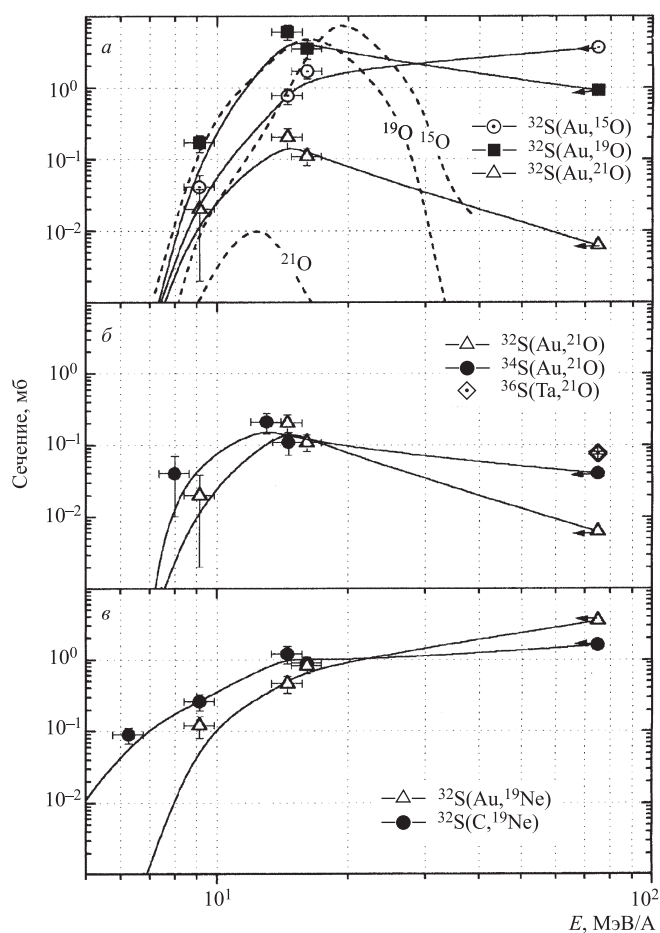


Рис. 15. Зависимость сечения образования различных изотопов кислорода и неона от энергии пучка ионов ^{32}S [31]

ные в работе [31] сечения образования изотопов кислорода в зависимости от энергии ^{32}S . Из рисунка видно, что сечения растут до значений энергий 15–20 МэВ/нуклон, а далее практически не зависят от энергии. На этом же рисунке представлены результаты расчета образования изотопов кислорода в предположении бинарного механизма реакции с использованием микроскопической транспортной модели [35]. Образование конечных продуктов в этих реакциях после девозбуждения образующихся начальных ядер рассчитывалось на основе статистической теории распада. Из экспериментальных данных и расчетов, которые фактически определяли сечение глубоконеупругих реакций передач, был сделан вывод, что их вклад в сечение образования как нейтроноизбыточных, так и нейтронодефицитных изотопов является определяющим в области низких энергий. Тогда как для промежуточных энергий основной вклад в сечение образования ядер вносят реакции фрагментации, хотя при энергиях до 30–40 МэВ/нуклон еще заметен вклад реакций многонуклон-

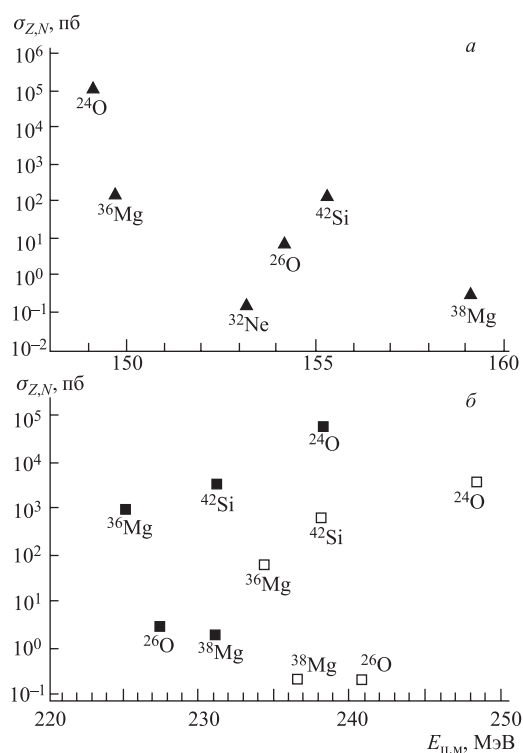


Рис. 16. Ожидаемое максимальное сечение образования различных нейтроноизбыточных изотопов в реакциях $^{48}\text{Ca}+^{124}\text{Sn}$ (\blacktriangle), ^{232}Th (\blacksquare), ^{248}Cm (\square) для различных энергий [36]

ных передач. Для синтеза ядер с очень высоким соотношением нейтронов и протонов, например $^{56,58,60}\text{Ca}$, трудно подобрать реакции фрагментации, и единственным возможным методом синтеза таких ядер являются реакции глубоконеупругих передач. В работе [36] сделана попытка оценить сечение образования сильнейтроноизбыточных ядер в реакциях передачи. На основе описания эволюции распада двойной ядерной системы с учетом энергии возбуждения конечных продуктов были рассчитаны выходы нейтроноизбыточных изотопов ^{26}O , ^{32}Ne , $^{36,38}\text{Mg}$, ^{42}Si и $^{56,58,60}\text{Ca}$ в различных реакциях передачи. Выбор бомбардирующего ядра и мишени в основном определяется минимизацией величины Q -реакции. На рис. 16 показаны расчетные максимальные значения сечений образования различных изотопов, образующихся при взаимодействии ионов ^{48}Ca с различными ядрами мишени.

Видно, что наибольшее сечение образования изотопов предсказывается в реакциях с Th-мишенью. Из расчетов следует, что сечения образования изотопов $^{56,58,60}\text{Ca}$ в реакции $^{48}\text{Ca} + \text{Th}$ может составлять 10^4 , 10^2 и 10^{-1} пб соответственно. Эти сечения существенно выше того, что ожидается в реакции фрагментации. Поэтому реакции малонуклонной передачи могут оказаться наиболее эффективным методом синтеза супернейтроноизбыточных ядер легких элементов. Кроме того, двухтелность реакции передачи позволяет с использованием метода «missing mass» определять массу искомого ядра и таким образом рассчитывать энергию связи или стабильность этого ядра.

4. НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ КИСЛОРОДА И ФТОРА

Аномалия в свойствах изотопов кислорода на границе нейтронной стабильности является одной из интригующих проблем современных экспериментальных и теоретических исследований. Как отмечалось выше в разд. 2, нейтронная линия стабильности для изотопов кислорода обрывается на ^{24}O ($N = 16$), тогда как для изотопов фтора доходит до ^{31}F ($N = 22$). Поэтому необходимо понять, почему свойства ядер сильно меняются при переходе от кислорода к фтору и что позволяет удерживать в ядре шесть дополнительных нейтронов при добавлении всего одного протона (^{31}F).

Использование первичных пучков бомбардирующих ионов редких разделенных изотопов (^{36}S , ^{48}Ca) позволило сделать новый шаг в исследовании свойств нейтроноизбыточных изотопов кислорода [37].

Уровни ядра ^{22}O были измерены впервые в работе [38] и впоследствии были уточнены при более высокой интенсивности вторичного пучка ^{22}O с использованием установки с большей эффективностью регистрации [37]. Схема уровней ядра ^{22}O , измеренная в работе [37], представлена на рис. 17 в сравнении с расчетными значениями уровней, полученными с помощью оболочечной модели [39, 40]. Прежде всего отмечается хорошее согласие между

измеренными и расчетными значениями уровней. Для получения согласия расчетных и экспериментальных значений энергии уровней ^{22}O в работе [40] потребовалось предположить, что вклад состояний $0p0h$ составляет 77 %, $2p-2h$ — около 22 % и $4p-4h$ — всего 1 %. Доминирование состояния $0p0h$ указывает на сферическую конфигурацию ядра ^{22}O . Вывод о сферической конфигурации этого ядра также подтверждается тем, что его первое возбужденное состояние достаточно высоко (3199 кэВ) расположено над основным состоянием. Для изотопов ^{20}O и ^{21}O первые возбужденные состояния имеют несколько меньшие значения энергий и составляют величины 1675(4) и 1218(4) кэВ соответственно. Первое возбужденное состояние в этих ядрах описывается как $1p-1h$ -конфигурация: одна частица в состоянии $s_{1/2}$ или $d_{3/2}$ и одно дырочное состояние на орбитали $d_{3/2}$.

Впоследствии было показано, что свойства нейтроноизбыточных изотопов кислорода хорошо воспроизводятся в рамках оболочечной модели с USD-взаимодействием. Появление новых магических чисел ($N = 14$ и 16) объясняется сдвигом первого возбужденного уровня на величину больше 3–4 МэВ. Заметим, что первый возбужденный уровень для изотопов Si и Mg имеет значение ~ 1 МэВ.

Необходимо отметить, что и до этого проводились активные исследования свойств изотопов кислорода. Так, измерение возбужденных состояний изотопов кислорода проводилось в реакциях многонуклонных передач [41]. Было обнаружено, что первое возбужденное состояние 2^+ для ^{22}O ($N = 16$) имеет величину 3,190 МэВ. Это значение почти в два раза больше, чем для других изотопов кислорода с меньшим числом нейтронов ($N \leq 12$), что указывает на возможное существование оболочки с $N = 14$. Выводы о существовании оболочки $N = 14$ подтверждаются и другими экспериментальными данными. Так, в экспериментах по упругому рассеянию ^{22}O на золотой мишени была измерена величина $B(E2)$ для O^{22} , которая имела большее значение, чем это предсказывалось. В работе [11] были проведены измерения сечения взаимодействия различных изотопов N, O, F, Ne, Na и Mg. В результате анализа данных сделано предположение о существовании нейтронной оболочки $N = 16$ [42]. Анализ зависимости энергии связи S_{2n} от числа нейтронов для

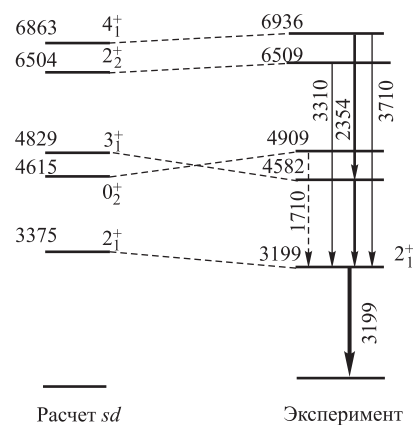


Рис. 17. Экспериментальная и расчетная схемы уровней ядра ^{22}O [37, 38]

большой группы sd -ядер также указывает на возможное проявление оболочки $N = 16$ [43, 44].

Исследования свойств изотопов кислорода в широком диапазоне числа нейтронов дают хорошую возможность проверки различных теоретических моделей. Достаточно сильная протонная оболочка $Z = 8$ препятствует появлению даже малой деформации в ядрах изотопов кислорода. Использование проверенных на изотопах кислорода теоретических моделей должно дать ответ на вопрос, почему ^{24}O является последним связанным изотопом кислорода, в то время как магическое ядро ^{28}O является несвязанным. В недавно полученной экспериментальной информации о структуре близкорасположенных ядер: ^{22}O , $^{23,25}\text{F}$ [45–48] для ^{22}O было найдено большое значение энергии (2^+) = 3,19 МэВ. На основе этого был сделан вывод о том, что при описании более тяжелых изотопов кислорода их нужно рассматривать как состоящие из кора с добавлением к нему валентных нейтронов. Аналогичный подход можно использовать при переходе от ^{23}F к ^{25}F , поскольку ядро ^{23}F тоже имеет большое значение первого возбужденного состояния (см. рис. 18).

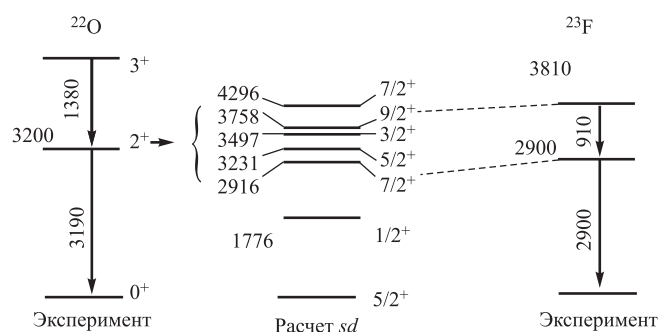


Рис. 18. Схема уровней ядер ^{22}O и ^{23}F , измеренная экспериментально [46], в сравнении с расчетной схемой, полученной на основе оболочечной модели [40]

Сравнение энергий низколежащих уровней ^{22}O и ^{23}F указывает на то, что добавление к ядру ^{22}O одного протона не изменяет структуру кора. Однако ситуация изменяется при последующем добавлении двух нейтронов, например, при переходе от ядра ^{23}F к ^{25}F . Схема уровней для этого ядра представлена в табл. 2, из которой видно, что в ядре ^{25}F появляются низколежащие уровни и, очевидно, это ядро является деформированным [49].

