

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

Игорь Бобошин

ЛОКАЛЬНЫЕ МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА

Препринт НИИЯФ МГУ № 2018-1/892

Москва, 2018 г.

УДК 539.14

PACS: 21.60.-n, 29.85.Fj

Игорь Бобошин

Локальные магические ядра

Препринт НИИЯФ МГУ № 2018-1/892

Аннотация

В работе открыт новый класс атомных ядер – локальные магические ядра. Построена теория этих ядер. Эти ядра обладают теми же наблюдаемыми свойствами, что и традиционные магические ядра, однако, в отличие от последних, не составляют цепи магических изотопов или изотонов и проявляют себя при новых магических числах. Эти ядра $^{52,54}\text{Ca}$, ^{68}Ni , ^{96}Zr , ^{114}Sn в области $Z = 20 - 50$. Для описания нового явления мы вводим «чудесные пары» (\underline{N} , Z) и т.д., где подчеркивание отмечает число нуклонов, теряющее магичность в другой паре. Показано, что эти ядра образуются благодаря одномоментному возникновению больших щелей внутри оболочек. Соответствующая эволюция оболочек инициируется двухчастичными нуклон-нуклонными силами. Определяющий вклад дают тензорные протон-нейтронные силы. Построены диаграммы энергий нуклонных орбит вблизи локальных магических ядер. Предсказаны магические числа $N = 32, 34$ в ядрах $Z \approx 40$. Построена схема эволюционирующих ядерных оболочек, продолжающая традиционную схему Гепперт-Майер – Йенсена.

Igor Boboshin

Local Magic Nuclei

Preprint SINP MSU № 2018-1/892

Abstract

In this study, a new kind of atomic nuclei has been discovered, local magic nuclei. A theory of these nuclei has been developed as well. The named nuclei have same observed peculiarities as traditional magic nuclei but, unlike the latter ones, have no magic isotopes or isotones and manifest themselves at new magic numbers. These nuclei are $^{52,54}\text{Ca}$, ^{68}Ni , ^{96}Zr , and ^{114}Sn in the $Z = 20 - 50$ region. To describe the new phenomena, we introduce ‘miraculous pairs’ (\underline{N} , Z) etc., where the underline denotes a number losing its magicity in another pair. It is shown that these nuclei arise due to the one-time appearance of gaps within shells. The shell evolution is driven by two-particle nucleon-nucleon interactions. The proton-neutron tensor force makes a decisive contribution. Diagrams of the nucleon orbit energies have been constructed. New magic numbers $N = 32, 34$ in nuclei $Z \approx 40$ are predicted. An evolving shell scheme which develops the traditional Goeppert-Mayer – Jensen scheme has been constructed.

© И.Н.Бобошин

©НИИЯФ МГУ, 2018, <http://www.sinp.msu.ru>

Локальные магические ядра

Игорь Бобошин

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

E-mail: Boboshin@depni.sinp.msu.ru

1. Введение

В настоящей работе открыто новое физическое явление – локальные магические ядра – и предложено его теоретическое объяснение.

Новое явление обнаружено нами