В случае, когда ядро ^{25}F является недеформированным, первый возбужденный уровень должен иметь значение энергии $\sim 3,5$ МэВ [50]. Отсутствие более тяжелых стабильных изотопов кислорода (тяжелее ^{24}O) означает, что потенциальная энергия для изотопов кислорода не может иметь локальных минимумов, кроме основного состояния, соответствующего сферической конфигурации.

Таблица 2. Значения энергий и интенсивностей γ -переходов для уровней ядра ^{25}F

E_γ , кэВ	I_γ , отн. ед.	I_γ (на 100 распадов)
$574,7 \pm 0,5$	$24,3 \pm 2,8$	$9,5 \pm 0,9$
$1613,4 \pm 1,2$	$29,8 \pm 5,0$	$11,6 \pm 1,8$
$1702,7 \pm 0,7$	$100 \pm 6,7$	$39,1 \pm 2,6$
$2188,6 \pm 1,3$	$18,5 \pm 4,3$	$7,2 \pm 1,6$

Экспериментальные исследования изотопов $^{23,24}\text{O}$ являются сложной методической задачей из-за низкой вероятности их образования в ядерных реакциях. Даже в оптимальных для их синтеза реакциях с использованием фрагментации ионов ^{36}S или ^{48}Ca выход этих ядер не превышает значения нескольких десятков событий в минуту при интенсивности первичного пучка $1000 \text{ e}^-/\text{нА}$. Однако несмотря на это в последнее время было проведено несколько экспериментов по изучению свойств изотопов $^{23,24}\text{O}$. Так, в работе [37] была предпринята попытка измерить первые возбужденные уровни в этих ядрах. Используемая экспериментальная установка, состоящая из 74 BaF_2 -детекторов, позволяла регистрировать γ -кванты после распада возбужденных состояний исследуемых ядер в широком диапазоне энергий (100–4000 кэВ). Однако в этом диапазоне не было обнаружено для $^{23,24}\text{O}$ возбужденных состояний. На основании этого был сделан окончательный вывод, что уровни $d_{3/2}$ для изотопов $^{23,24}\text{O}$ являются несвязанными (т. е. отрицательные значения энергии связи для $d_{3/2}$ -уровней изотопов кислорода с числом нейтронов $N > 15$).

Влияние замкнутой нейтронной оболочки $N = 16$ исследовалось также в работе [51]. Из табл. 3, взятой из [51], видна тенденция изменения значений $E(2^+)$ и $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ для изотонов $N = 16$ в зависимости от атомного

Таблица 3. Значения деформации, энергии уровней 2^+ , вероятности $B(E2)$ для изотопов O–Ar

Ядро	$\beta_{\text{расч}}$		$E(2^+)$		$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$, $e^2 \cdot \text{фм}^4$	
	Основное состояние	2^+	Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент
^{34}Ar	0,27	0,31	1,98	2,09	306	240 ± 40
^{32}S	0,31	0,32	1,78	2,23	254	300 ± 13
^{30}Si	0,39	0,37	2,11	2,23	220	215 ± 10
^{28}Mg	0,39	0,43	1,5	1,47	202	350 ± 5
^{26}Ne	0,31	0,37	2,19	2,02	86	228 ± 41
^{24}O	—	—	3,81	—	15	—

номера Z . Как следует из этой таблицы, значение энергии 2^+ -состояния имеет максимум для ^{24}O и почти в два раза превосходит значение 2^+ для других изотонов (для ^{34}Ar это 1,98 МэВ). На основании этого авторы делают вывод о сферической структуре ядра ^{24}O , так же, как и ядра ^{22}C .

Исследование свойств нейтроноизбыточных изотопов фтора представляет самостоятельный интерес. Недавнее обнаружение стабильного изотопа ^{31}F [52, 53] показывает, что мы еще мало знаем о свойствах этих ядер, расположенных у границ ядерной стабильности. Систематика уровней для изотопов фтора представлена в работе [49]. Интерес представляет ядро ^{23}F в связи с возможным проявлением оболочки $N = 14$. На рис. 18 показаны экспериментально измеренные уровни ядер ^{23}F и ^{22}O в сравнении с расчетными значениями по оболочечной модели для sd -оболочки [38, 45]. Высоколежащие энергетические уровни и хорошее согласие экспериментальных значений с расчетными подтверждают вывод, что нечетный изотоп ^{23}F является сферическим ядром, что подтверждает влияние нейтронной оболочки $N = 14$. Надо отметить, что впервые о влиянии оболочки $N = 14$ было заявлено в работе [54], в которой исследовалось квазиупругое рассеяние ядер ^{22}O на мишени ^{197}Au .

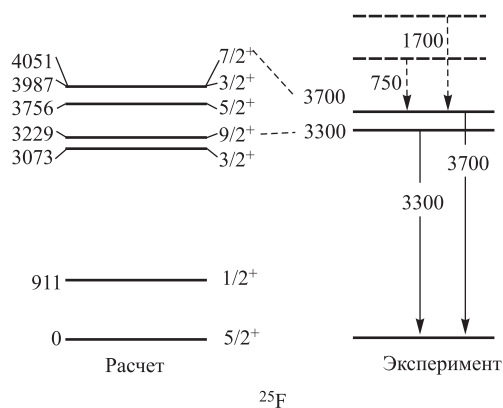


Рис. 19. Экспериментальная и расчетная схемы уровней ядра ^{25}F [45, 46]

Ядро ^{25}F впервые было исследовано в работе [38], где измерялась схема уровней для этого ядра. Полученные данные представлены на рис. 19. Здесь же приведены расчеты, полученные на основе оболочечной модели [55, 56]. Из сравнения схем уровней ядер ^{23}F и ^{22}O с уровнями ядер ^{25}F и ^{24}O в работе [38] было сделано предположение о том, что первое возбужденное состояние ядра ^{24}O должно иметь значение ~ 3300 кэВ.

Экспериментальное исследование структуры ядра ^{27}F было проведено в реакции $^1\text{H}(^{27}\text{F}, ^{25-27}\text{F})$ [56] при энергии 40 МэВ/нуклон. В качестве водо-

родной мишени использовалась криогенная мишень. Большое количество атомов мишени позволяло существенно увеличить статистику при относительно низкой интенсивности вторичного пучка ^{27}F . Было подтверждено существование возбужденных уровней для изотопов фтора $^{25-27}\text{F}$ в отличие от нейтроноизбыточных изотопов кислорода. Обнаружено также сильное изменение структуры нейтроноизбыточных изотопов фтора при приближении к границе стабильности. Результаты работы [56] в сопоставлении с экспериментальным фактом обнаружения ^{31}F как связанного ядра позволяют прояснить ситуацию относительно стабильности изотопов фтора: рост деформации нейтроноизбыточных ядер фтора способствует увеличению их стабильности.

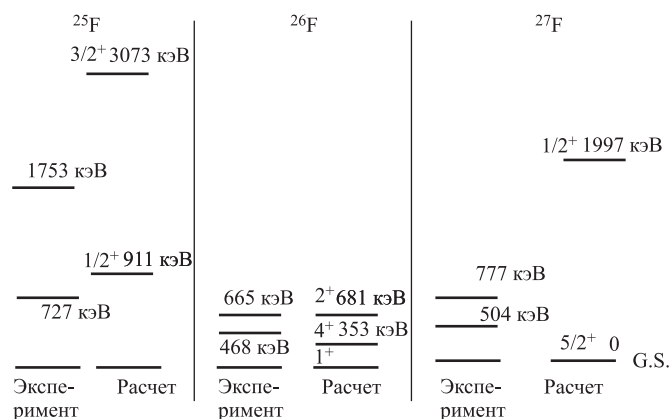


Рис. 20. Схемы уровней возбужденных состояний $^{25-27}\text{F}$ [56]

На рис. 20 представлены энергетические спектры гамма-излучения изотопов $^{25-27}\text{F}$. Здесь же представлены расчетные схемы уровней для этих ядер. Для расчетов использовалась оболочечная модель [55], позволяющая рассчитывать схему уровней для сферических ядер на основе sd -приближения.

Согласно этим расчетам, основное состояние ^{25}F имеет спин $5/2^+$, а возбужденные состояния должны иметь $1/2^+$ и $3/2^+$, соответствующие энергиям 911 и 3373 кэВ. Для ^{26}F мультиплет $\pi d_{5/2} \nu d_{3/2}$ приводит к тому, что основное состояние 1^+ , а первое возбужденное состояние 2^+ будет иметь значение энергии 681 кэВ. Из сравнения экспериментальных значений с расчетами по оболочечной модели был сделан вывод о хорошем согласии только для изотопов ^{25}F и ^{26}F . Для ^{27}F полученные значения уровней 504 и 777 кэВ сильно отличаются от теоретических предсказаний, согласно которым первый возбужденный уровень должен находиться при энергии 1997 кэВ. Расчеты, проведенные на основе оболочечной модели в расширенном базисе

Таблица 4. Периоды полураспада и вероятности нейтронной эмиссии для некоторых нейтроноизбыточных ядер

Ядро	$T_{1/2}$, мс	P_n , %
^{24}O	65 ± 5	18 ± 6
^{25}F	50 ± 5	14 ± 5
^{26}F	$10,2 \pm 1,4$	11 ± 4
^{27}F	$6,5 \pm 1,1$	90 ± 10
^{29}F	$2,9 \pm 0,8$	—
^{28}Ne	18 ± 3	—
^{29}Ne	19 ± 9	27 ± 9
^{30}Ne	7 ± 2	—

$sdpf$, дают значение 1,1 МэВ. По мнению авторов, это значение близко к экспериментальному значению 777 кэВ. Полученное значение 504 кэВ не удастся воспроизвести в расчетах. Вероятно, для получения согласия между расчетными и экспериментальными значениями необходимо привлечь другой механизм протон-нейтронного взаимодействия.

Ядерная стабильность изотопа ^{29}F была впервые экспериментально установлена в работе [57]. Большая часть теоретических расчетов предсказывала ядерную стабильность ^{29}F . С этой точки зрения обнаруженная стабильность ^{29}F не явилась неожиданностью, хотя бы из-за того, что это ядро является магическим по числу нейтронов. Впоследствии были проведены эксперименты по измерению периода полураспада ^{29}F , который оказался равным 2,5 мс [58]. Зависимость экспериментальных значений периодов полураспада $T_{1/2}$ для различных нейтроноизбыточных изотопов кислорода, фтора, неона и натрия представлена в табл. 4 [58].

Как показано в работе [59], получить согласие между экспериментальными и расчетными значениями периодов полураспада нейтроноизбыточных ядер удастся только при использовании в расчетах $sdpf$ -пространства [60]. Наоборот, разница между расчетами в sd -пространстве и экспериментальными значениями увеличивается с ростом нейтронного избытка [61]. Это подтверждает вывод об увеличивающейся деформации с ростом нейтронного избытка.

Экспериментально факт ядерной стабильности ^{31}F был установлен в работе [62]. В реакции ^{40}Ar (94 МэВ · А) + Та среди продуктов фрагментации ^{40}Ar (94,1 МэВ) было обнаружено 8 событий, соответствующих изотопу ^{31}F .

До этих экспериментов существовали различные предсказания стабильности супернейтроноизбыточного ядра ^{31}F . Зависимость энергии отделения двух нейтронов S_{2n} представлена на рис. 21. Положительные значения S_{2n} означают ядерную стабильность по отношению к эмиссии двух нейтронов. Значе-

ния S_{2n} были рассчитаны в рамках нескольких подходов к формулам масс: жидкокапельной модели [23] и оболочечных моделей [63, 64]. Только модель жидкой капли [23], включающая в себя микроскопические и макроскопические поправки к жидкокапельной части, предсказывает ядерную стабильность ^{31}F . Более того, как следует из представленных зависимостей S_{2n} , изотоп ^{31}F более связан, чем ^{29}F : значения S_{2n} равны 2,46 и 1,26 МэВ соответственно [23]. Эта модель предсказала также стабильность изотопов $^{31,32}\text{Ne}$, которые наблюдались впоследствии [65].

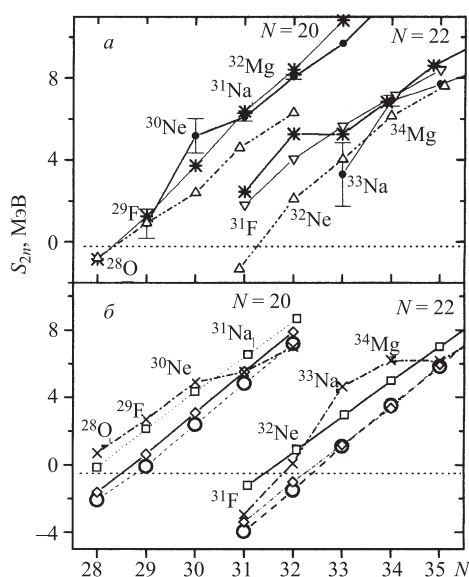


Рис. 21. Зависимость энергии связи двух нейтронов S_{2n} для нейтроноизбыточных изотопов с $N = 20$ и 22 . * — [23]; ● — [21]; Δ — [55]; ∇ — [63]

Несмотря на то, что в указанных выше оболочечных моделях также учитывались эффекты деформации, они предсказали ^{31}F как несвязанное ядро. В этих моделях использовалось более слабое взаимодействие $sd + fp$, чем в модели [63]. Таким образом, только учет эффектов деформации может объяснить ядерную стабильность ^{31}F , а возможно и ^{29}F , вопреки ожидаемой сферической конфигурации, связанной с оболочкой $N = 20$. Окончательный ответ на этот принципиальный вопрос могут дать прямые эксперименты по измерению масс или деформаций в этой области ядер.

5. НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫЕ ИЗОТОПЫ НЕОНА

Схемы уровней $^{26,28}\text{Ne}$, измеренные в работах [46, 66], представлены на рис. 22. Здесь же даны расчетные значения, полученные на основе оболочечной модели с учетом sd -взаимодействия. Видно хорошее согласие между экспериментальными и расчетными значениями уровней для этого ядра, что подтверждает предположение о том, что ^{26}Ne является сферическим ядром и не входит в группу ядер так называемой области инверсии. Аналогичная ситуация наблюдается для изотопов $^{25,27}\text{Ne}$ [23]. Однако эта тенденция для изотопов неона изменяется с увеличением нейтронного избытка.

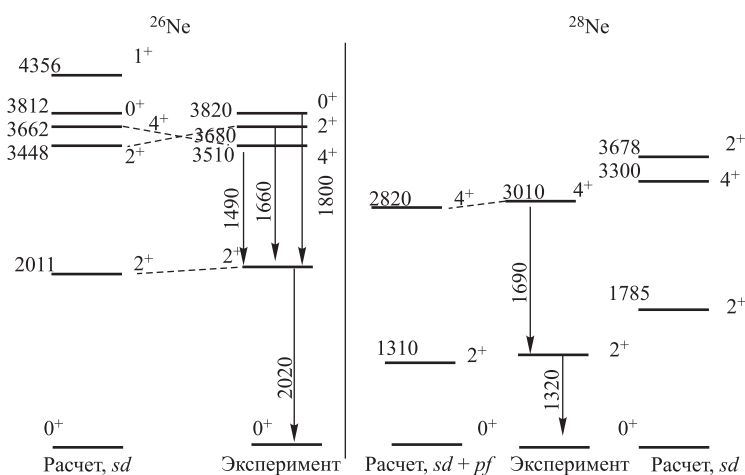


Рис. 22. Расчетная и экспериментальная схемы уровней $^{26,28}\text{Ne}$ [46]

Изотопы $^{27,28}\text{Ne}$ были впервые обнаружены и идентифицированы как связанные ядра в реакции фрагментации ионов ^{40}Ar с энергией 205 МэВ/нуклон на Ве-мишени [67] спустя несколько лет после открытия ^{26}Ne в реакции многонуклонных передач [68]. Здесь же дается сравнение экспериментальных значений уровней с расчетами по оболочечной модели [64] и MСSM [69]. Расчеты по MСSM выполнялись в более широком модельном пространстве $sd + pf$. Как видно из представленной на рис. 22 схемы, в рамках sd -пространства не удастся воспроизвести экспериментальную схему уровней. Только использование в расчетах более широкого базиса $sd + pf$ дает удовлетворительное согласие экспериментальных и расчетных значений энергий уровней. По мнению авторов [69], это свидетельствует о том, что ядро ^{28}Ne имеет деформированное состояние. Приведенная схема распада была позднее подтверждена в работе [70].

Особый интерес среди изотопов неона представляет ^{30}Ne . Впервые это ядро наблюдалось в реакции фрагментации ^{40}Ar при энергии 44 МэВ/А [71]. Это ядро имеет магическое число нейтронов ($N = 20$). Как было сказано выше, исследования изотопов с $N = 20$ (^{31}Na , ^{32}Mg) выявило целый ряд их необычных свойств, а именно:

— бóльшая энергия связи, чем предсказывалась ранее из экстраполяций [4], а также низколежащее первое возбужденное состояние для ^{31}Na ;

— достаточно низкое значение энергии (2^+) в ядре ^{32}Mg и большое значение $B(E2) \approx 454 e^2 \cdot \text{фм}^4$.

В кулоновском возбуждении были обнаружены также низколежащие возбужденные состояния ядер ^{31}Na и ^{32}Mg , являющиеся изотонами для ядра ^{30}Ne [72, 73]. Результаты измерения масс этих ядер [74] подтвердили гипотезу о их большой деформации.

Теоретические исследования деформации для изотопов $N = 20$ были проведены в рамках оболочечных моделей [60, 75, 76], а также релятивистской теории среднего поля [77, 78]. Все эти модели предсказывают значительную квадрупольную деформацию для изотопов $N = 20$ с $Z \leq 12$ как следствие возбуждения при переходе «частицы» в «дырочное» состояние $2p-2h$.

В работе [79] было измерено первое возбужденное состояние 2^+ для ^{30}Ne методом квазиупругого рассеяния вторичного радиоактивного пучка ^{30}Ne на криогенной водородной мишени. Определение характеристик 2^+ -состояния осуществлялось по γ -распаду ядер ^{30}Ne после прохождения водородной мишени. Этот метод наиболее эффективен для измерения энергии $E(2^+)$ состояния и соответствующего ему значения $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$; впервые он был успешно опробован в работах [15] для исследования возбужденного состояния ^{32}Mg .

На рис. 23 представлена зависимость экспериментальных значений $E(2^+)$ для изотопов с $N = 20$. Здесь же представлены расчетные значения, полученные в рамках обычной оболочечной модели [80] и с учетом деформации [76, 81]. Видно, что значение $E(2^+)$ имеет минимум для ядра ^{30}Ne , что свидетельствует о большой деформации по сравнению с де-

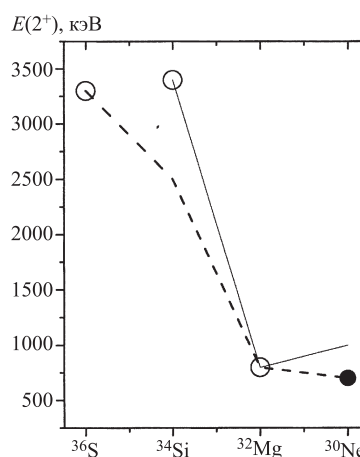


Рис. 23. Зависимость экспериментальных значений энергий 2^+ -состояния для изотопов с $N = 20$ в сравнении с расчетными значениями по обычной оболочечной модели и с учетом деформации (сплошная и штриховая кривая соответственно)

формированным ядром ^{32}Mg , а также по сравнению с ядрами ^{36}S или ^{34}Si , имеющими сферическую конфигурацию. На основании этого авторы [79] делают вывод, что ^{30}Ne , несмотря на магическое число нейтронов $N = 20$, является деформированным ядром и принадлежит к ядрам в так называемой области инверсии. Впервые более тяжелый изотоп ^{32}Ne был обнаружен в GANIL в реакции $^{48}\text{Ca} (44 \text{ МэВ} \cdot A) + \text{Ta}$ [82], позже в RIKEN было подтверждено его существование [65].

Теоретическому предсказанию линии нейтронной стабильности в области изотопов неона посвящено большое количество работ. Среди этих работ следует отметить расчеты на основе оболочечной модели [55, 60, 83, 84], релятивистской теории усредненного поля [60, 85]. Лучшее согласие с экспериментом дают расчеты, в которых учитывается деформация [60, 86]. Оба эти расчета, включающие эффекты деформации, хорошо описывают свойства нейтроноизбыточных изотопов фтора, а также уровни возбужденных состояний для ядер $^{29,31}\text{Na}$. Релятивистская теория усредненного поля дает для нейтроноизбыточных изотопов неона, натрия и магния большую деформацию, что позволяет получить усиление в энергии связи (так, для ^{31}Ne $S_{1n} = 0,4 \text{ МэВ}$).

Оболочечная модель рассматривает ядра в большом конфигурационном пространстве $sd-fp$, что также приводит к усилению энергии связи S_{1n} до величины $0,75 \text{ МэВ}$ для ^{31}Ne .

Новый подход был разработан на основе микроскопической кластерной модели, основанной на полностью антисимметричной волновой функции [87]. Утверждается, что кластерная модель лучшим образом воспроизводит ядерную деформацию, чем оболочечная модель. Так, в работе [87] при одних и тех же условиях (кластерные функции) рассматриваются системы $^{30}\text{Ne} + n$ для ^{31}Ne и трехкластерная структура $^{30}\text{Ne} + n + n$. Недостаток этих расчетов заключается в том, что один из составляющих кластеров (^{30}Ne) рассматривается в пространстве sd . Это может быть недостаточным, если эти ядра принадлежат «острову инверсии», а значит, могут быть деформированными.

Несмотря на малое сечение образования этих ядер (несколько пикобарн), в работе [88] удалось измерить периоды их полураспада. Они составили $T_{1/2} (^{31}\text{Ne}) = (3,4 \pm 0,8) \text{ мс}$, $T_{1/2} (^{32}\text{Ne}) = (3,5 \pm 0,9) \text{ мс}$. Ход зависимости экспериментальных значений периодов полураспада (рис. 24) от числа нейтронов N для изотопов Ne показывает выполаживание этой зависимости в области самых тяжелых изотопов Ne, что может свидетельствовать о влиянии эффектов деформации в этой области. Из экстраполяции представленной зависимости периодов полураспада от числа нейтронов N для изотопов Ne (рис. 24) можно сделать вывод о возможном существовании связанного ядра ^{34}Ne . Предсказание о том, что ^{34}Ne является связанным ядром, подтверждаются и тем фактом, что два соседних изотопа ^{31}Ne и ^{32}Ne являются связанными ядрами. Это необычная ситуация на границе нейтронной стабильности, где все ядра являются слабосвязанными и некоторое усиление по энергии

связи достигается только за счет четных эффектов. Поэтому вполне можно предположить, что ядерные силы могут удержать в связанном состоянии ядерную систему, состоящую из 10 протонов и 24 нейтронов.

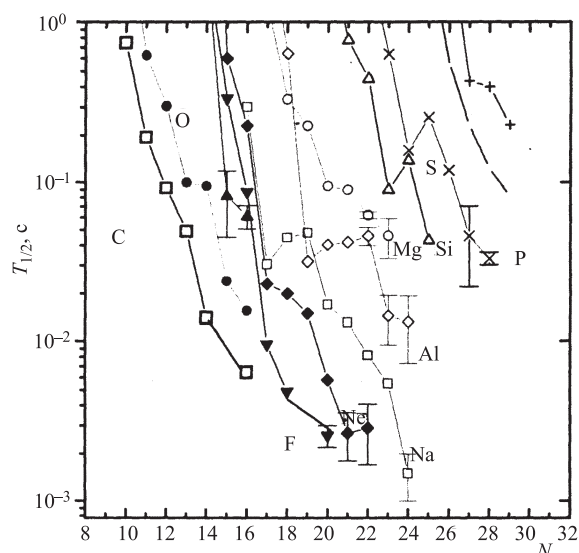


Рис. 24. Экспериментальная зависимость периодов полураспада $T_{1/2}$ для изотопов O–Mg–P от числа нейтронов N

В связи с этим в коллаборации Дубна–GANIL [88] и Дубна–RIKEN [52] были проведены эксперименты по обнаружению ^{34}Ne . В обоих экспериментах была использована реакция фрагментации нейтроноизбыточного пучка ускоренных ионов ^{48}Ca при энергии около 60 МэВ/нуклон. Первый эксперимент был проведен в GANIL (Франция) с использованием фрагментсепаратора LISE-2000, а второй — в RIKEN (Япония) с помощью установки RIPS. Полученные данные позволили надежно идентифицировать и впервые наблюдать события, соответствующие образованию ядра ^{34}Ne как связанной системы. Кроме того, в обоих экспериментах впервые наблюдались события, соответствующие другому экзотическому ядру — ^{37}Na , существование которого не предсказывалось ранее.

На рис. 25 представлена зависимость сечения образования [89] экзотических ядер в зависимости от числа нейтронов, удовлетворяющих условию $N = 2Z + 2$ и $N = 2Z + 4$. Пунктиром показаны расчетные зависимости для этих двух групп ядер, полученные с помощью кода EРAX-II [33]. Как следует из представленных зависимостей, удастся воспроизвести значения сечений для ядер, не слишком удаленных от долины стабильности. При приближении

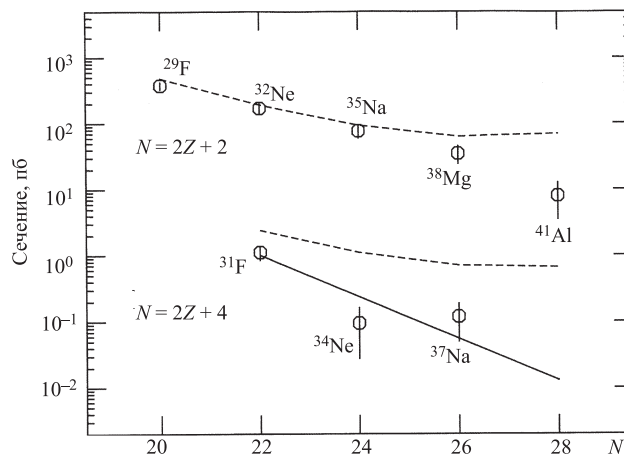


Рис. 25. Зависимость сечений образования различных изотопов F, Ne, Na, Mg и Al от числа нейтронов для разных соотношений числа нейтронов и протонов $N = 2Z + 2$ и $N = 2Z + 4$. Пунктиром представлены расчетные зависимости по программе ЕРАХ-II [33]

к границе нейтронной стабильности расхождение между расчетом и экспериментом увеличивается, в особенности для ядер с $N = 2Z + 4$. В работе [52] была предпринята попытка описать выход продуктов с помощью кода LISE [30], основанного на учете низкоэнергетической составляющей распределения продуктов фрагментации. Это позволило улучшить согласие между расчетными и экспериментальными значениями в области нейтроноизбыточных ядер. Между тем сечение образования этих ядер, лежащих на границе стабильности, чрезвычайно мало ($10^{-34} - 10^{-35} \text{ см}^2$) и их синтез, как уже отмечалось в разд. 2, является чрезвычайно сложной методической задачей.

6. ТЯЖЕЛЫЕ ИЗОТОПЫ МАГНИЯ

Большая часть исследований изотопов магния посвящена ядру ^{32}Mg , которое является магическим по числу нейтронов $N = 20$. Первые экспериментальные свидетельства несохранения магического числа $N = 20$ были получены в работе [15], где при β -распаде ^{32}Na обнаружено anomalно низкое значение первого возбужденного уровня в ядре ^{32}Mg . После этого было несколько теоретических работ [55, 90, 91], посвященных этой проблеме, в которых использовалась оболочечная модель. В этих работах anomalное значение уровня 2^+ объяснялось как результат возбуждения «частица-дырка».

В экспериментальной работе [15] была измерена величина $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (454 \pm 78) e^2 \cdot \text{фм}^4$. Результаты этой работы представлены на

рис. 26, где показана зависимость значения $B(E2)$ -перехода для разных изотопов с $N = 20$. Эта систематика в какой-то мере отражает силу нуклонного взаимодействия. Если оболочка $N = 20$ разрушается, то величина $N_n = 12$, т.е. 12 нейтронов рассматриваются как валентные. В этом случае должно наблюдаться большое значение $B(E2)$. Если бы эти 12 нейтронов составляли sd -конфигурацию, то $N_p = 0$ и это соответствовало бы низким значениям величины $B(E2)$, как показано на рис. 26, *a* пунктирной линией. Результаты вычислений в более широком пространстве ($sd + pf$) представлены сплошной кривой на рис. 26. Как видно из рис. 26, для ядер ^{38}Ar , ^{36}S экспериментально были измерены значения $B(E2)$, которые согласуются с вычислениями в рамках sd -приближения. Таким образом, можно предположить, что оболочка $N = 20$ проявляется в этих ядрах, тогда как в ядре ^{32}Mg , а возможно и ^{34}Si и ^{30}Ne , происходит ее разрушение.

Идея смешивания $sd+pf$ -конфигураций для ядер с большим нейтронным избытком, что приводит к наложению одночастичных уровней, впервые была высказана в [91]. В этой работе изменение свойств изотопов с $N = 20$, $Z \leq 12$ объясняется не только валентными протонами в sd -оболочке, но также конфигурациями «частица-дырка», образованными за счет перемещения нейтронов из sd в pf .

В связи с этим особый интерес представляет определение линии нуклонной стабильности для изотопов магния. Исследования в этой области позволят ответить на вопросы о влиянии эффектов деформации на стабильность ядер, а также о сохранении оболочки $N = 28$ вдали от линии стабильности, в частности, это решит вопрос о ядерной стабильности ^{40}Mg .

У изотопов магния могут наблюдаться различные формы деформации. Вид деформации (вытянутая или сплюснутая форма) меняется от массы. Величина деформации достигает локального максимума для ^{24}Mg , поскольку считается, что оболочки $N = Z = 12$ деформированные [92, 93]. Дефор-

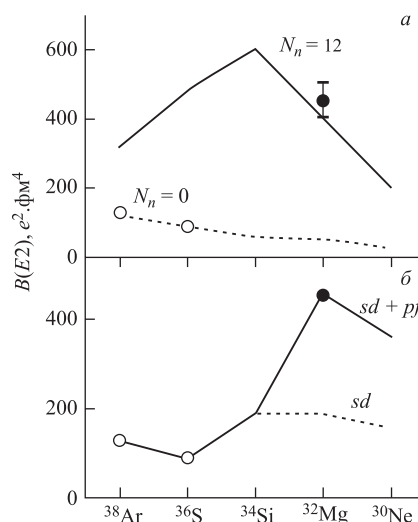


Рис. 26. Зависимость значений $B(E2)$ -переходов для различных изотопов с $N = 20$. Точки — экспериментальные значения. Кривые — расчет [15, 73, 93]: *a*) результаты расчетов при значениях числа валентных нейтронов $N_n = 0$ и $N_n = 12$; *б*) результаты расчетов в рамках sd (точечная кривая) и $sd + pf$ -пространства (сплошная кривая)

мация для ядер $^{36-40}\text{Mg}$ считается обусловленной деформацией протонного остова, нейтронный состав не имеет сильного влияния ввиду ослабления нейтронной оболочки $N = 28$.

По всей видимости, это явление наблюдается для ^{32}Mg . Оболочка $N = 20$ не имеет своего магического влияния. Экспериментальное доказательство, основанное на существовании низколежащего 2^+ -уровня с большим значением величины $B(E2)$ в ядре ^{32}Mg , уже отмечалось выше. На основе этого можно сделать вывод о возможном существовании низколежащих изовекторных возбуждений для нейтроноизбыточных изотопов магния.

Хорошей проверкой модели MCSM стала попытка описать свойства ядра ^{34}Mg . После того как экспериментально установлено, что ядро ^{32}Mg является наиболее ярким представителем «области инверсии», внимание экспериментаторов было обращено на ядро ^{34}Mg . Для ядра ^{32}Mg значения величин $B(E2; 0^+_{\text{g.s.}} \rightarrow 2^+_1) = 454(76) e^2 \cdot \text{фм}^4$ и первого возбужденного уровня $E(2^+_1) = 886$ кэВ свидетельствовали о сильной деформации. В работах [73, 93] эти величины были измерены методами кулоновского возбуждения и γ -спектроскопии. Полученное значение $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (631 \pm 126) e^2 \cdot \text{фм}^4$ позволяет сделать вывод о том, что ядро ^{34}Mg имеет большое значение деформации $\beta = 0,58 \pm 0,06$.

На рис. 27 представлены экспериментальные значения (\circ) $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ в сравнении с расчетными для ^{34}Mg по модели MCSM. Полученные значения переходов $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ свидетельствуют о сильной деформации ядра ^{34}Mg ($\beta = 0,58$), причем деформация еще больше, чем в ядре ^{32}Mg ($\beta = 0,5$). Из рисунка видно, что только используя MCSM с $2p2h$ -конфигурацией, можно получить согласие с экспериментом, тогда как обычная оболочечная модель не дает согласия с экспериментальными данными.

Из полученных значений $B(E2; 0^+_{\text{g.s.}} \rightarrow 2^+_1)$ оценен параметр квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0,58$ [73, 94]; эта величина для других изотонов ^{40}Ar , ^{38}S и ^{36}Si примерно одинаковая: $\approx 0,25$.

Структура нейтроноизбыточных ядер может значительно изменяться при вариации изоспина. Типичными примерами являются ядра ^{32}Mg и ^{44}S , для которых было обнаружено, что их уровни достаточно близко расположены и не наблюдаются характерные большие по энергиям промежутки между раз-

формация еще больше, чем в ядре ^{32}Mg ($\beta = 0,5$). Из рисунка видно, что только используя MCSM с $2p2h$ -конфигурацией, можно получить согласие с экспериментом, тогда как обычная оболочечная модель не дает согласия с экспериментальными данными.

Из полученных значений $B(E2; 0^+_{\text{g.s.}} \rightarrow 2^+_1)$ оценен параметр квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0,58$ [73, 94]; эта величина для других изотонов ^{40}Ar , ^{38}S и ^{36}Si примерно одинаковая: $\approx 0,25$.

Структура нейтроноизбыточных ядер может значительно изменяться при вариации изоспина. Типичными примерами являются ядра ^{32}Mg и ^{44}S , для которых было обнаружено, что их уровни достаточно близко расположены и не наблюдаются характерные большие по энергиям промежутки между раз-

формация еще больше, чем в ядре ^{32}Mg ($\beta = 0,5$). Из рисунка видно, что только используя MCSM с $2p2h$ -конфигурацией, можно получить согласие с экспериментом, тогда как обычная оболочечная модель не дает согласия с экспериментальными данными.

Из полученных значений $B(E2; 0^+_{\text{g.s.}} \rightarrow 2^+_1)$ оценен параметр квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0,58$ [73, 94]; эта величина для других изотонов ^{40}Ar , ^{38}S и ^{36}Si примерно одинаковая: $\approx 0,25$.

Структура нейтроноизбыточных ядер может значительно изменяться при вариации изоспина. Типичными примерами являются ядра ^{32}Mg и ^{44}S , для которых было обнаружено, что их уровни достаточно близко расположены и не наблюдаются характерные большие по энергиям промежутки между раз-

формация еще больше, чем в ядре ^{32}Mg ($\beta = 0,5$). Из рисунка видно, что только используя MCSM с $2p2h$ -конфигурацией, можно получить согласие с экспериментом, тогда как обычная оболочечная модель не дает согласия с экспериментальными данными.

Из полученных значений $B(E2; 0^+_{\text{g.s.}} \rightarrow 2^+_1)$ оценен параметр квадрупольной деформации $\beta_2 \approx 0,58$ [73, 94]; эта величина для других изотонов ^{40}Ar , ^{38}S и ^{36}Si примерно одинаковая: $\approx 0,25$.

Структура нейтроноизбыточных ядер может значительно изменяться при вариации изоспина. Типичными примерами являются ядра ^{32}Mg и ^{44}S , для которых было обнаружено, что их уровни достаточно близко расположены и не наблюдаются характерные большие по энергиям промежутки между раз-

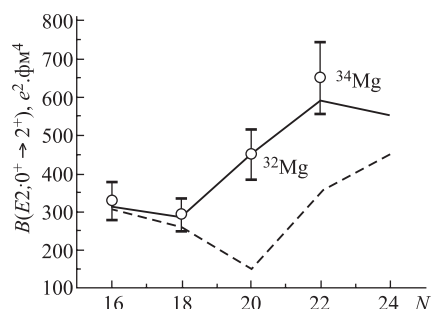


Рис. 27. Зависимость значений $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ для изотопов магния в сравнении с расчетными значениями в рамках стандартной оболочечной модели (пунктирная кривая) и MCSM [27, 28]

личными уровнями. А именно было найдено, что для ядра ^{32}Mg энергия первого возбужденного состояния равна всего 885 кэВ, что значительно меньше, чем для «нормальных» магических ядер, таких как ^{36}S и ^{40}Ca , в которых первый возбужденный уровень имеет значение энергии ~ 3 МэВ. Это явление получило название коллективного квадрупольного возбуждения. Экспериментальные возможности позволяют главным образом исследовать 2^+ -состояния, откуда извлекается значение $B(E2)$ -перехода. Однако часто бывает, что этого недостаточно для понимания структуры исследуемого ядра. Дополнительную информацию можно извлечь из измерения $E(4^+)/E(2^+)$. Как следует из рис. 28, для ядер со сферической формой отношение $E(4^+)/E(2^+)$ должно быть $\sim 1,8$. С появлением в ядре поверхностной вибрации отношение $E(4^+)/E(2^+)$ увеличивается до 2,2 главным образом за счет уменьшения значения $E(2^+)$. Для сильнодеформированных ядер $E(4^+)/E(2^+)$ может достигать значений 3,3.

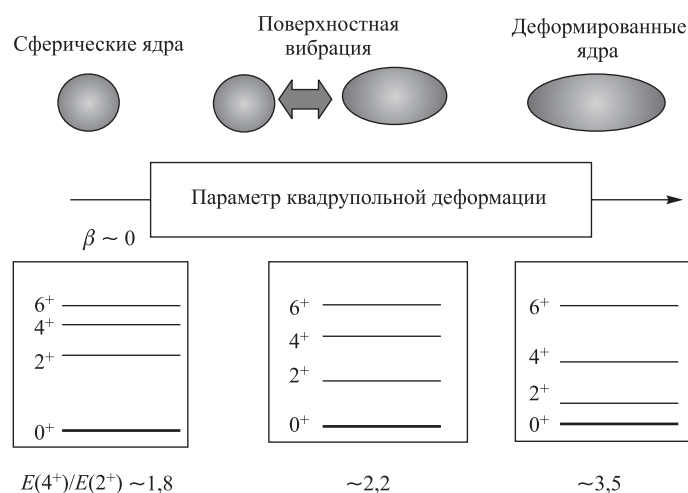


Рис. 28. Изменение форм ядер и их уровней при различных деформациях. Ожидаемые схемы уровней возбужденных состояний для четно-четных ядер, а также отношение значений энергий $E(4^+)/E(2^+)$ представлены в нижней части рисунка

Достаточно ярко все эти особенности в структуре изотопов Mg должны проявляться с дальнейшим продвижением в область нейтронного избытка — к ядрам $^{37,38}\text{Mg}$.

Впервые ^{37}Mg был синтезирован в реакции $^{50}\text{Ti}(80 \text{ А} \cdot \text{МэВ}) + ^{181}\text{Ta}$ [65]. Позднее этими же авторами был синтезирован ^{38}Mg в реакции с нейтроноизбыточным пучком ^{48}Ca [94]. Как уже отмечалось, существование деформации ядер приводит к изменению границ нуклонной стабильности. Это может

приводить к существованию подболочек. В работе [92] делаются оценки границы стабильности на основе модели Хартри–Фока–Боголюбова. Как следует из этой работы, граница стабильности для изотопов магния устанавливается в районе $^{40-42}\text{Mg}$.

Рассмотрим эффекты деформации изотопов магния. На рис. 29 представлены зависимости потенциальной энергии от квадрупольного момента Q .

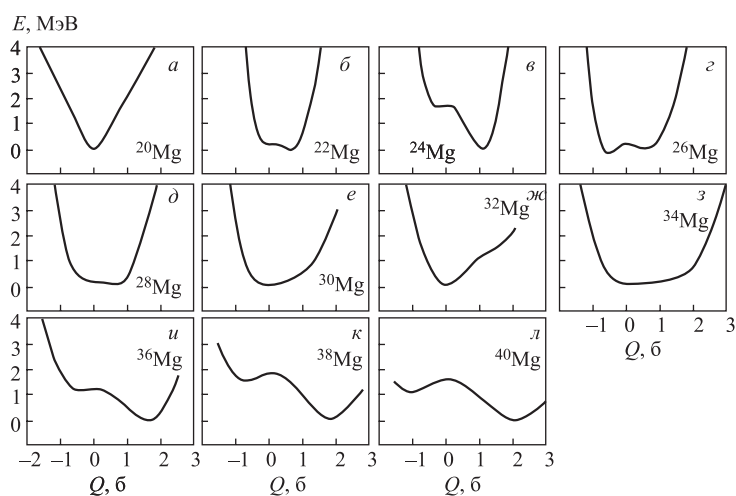


Рис. 29. Зависимость потенциальной энергии от деформации для изотопов магния [92]

Форма зависимости потенциальной энергии от деформации для ^{20}Mg имеет хорошо выраженный минимум, соответствующий дважды магическому ядру с $Z = 12$ и $N = 8$, для легких изотопов характерно чередование «вытянутой» и «сплюснутой» конфигураций, в частности, для нейтроноизбыточных ядер $^{36-40}\text{Mg}$ предсказывается «вытянутая» конфигурация. Предсказания по свойствам наилегчайшего изотопа магния ^{20}Mg (ядерно-стабильного по отношению к двухпротонному распаду) хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Экспериментально измерена величина $S_{2p}(^{20}\text{Mg}) = 2,33$ [95], в то время как вычисления [92] дают близкое значение 3,31 МэВ. Как видно из представленных на рис. 29 зависимостей, форма изотопов Mg изменяется от вытянутой до сплюснутой, демонстрируя различные величины и знаки деформации. Причем, как отмечалось выше, самыми деформированными из известных изотопов являются ^{24}Mg ($N = 12$) и ^{34}Mg ($N = 22$). Однако здесь следует отметить, что эти расчеты дают неправильное предсказание величины деформации для ^{32}Mg , согласно которому это ядро является слабдеформированным. Хотя экспериментально была установлена его большая деформация. Объяснение этому кроется в сильном влиянии оболочки

$N = 20$ в проведенных расчетах. Как следует из представленных в работе выводов, с ростом числа нейтронов влияние оболочек $N = 20$ и $N = 28$ ослабевает. Тем не менее изотоп ^{40}Mg является связанным ядром за счет усиления стабильности из-за деформационных эффектов, хотя прослеживается ослабление оболочки $N = 28$ на нейтроноизбыточных изотопах магния, при этом ядро ^{40}Mg остается ядерно-стабильным, причем является связанным на величину 2,0 МэВ. В работе [93] показано, что даже при большой деформации у этого ядра не наблюдается гало-структуры. Было рассчитано число нейтронов N_{out} вне сферы радиусом $r > 15$ фм. Найдено, что N_{out} составляет величину около $5 \cdot 10^{-3}$ для сферического потенциала с радиусом вплоть до 18 фм. Малая величина N_{out} и ее слабая зависимость от радиуса рассматривается авторами этой работы как факт отсутствия гало в ^{40}Mg . Тем не менее авторы [22] провели исследования радиусов изотопов $^{20-23,25-32}\text{Na}$ и $^{20,22,23,25-33}\text{Mg}$. Наблюдаемый рост сечения взаимодействия от массы изотопов натрия и магния оказывается более сильным, чем $A^{1/3}$. Для анализа использовалось предположение о существовании нейтронной шубы размером до 0,4 фм. В заключение авторами делается предположение об общей тенденции существования нейтронной шубы или гало для ядер на границе нейтронной стабильности.

В настоящее время принципиальным вопросом является стабильность изотопа ^{40}Mg . Повышенный интерес к этому ядру, с одной стороны, объясняется тем, что это ядро должно быть дважды магическим ($Z = 12$ и $N = 28$). С этой точки зрения это должно бы привести к повышенной стабильности. Однако на примере несвязанного магического ядра ^{28}O такой вывод делать преждевременно. В этом мы убедились на примере соседних изотопов F, для которых граница нейтронной стабильности простирается далеко в нейтроноизбыточную область по сравнению с изотопами кислорода. Как утверждалось выше, возможная причина этого кроется в деформации.

На примере свойств изотопов ^{32}Mg и ^{34}Mg можно утверждать об усилении стабильности этих ядер за счет эффектов их деформации. Если смотреть на ядро ^{40}Mg как на квазимагическое, то можно ожидать усиления его стабильности. Поэтому весьма интересно изучить свойства ядра ^{40}Mg на предмет его ядерной стабильности.

Были проведены два эксперимента по возможному наблюдению ^{40}Mg в реакциях фрагментации ионов ^{48}Ca на танталовой мишени [52, 53]. В этих работах впервые наблюдались ядра ^{34}Ne и ^{37}Na как ядерно-связанная система. Однако событий, соответствующих образованию ядра ^{40}Mg , в обоих экспериментах не наблюдалось из-за малой вероятности образования этого ядра. Как следует из этих работ, ожидаемый уровень сечения образования ядра ^{40}Mg составляет 0,06 пб. Это означает, что для прямого обнаружения ядра ^{40}Mg среди продуктов фрагментации ионов ^{48}Ca необходима большая интенсивность первичного пучка (больше $5 e \cdot \text{мкА}$, что соответствует рекорд-

ной мощности пучка на производящей мишени 1 кВ) и длительная экспозиция эксперимента. В частности, как показывают расчеты, при выполнении указанных требований к условиям проведения эксперимента можно будет наблюдать всего несколько событий, соответствующих образованию ^{40}Mg , в течение трех дней экспериментальной экспозиции.

7. ИЗОТОПЫ Si–S–Ar

Эта область ядер представляет интерес с точки зрения возможного изменения их оболочечной структуры, в том числе магических чисел $N = 20$, $N = 28$. Результаты экспериментов [16, 17, 22, 96, 97] по измерению $B(E2)$ для ядер $^{38,40,42,44}\text{S}$ показали их большую деформацию: $\beta_2 \approx 0,3$. В эксперименте использовался метод кулоновского возбуждения. Таким образом, подтвердилось ранее высказанное предположение об ослаблении влияния оболочки $N = 28$ для ядер, расположенных у границы нейтронной стабильности и более легких, чем ^{48}Ca . Результаты измерения масс ядер тоже согласуются с этим выводом. Это наглядно продемонстрировано при анализе зависимости S_{2n} от числа нейтронов [108], где наблюдались резкие изломы в плавной зависимости при значениях $N = 26$ вместо $N = 28$ для изотопов S и P (рис. 8).

Наблюдение изомерного состояния для ядра ^{43}S подтвердило также выводы о сосуществовании различных форм для ядер в области $N = 28$ [98].

Детальная информация о структуре уровней изотопов Ar и S была получена в экспериментах [97, 98] по γ -спектроскопии. В частности, были измерены уровни 4_1^+ в ядрах ^{46}Ar и $^{40,42}\text{S}$, а также 2^+ -состояния в ядрах ^{46}Ar и $^{40,42,44}\text{S}$. В работах делается вывод о вырождении оболочки $N = 28$. Показано также, что изотопы серы с числом нейтронов $N = 28$ являются деформированными.

Теоретические модели (релятивистская теория среднего поля [99], модель Хартри–Фока [20]) предсказывают вытянутую или сплюснутую конфигурацию для изотопов серы вблизи $N = 28$. Большая деформация этих изотопов предсказывается также на основе оболочечной модели [63], при этом отмечается, что максимальную деформацию имеет ядро ^{42}S . В этой же работе приводятся результаты расчетов для ядра ^{42}Si ($Z = 14$, $N = 28$), которые показывают, что ^{42}Si — дважды магическое ядро. Магическое свойство этого ядра может быть обусловлено влиянием относительно сильной протонной оболочки с $Z = 14$, наличие которой приводит к «выживанию» нейтронной оболочки $N = 28$. По мнению авторов [100], вероятно, это не происходит в случае с ядром ^{44}S из-за того, что $Z = 12$ не является магическим числом. Жесткий протонный остов в ядре Si с $Z = 14$ (который является магическим) не позволяет ядру деформироваться.

Таблица 5. Экспериментальные значения периодов полураспада для ядер Mg-S [102]

Ядро	$T_{1/2}$, мс	Ядро	$T_{1/2}$, мс
^{36}Mg	$3,9 \pm 1,3$	^{40}P	125 ± 25
^{37}Al	$10,7 \pm 1,3$	^{41}P	120 ± 5
^{38}Al	$7,6 \pm 0,6$	^{42}P	$48,5 \pm 1,5$
^{39}Al	$7,6 \pm 1,6$	^{43}P	$36,5 \pm 1,5$
^{39}Si	$47,5 \pm 2,3$	^{44}P	$18,5 \pm 2,5$
^{40}Si	$33,0 \pm 1,0$	^{43}S	282 ± 27
^{41}Si	$20,0 \pm 2,5$	^{44}S	100 ± 1
^{42}Si	$12,5 \pm 3,5$	^{45}S	68 ± 2
^{39}P	250 ± 80	^{46}S	50 ± 8

С целью выявления магических свойств ^{42}Si экспериментальное исследование βn -распада ядер в этой области ($Z \sim 14$) было предпринято в работах [101, 102], в которых измерялись периоды полураспада ($T_{1/2}$) и вероятности β -задержанной нейтронной эмиссии P_n (%). В табл. 5 представлены полученные экспериментальные значения $T_{1/2}$ для изотопов ^{36}Mg , $^{37-39}\text{Al}$, $^{39-42}\text{Si}$, $^{39-44}\text{P}$, $^{43-46}\text{S}$, $^{46-48}\text{Ar}$. Значения $T_{1/2}$ связаны с гамов-теллеровской силовой функцией в соответствии с уравнением

$$\frac{1}{T_{1/2}} = \int_0^{Q_\beta} S\beta(E^*)(Q_\beta - E^*)^5 dE^*, \quad (15)$$

где E^* — энергия возбуждения ядра.

Из сравнения расчетных значений силовой функции и вычисленной из экспериментальных данных было установлено, что ядро ^{42}Si является сильно-деформированным и имеет сплюснутую конфигурацию [102]. Полученный вывод согласуется с выводом, сделанным в другой работе по определению линии стабильности в области изотопов Si [52]. Впервые в реакции ^{48}Ca (64 МэВ/нуклон) + Ta был синтезирован самый нейтроноизбыточный изотоп кремния ^{43}Si с числом нейтронов $N = 29$. Авторы отмечают вклад реакций передач в образование этого фрагмента с числом нейтронов большим, чем в налетающем ионе ^{48}Ca . Кроме того, ядерно-связанный характер ядра ^{43}Si объясняется за счет влияния деформационных эффектов, приводящих к усилению стабильности.

Факт обнаружения ядра ^{43}Si находится в некотором противоречии с предсказаниями линии нейтронной стабильности согласно микро-макроскопической модели жидкой капли FRLDM [23]. Согласно выводам работы [52] такое расхождение в предсказаниях стабильности объясняется недостаточной степенью учета деформации изотопов кремния.

Таким образом, важным является вопрос о том, что в большей степени способствует усилению стабильности для супернейтроноизбыточных ядер: оболочечные эффекты или деформация, приводящая к нарушению регулярного принципа заселения нейтронами оболочек.

Релятивистская теория среднего поля [19] предсказывает достаточно неоднозначную ситуацию вокруг ^{44}S . Это ядро может принимать как сплюснутую ($\beta_2 = -0,24$), так и вытянутую ($\beta_2 = 0,25$) конфигурацию одновременно. Полученные расчетные значения деформации близки к экспериментальной величине [16] $\beta_2 = 0,258(36)$.

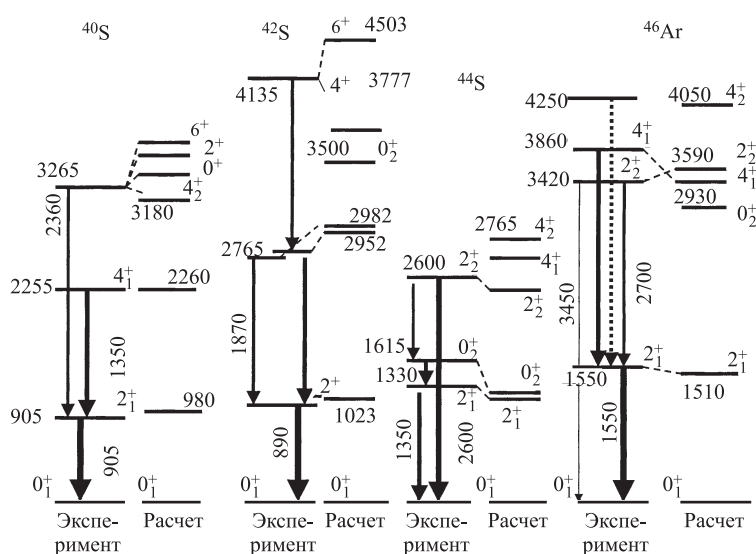


Рис. 30. Схемы уровней для изотопов S [109]

В экспериментах по кулоновскому возбуждению ^{43}S было получено большое значение величины $B(E2) = (178 \pm 69) e^2 \cdot \text{фм}^4$, соответствующее уровню с энергией 940 кэВ [103]. В работе [17] высказывается предположение о существовании изомеров в ядре ^{44}S и его сильной деформации. Более детально схемы уровней $^{40,42,44}\text{S}$ и ^{46}Ar были исследованы в [50, 97]. Схемы экспериментально измеренных уровней возбужденных состояний в сравнении с теоретическими расчетами представлены на рис. 30. Как видно из рисунка, разница в структуре уровней между ^{40}S и ^{42}S незначительна по сравнению с ядром ^{44}S . В работах [98, 104] был сделан анализ свойств ядер на основе систематики энергий уровней. Из схемы уровней (рис. 30) видно, что для ^{40}S и ^{42}S $E(4_1^+)/E(2_1^+) \sim 2,5$ и $E(4_1^+)/E(2_1^+) \sim 3,0$ соответственно. Это означает, что имеется ротационный характер возбуждения этих ядер. Для ^{42}S

максимальное отношение $4^+/2^+$ близко к 3,08, что соответствует большой квадрупольной деформации этого ядра. Сравнение полученных результатов с расчетами по оболочечной модели [107] позволяет сделать вывод об ослаблении влияния оболочки $N = 28$ для изотопов серы.

Потенциальная энергия для изотопов серы в зависимости от деформации была рассчитана в [98]. В этой работе утверждается, что для ядра ^{40}S характерна сплюснутая конфигурация, ядро ^{44}S имеет два минимума, соответствующих вытянутой и сплюснутой конфигурации, разделенных барьером ~ 2 МэВ. Также подчеркивается, что возбужденные состояния этих ядер могут иметь формы, отличные от основного. Для ядра ^{44}S переход из состояния 2_1^+ в основное происходит с большим значением $B(E2)$, поскольку ядро имеет достаточно большое отрицательное значение квадрупольного момента ($Q = -17,4 e \cdot \text{фм}^2$), что соответствует вытянутой форме. Переход в ядре из состояния 2_2^+ в 0_2^+ сопровождается большим значением $B(E2)$. Ядро ^{44}S в 2_2^+ -состоянии имеет малое значение квадрупольного момента ($Q = 2,6 e \cdot \text{фм}^2$) и находится в состоянии, близком к сферическому. Таким образом, в работе делается вывод, что изотопы $^{40,42}\text{S}$ являются деформированными ядрами, а ^{44}S может принимать различные формы (сосуществование форм). В работе показано также ослабление влияния магической оболочки $N = 28$ на свойства нейтроноизбыточных изотопов серы. С этой точки зрения наиболее интересным является исследование свойств изотопа ^{42}Si , для которого магическое число протонов $Z = 14$ может противодействовать появлению в этом ядре деформации.

Однако однозначный вывод об ослаблении влияния оболочки $N = 28$ для нейтроноизбыточных ядер подвергается сомнению в работе [105]. Как указывается в экспериментальных работах [16, 17, 96], для ядер с $Z < 20$ с большим избытком нейтронов влияние нейтронной оболочки $N = 28$ значительно ослаблено. Однако для изотопов с $N = 28$ наблюдается несколько иная тенденция в изменении свойств по сравнению с другой цепочкой изотопов с $N = 20$.

Для объяснения этой ситуации рассмотрим зависимости разности энергий орбиталей для протонного состава изотопов от числа нейтронов, представленные на рис. 31 [105]. Для ядра ^{40}Ca разность энергий уровней $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$ составляет 2,5 МэВ, и она уменьшается до значения 300 кэВ для ядра ^{48}Ca . Объяснение этому дается на основе протон-нейтронного взаимодействия в

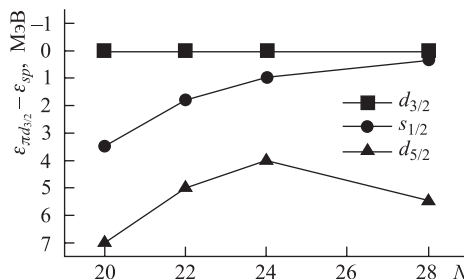


Рис. 31. Зависимость разности энергий для двух орбиталей от числа нейтронов [105, 107]

ядрах: нейтроны на орбите $f_{7/2}$ взаимодействуют сильнее с протонными «дырками» на $d_{3/2}$, чем на $s_{1/2}$. С увеличением числа нейтронов на $f_{7/2}$ от 0 до 8 значение энергии на $\pi d_{3/2}$ уменьшается, а значение энергии на $s_{1/2}$ остается примерно постоянным.

Несмотря на малую разницу в величинах энергий между $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$ ядро ^{48}Ca сохраняет свойства дважды магического ядра за счет большой разницы в энергиях между уровнями $d_{5/2}$ и вырожденными по энергии $s_{1/2}$, $d_{3/2}$. За счет этого эффекта может ослабляться влияние подоболочки $Z = 16$ для $N > 20$. В случае же ядра ^{36}S (4 дырки в протонной конфигурации, так как оболочка $d_{3/2}$ не заполнена), разница в энергиях между $d_{3/2}$ и $s_{1/2}$ должна быть большой, по этой причине ядро можно рассматривать как дважды магическое. При этом ядро ^{44}S уже не будет магическим и не может иметь большое значение 2_1^+ .

Существование протонной подоболочки в ядрах позволяет объяснить относительно низкие значения $E(2^+)$ и высокие значения $B(E2)$. Аналогичная ситуация имеет место для ядер ^{38}Ar и ^{46}Ar , для которых оболочка $d_{3/2}$ заполняется только наполовину. Таким образом, изотопы аргона с $N = 20$ и $N = 28$ могут рассматриваться как магические ядра [100] по числу нейтронов.

В этой же работе анализировались ядра $^{34,42}\text{Si}$ с учетом того, что оболочка $s_{1/2}$ оказывается незаполненной. Поскольку, как следует из рис. 31, разница между $s_{1/2}$ и $d_{5/2}$ для числа нейтронов $N = 20$ и 28 составляет 4,2 и 5,0 МэВ соответственно, наиболее вероятно, что ядра ^{34}Si ($N = 20$) и ^{42}Si ($N = 28$) можно рассматривать как ярко выраженные дважды магические ядра.

Очевидно, что окончательный вывод можно будет сделать только после получения экспериментальных данных о величине $E(2_1^+)$ для этих ядер. Однако пока такой эксперимент провести не удастся из-за малого выхода ядер ^{42}Si . До настоящего времени осуществлен только эксперимент по изменению периода полураспада этого ядра [101, 102]. Полученная экспериментальная информация, однако, указывает на проявление деформации в этом ядре.

Для определения зависимостей оболочек $N = 20$ и $N = 28$ от Z в работе [105] получена систематика значений $E(2_1^+)$ и $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ для ядер с $Z = 10-20$ (рис. 32). Как утверждается в этой работе, эта систематика позволяет проследить влияние оболочек $N = 20$ и $N = 28$ на цепочках изотопов или изотонов. На рис. 32 представлены зависимости значений $E(2_1^+)$ и $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ от Z и N . Как видно из зависимости $E(2_1^+)$ от числа нейтронов N , максимум значения энергии первого возбужденного состояния приходится на изотопы Ca с $N = 20$ и 28, и наоборот, значения $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ имеют минимум для этих магических изотопов Ca. Примерно такие же высокие значения $E(2_1^+)$ (соответственно низкие $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$) наблюдаются для $Z = 14$ и 16 с магическим числом

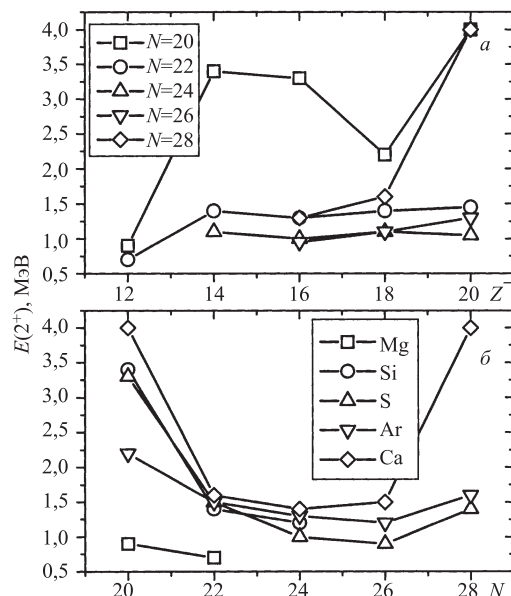


Рис. 32. Зависимости энергий $E(2^+)$ от числа нейтронов N и протонов Z [107]

нейтронов $N = 20$. Это означает, что ядра ^{34}Si и ^{36}S имеют сферическую конфигурацию, а числа 14 и 16 являются тоже магическими и связаны подоболочками. Магические значения чисел 14 и 16 соответствуют полному заполнению орбит $1d_{5/2}$ и $2s_{1/2}$ соответственно. Магическое свойство для этих подоболочек нарушается для $Z = 14$ и 16 с числом нейтронов $N > 22$. Подтверждением этому является большое значение $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ для изотопов серы $^{40,42}\text{S}$ ($N = 24$ и 26), которые имеют квадрупольную деформацию [22]. Ядро ^{44}S с числом нейтронов $N = 28$ имеет значение $E(2_1^+) = 1,3$ МэВ (для сравнения $E(2_1^+) = 3,3$ МэВ для ^{36}S), а значения $B(E2) \approx 300$ и $100 e^2 \cdot \text{фм}^4$ соответственно для ^{44}S и ^{36}S . По утверждению авторов работы [108], это совсем не означает, что ядро ^{44}S является деформированным, хотя оно имеет относительно высокое значение $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$, что, на первый взгляд, свидетельствует об исчезновении оболочки $N = 28$ для изотопов серы.

Обращает на себя внимание тенденция изменения энергии и величины $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ для изотопов Si. Так, значение $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_1^+)$ для ^{38}Si ($N = 24$) намного меньше, чем соответствующее значение для ^{40}S , что свидетельствует о возможном проявлении подоболочки с $Z = 14$, которая оказывается сильнее, чем оболочка с $Z = 16$. Это можно понять на основе изменения свойств изотопов Ca (рис. 31). С увеличением числа нейтронов значение энер-

гии $2s0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_{1/2}^+$ растёт и достигает величины, близкой к энергии орбиты $1d_{5/2}$. Разница в значениях энергий между $2s_{1/2}$ и $1d_{5/2}$ имеет максимальное значение 4 МэВ для $Z = 14$ и числа нейтронов $N = 20-28$. Обнаруженная деформация ядер $^{40,42}\text{S}$ свидетельствует об исчезновении подоболочки с $Z = 16$ при $N > 22$. Нельзя сделать однозначный вывод о том, что оболочка $N = 28$ ослабляет свое влияние для ядер с $Z = 16$. Как предполагается в [105], малое значение $E(2_{1/2}^+)$ и большое значение $B(E2; 0_{g.s.}^+ \rightarrow 2_{1/2}^+)$ для ^{44}S по сравнению с ^{36}S , вероятнее всего, объясняется ослаблением влияния подоболочки с $Z = 16$, нежели ослаблением оболочки $N = 28$. Сделать однозначный вывод об этом можно будет на основании новых экспериментальных данных о спектроскопии ядра ^{42}Si в сравнении с ^{34}Si . Предполагается, что для $Z = 14$ орбиты $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$ не будут вырождаться по энергии. Поэтому в случае сохранения магического числа $N = 28$ ядро ^{42}Si должно проявлять свойства дважды магического ядра, хотя значение $E(2_{1/2}^+)$ может быть и меньше, чем для ядра ^{34}Si .

8. ЯДРА P-SI С ЧИСЛОМ НЕЙТРОНОВ $N = 28$

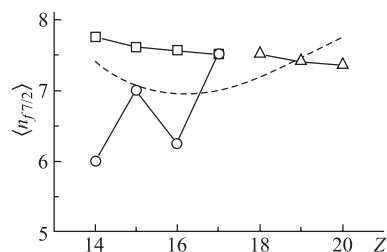
Интерес к исследованию свойств этих ядер определяется:

- областью ядер, где влияние оболочки $N = 28$ может быть ослаблено или утрачено;
- возможностью исследования изоспиновой зависимости в расширенном диапазоне числа нейтронов;
- интересом для астрофизики, в частности, изучением повышенного соотношения содержания $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$, обнаруженного в метеоритах [96].

Результаты экспериментального исследования свойств β -распада для ядер с $N = 28$ ^{45}Cl , ^{43}P представлены в работах [96, 106] и в табл. 6. Как оказалось, измеренные периоды полураспада $T_{1/2}$ в 3–10 раз меньше, чем предсказывалось по микро-макроскопической модели FRLDM [23], согласно которой для этих ядер ожидается сферическая форма, свойственная магической структуре. Проведенные расчеты $T_{1/2}$ по квазилагранжианной модели QLPA [107] позволили добиться согласия с экспериментальными данными при условии деформированных состояний для этих ядер. В работе [16] был получен параметр деформации $\beta_2 = 0,30$ по результатам сравнения экспериментальных значений с расчетными с использованием модели QLPA.

Зависимости рассчитанных [107] вероятностей заселения нейтронами оболочки $f_{7/2}$ от атомного номера Z представлены на рис. 33. Расчеты проводились с использованием оболочечной модели (пунктирная кривая) [108] и релятивистской теории среднего поля (сплошные ломаные линии) [107]. Согласно первой модели минимум заполнения нейтронами оболочки $f_{7/2}$ наблюдается для нейтроноизбыточных изотопов S–Ar, а ядра ^{42}Si и ^{48}Ca пред-

Рис. 33. Зависимости рассчитанных вероятностей заселения нейтронами оболочки $f_{1/2}$ от атомного номера Z [110]. Штриховой кривой представлены расчеты в рамках стандартной оболочечной модели, а сплошной — результаты расчетов по релятивистской теории среднего поля для вытянутой (\square), сплюснутой (\circ) и сферической (\triangle) конфигураций



ставляются дважды магическими ядра. Релятивистская теория среднего поля предсказывает сосуществование различных форм ядер (смешивание «сплюснутых» и «вытянутых» конфигураций, что, видимо, имеет место для изотопов S–P). Согласно этой теории, несмотря на неполное заполнение оболочки $f_{7/2}$, изотопы Ag–Ca должны все же оставаться сферическими, как установлено в многочисленных экспериментах [16, 17, 96].

Таблица 6. Периоды полураспада и вероятности нейтронного распада для нейтроноизбыточных изотопов P–Ag

Ядро	Период полураспада, мс	Вероятность нейтронного распада P_n , %
^{43}P	33 ± 3	100
^{42}S	560 ± 60	< 4
^{44}S	123 ± 10	18 ± 3
^{45}S	82 ± 13	54
^{45}Cl	434 ± 60	< 8
^{46}Cl	400 ± 43	24 ± 4
^{47}Cl	220 ± 37	60 ± 9
^{47}Ag	≈ 700	< 1

Из нейтроноизбыточных изотопов Ca наибольший интерес представляет исследование свойств ^{54}Ca , а также определение границ нейтронной границы в этой области ядер. Свойства ядра ^{54}Ca интересны с точки зрения возможного проявления нового магического числа $N = 34$. Как показано в работе [109], существование магического числа $N = 34$ обусловлено разницей в энергиях уровней $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$ (рис. 34). Причем магичность этого числа может наблюдаться только для изотопов Ca и Ti, а для изотопов Cr, Fe и Ni значения энергий этих уровней становятся близкими, т. е. уровни вырождаются. Как следовало бы ожидать, энергия 2^+ -состояния в ^{54}Ca должна иметь высокое значение, сравнимое со значением 2^+ -состояния в ^{48}Ca : около 4 МэВ. Спектроскопическое исследование уровней изотопов $^{52,54}\text{Ti}$ [110] подтвердило, что разница в значениях энергий оболочек $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$ может наблюдаться уже при $N = 32$.

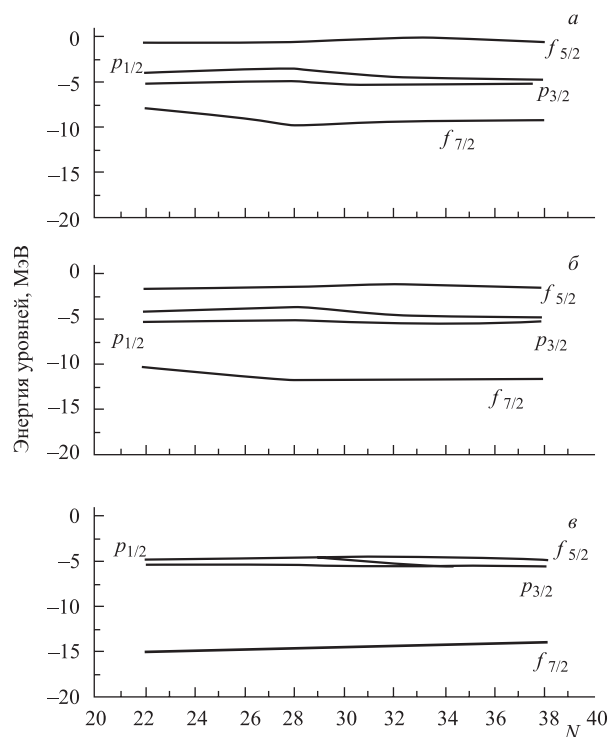


Рис. 34. Зависимости рассчитанных уровней оболочек $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ и $f_{5/2}$ от числа нейтронов для изотопов Ca (а), Ti (б), Fe (в)

Свойства исследуемых ядер в районе Si–P–Ca имеют большое значение для астрофизики. В рамках существующих астрофизических моделей удается достаточно хорошо воспроизвести распространенность элементов легче серы в Солнечной системе. Наблюдается общий дефицит ядер в области от серы до железа. Так как эта особенность характерна не для отдельных изотопов, а для всей совокупности ядер, по-видимому, это различие связано с недостаточным знанием сечений ядерных реакций и свойств ядер.

В настоящее время общепризнано, что многие ядра образуются путем быстрого последовательного захвата большого количества нейтронов (r -процесс). Главное условие — скорость захвата нейтронов должна быть больше скорости β -распада. Основной механизм захвата нейтронов — реакция (β, n) . Захват нейтронов происходит до тех пор, пока скорость реакции (n, γ) не станет меньше скорости распада изотопа. Образующееся ядро распадается затем в результате β -распада и вновь начинается последовательный захват нейтронов [96, 111]. В результате этого происходит образование нейтроноизбыточных

ядер. Ядра, первоначально образующиеся, сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных β -распадов они начинают превращаться в ядра, имеющие большую стабильность, т.е. в ядра, расположенные ближе к дорожке β -стабильности. При этом в результате каждого акта β -распада при неизменном массовом числе A происходит увеличение заряда ядра на единицу. Таким образом, образуются «ключевые», или поворотные, ядра, свойства которых (периоды полураспада $T_{1/2}$, вероятность нейтронного распада P_n) особенно важны для понимания процесса образования элементов во Вселенной. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока отношение числа нейтронов к числу протонов не примет значение, соответствующее образованию стабильного по отношению к β -распаду ядра (рис. 35).

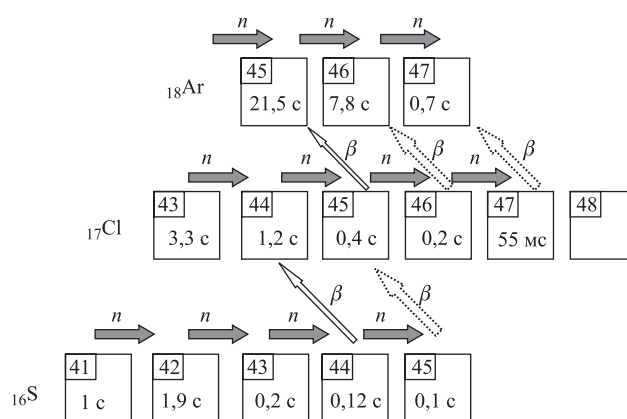


Рис. 35. Карта нуклидов для нейтроноизбыточных изотопов в области S–Ar. Стрелками указаны два пути образования изотопов во Вселенной при взрыве: подхват нейтронов и β -распад. Первоначально образующиеся ядра сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных β -распадов они начинают превращаться в ядра, имеющие большую стабильность, т.е. в ядра, расположенные ближе к дорожке β -стабильности. Реакции подхвата нейтронов останавливаются на так называемых «поворотных» ядрах, в частном случае это ^{44}S и ^{45}Cl

Реакции подхвата нейтронов останавливаются на так называемых «поворотных» ядрах; в частном случае, представленном на рис. 35, такими ядрами являются ^{44}S и ^{45}Cl [96]. Свойства этих ядер ($T_{1/2}$ и P_n) были описаны в этой работе. На этой основе удалось объяснить аномально низкое содержание ^{46}Ca по сравнению с ^{48}Ca , обнаруженное при исследовании метеорита ЕК-1-4-1. Заметим, что относительное содержание изотопов кальция в Солнечной системе $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca} \sim 50$, тогда как в метеорите оно составляет величину в четыре раза большую.

Как было установлено, ядра ^{48}Ca накапливаются в результате двух реакций: $^{48}\text{Ar}(\beta^-)^{48}\text{K}(\beta^-)^{48}\text{Ca}$ или $^{49}\text{Ar}(\beta^-)^{49}\text{K}(\beta - n)^{48}\text{Ca}$. В случае с процессом накопления ^{46}Ca образующими ядрами должны быть изотопы хлора $^{46,47}\text{Cl}$, поскольку «поворотным» ядром для изотопов серы является всего лишь ^{44}S . Из измеренных значений $T_{1/2}$ и P_n для ^{46}Cl (223 мс, $P_n = 60\%$) и ^{47}Cl (55 мс, $P_n < 3\%$) следует, что вероятность нейтронного распада для ^{47}Cl очень низкая. Этим авторы объясняют аномально низкое обогащение ^{46}Ca по сравнению с ^{48}Ca . Более того, измеренные свойства ядер позволили получить качественные оценки времени взрыва и потока нейтронов при образовании указанного метеорита, возможно, от взрыва суперновой звезды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные исследования ядер более тяжелых элементов в области замкнутых нейтронных оболочек $N = 20$ и $N = 28$ показали, что свойства этих ядер (энергии связи, деформация) сильно меняются по мере удаления от линии стабильности и проявляются новые неожиданные эффекты, приводящие к изменению (уменьшению или увеличению) стабильности ядер у границ нуклонной стабильности. Обнаруженные эффекты приводят к необходимости пересмотра теоретических представлений о свойствах таких ядер, в том числе к появлению новых магических чисел, определяющих оболочечные эффекты. Вместо хорошо известных в этой области магических чисел указано на существование новых магических чисел, таких как $N = 16, 22$ или 26 .

Для большинства легких ядер вблизи оболочек $N = 20$ и $N = 28$ проявилось так называемое сосуществование двух форм — сферической и деформированной в основном состоянии.

С точки зрения проявления новых оболочек интерес представляют нейтроноизбыточные ядра с $Z > 8$. Как установлено экспериментально, граница нейтронной стабильности достигается для изотопов фтора, неона и натрия при гораздо большем соотношении нейтронов и протонов $(N - Z)/Z$, чем для изотопов кислорода (последний связанный изотоп ^{24}O). Удивительным является тот факт, что добавление одного протона к ядру ^{24}O позволяет удерживать в ядре фтора еще 6 дополнительных нейтронов (^{31}F имеет 22 нейтрона, а ядро ^{24}O — 16 нейтронов). Также экспериментально установлено, что дважды магическое ядро ^{28}O ($N = 20$) является несвязанным. Все это еще раз свидетельствует об изменении магических чисел 8, 20, 40 для ядер, удаленных от долины стабильности. В настоящее время принципиальным вопросом является стабильность изотопа ^{40}Mg . Повышенный интерес к этому ядру, с одной стороны, объясняется тем, что это ядро должно бы быть квазимагическим ядром ($Z = 12$ и $N = 28$). Это должно бы приве-

сти к повышенной стабильности. Однако на примере несвязанного магического ядра ^{28}O такой вывод делать преждевременно. В этом мы убедились на примере соседних изотопов фтора, для которых граница нейтронной стабильности простирается далеко в нейтроноизбыточную область по сравнению с изотопами кислорода. Как утверждалось выше, возможная причина этого объясняется эффектами деформации.

Как показано в обзоре, получить согласие между экспериментальными и расчетными значениями периодов полураспада нейтроноизбыточных ядер удастся только при использовании в расчетах *sdpf*-пространства. Это подтверждает вывод об увеличивающейся деформации с ростом нейтронного избытка.

Также показано, что в расчетах энергий связи ядра может появиться некоторое увеличение их энергий связи за счет деформационных эффектов. Наличие локальных минимумов для деформаций, отличных от сферических, указывает на так называемое сосуществование форм, а возможно, и на существование изомеров формы.

Свойства исследуемых ядер имеют принципиальное значение для астрофизики. В рамках существующих астрофизических моделей удастся достаточно хорошо воспроизвести распространенность элементов легкой серы в Солнечной системе. Наблюдается общий дефицит ядер в области от серы до железа. Так как эта особенность характерна не для отдельных изотопов, а для всей совокупности ядер, по-видимому, это различие связано с недостаточным знанием сечений ядерных реакций и свойств ядер.

Таким образом, для области ядер $N = 20$ и $N = 28$ проявляются такие новые свойства, как сосуществование форм, нарушение правил заполнения оболочек, сильная деформация вблизи оболочечных чисел, изменение значения магических чисел. Все это делает эту область ядер чрезвычайно интересной для дальнейших экспериментальных исследований и тестирования теоретических моделей. Получение новой информации в этой области ядер позволит более однозначно экстраполировать теоретические и экспериментальные данные в область более тяжелых ядер.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Р. Калпакчиевой за полезные обсуждения в процессе подготовки представленного обзора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Калпакчиева Р. Г., Пенионжкевич Ю. Э., Болен Х. Г. // ЭЧАЯ. 1998. Т. 29, вып. 4. С. 832.
2. Калпакчиева Р. Г., Пенионжкевич Ю. Э. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 6. С. 1429.
3. Калпакчиева Р. Г., Пенионжкевич Ю. Э. // ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 6. С. 1247.
4. Thibault C. et al. // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 644.
5. Tanihata I. et al. // Progress in Part. and Nucl. Phys. 1995. V. 35. P. 500.

6. *Пенионжкевич Ю. Э.* // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 4. С. 930.
7. *Suzuki T. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 630. P. 661.
8. *Fukuda M. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 339.
9. *Marques F.M. et al.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 381. P. 407.
10. *Nakamura T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1112.
11. *Ozawa A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5493.
12. *Samanta C. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 037301.
13. *Mayer M.G.* // Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1969.
14. *Bohr A., Mottelson B.* Nuclear Structure. N. Y.: Benjamin, 1969. V. 1.
15. *Motobayashi T. et al.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 346. P. 9.
16. *Glasmacher T. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 395. P. 163.
17. *Sarazin F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 5062.
18. *Лютостанский Ю. С. и др.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53, № 5. С. 29.
19. *Werner T.R. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 335. P. 259.
20. *Werner T.R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1996. V. 597. P. 327.
21. *Audi G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 624. P. 1.
22. *Scheit H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3967.
23. *Möller P. et al.* // At. Data Nucl. Data Tables. 1995. V. 59. P. 185;
Audi G. // Nucl. Phys. A. 2003. V. 729. P. 337.
24. *Sarazin F. et al.* Preprint GANIL T.99-03. 1999.
25. *Otsuka T. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 13. P. 69.
26. *Koonin S.E. et al.* // Phys. Rep. 1997. V. 278. P. 1.
27. *Otsuka T. et al.* // Prog. Theor. Phys. (Kyoto). 2000. Suppl. 138. P. 24.
28. *Utsuno Y. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 01130.
29. *Utsuno Y. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 704. P. 50.
30. *Tarasov O., Bazin D.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2003. V. 204. P. 174.
31. *Tarasov O.B. et al.* // Nucl. Phys. 1989. V. 629. P. 605.
32. *Mittig W.* Preprint GANIL P.94-05. 1994.
33. *Sümmerer K. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 42. P. 2546.
34. *Volkov V.V.* // Phys. Rep. 1978. V. 44. P. 93.
35. *Adamyan G. et al.* // Part. Nucl. 1994. V. 25. P. 583.
36. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* JINR Preprint E7-2004-152. Dubna, 2004.
37. *Stanoiu M. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034312.
38. *Belleguic M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 682. P. 136.
39. *Wildenthal B.H. et al.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1984. V. 11. P. 5.
40. *Brown B.A., Wildenthal B.H.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. V. 38. P. 29.
41. *Catford W.N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 503. P. 263.
42. *Dlouhy Z. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 701. P. 189c.

43. *Dlouhy Z. et al.* // Intern. Nucl. Phys. Conf. / Ed. by E. Norman, L. Chroeder, G. Wozniak. AIP Conf. Proc. No. 610. N. Y., 2002. P. 736.
44. *Dlouhy Z. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 722. P. 36.
45. *Guillemand-Mueller D. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 13. P. 63.
46. *Azaiez E. et al.* // Nucl. Phys. A. 2002. V. 704. P. 37.
47. *Thoennessen M. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 722. P. 61.
48. *Cortina-Gil D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 062501.
49. *Reed A.T. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 024311.
50. *Sorlin O. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 685. P. 186.
51. *Obertelly A. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 71. P. 024304.
52. *Notani M. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 542. P. 49.
53. *Lukyanov S. et al.* // J. Phys. G. 2002. V. 28. P. 41.
54. *Thirolf P.G. et al.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 16.
55. *Warburton E.K. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 1147.
56. *Elekes Z. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 599. P. 117.
57. *Guillemand-Mueller D. et al.* // Z. Phys. A. 1989. V. 332. P. 189.
58. *Dlouhy Z. et al.* // J. Phys. G. 1999. V. 25. P. 859.
59. *Tarasov O. et al.* // Phys. Lett. B. 1997. V. 409. P. 64.
60. *Poves A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 571. P. 221.
61. *Wildenthal B.H. et al.* // Phys. Rev. C. 1973. V. 28. P. 1343.
62. *Sakurai H. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 448. P. 180.
63. *Poves A., Retamosa T.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55. P. 1266.
64. *Warburton E.K. et al.* // Phys. Rev. C. 1973. V. 28. P. 1343.
65. *Sakurai H. et al.* // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. 2802.
66. *Azaiez F. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 93.
67. *Symons T.J.M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 40.
68. *Artukh A.G. et al.* // Phys. Lett. B. 1976. V. 31. P. 129.
69. *Utsuno Y. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 054315.
70. *Glasmacher T. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 13. P. 59.
71. *Langevin M. et al.* // Phys. Lett. 1985. V. 150. P. 71.
72. *Pretychenko B. et al.* // Phys. Rev. C. 2000. V. 63. P. 011305(R).
73. *Yoneda K. et al.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 499. P. 233.
74. *Orr N.A. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 258. P. 29.
75. *Otsuka T. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 20. P. 69.
76. *Caurier E. et al.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 374.
77. *Lalazisis G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1998. V. 628. P. 221.
78. *Pitra P. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. P. 034329.
79. *Iwasaki H. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 448. P. 180.

80. *Süskonen T. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 0343312.
81. *Kimara M. et al.* // Prog. Theor. Phys. 2002. V. 107. P. 33.
82. *Guillemand-Mueller D. et al.* // Phys. Rev. C. 1990. V. 41. P. 937.
83. *Fukinishi N. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 296. P. 279.
84. *Patra S. K. et al.* // Phys. Lett. B. 1991. V. 273. P. 13.
85. *Ren Z. et al.* // Phys. Rev. C. 1995. V. 52. P. 1764.
86. *Descouvemont P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 665. P. 440.
87. *Notani M. et al.* Ann. Report RIKEN. 1998.
88. *Лукьянов С. М., Пенюонжкевич Ю. Э.* // ЯФ. 2004. Т. 67. С. 1654.
89. *Guillemand-Mueller D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 426. P. 37.
90. *Otsuka T. et al.* // Phys. Lett. B. 1992. V. 292. P. 279.
91. *Storm M. H. et al.* // J. Phys. G. 1981. V. 7. P. 145.
92. *Terasaki J. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 621. P. 706.
93. *Iwasaki H. et al.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 522. P. 227.
94. *Sakurai H. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 616. P. 311.
95. *Suzuki T. et al.* // Ibid. P. 286.
96. *Sorlin O. et al.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2941.
97. *Dombradi Zs. et al.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 727. P. 195.
98. *Sohler D. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 054302.
99. *Lalazissis G. A. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 60. P. 01431.
100. *Cottle P. D., Kemper K. W.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58, No. 6. P. 3761.
101. *Grévy S. et al.* // Phys. Lett. B. 2004. V. 594. P. 252.
102. *Grévy S. et al.* // Nucl. Phys. A. 2004. V. 746. P. 145.
103. *Ibbotson R. W. et al.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59. P. 642.
104. *Caurier E., Nowacki F., Poves A.* // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 15. P. 145.
105. *Cottle P. D., Kemper K. W.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 061301.
106. *Sorlin O.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 583. P. 763.
107. *Sarasin F. et al.* // Hyperfine Interac. 2001. V. 132. P. 147.
108. *Caurier E. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2033.
109. *Honma M. et al.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 65. P. 0611301.
110. *Janssens R. V. F. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 546. P. 55.
111. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/nuclsynt/n13.htm>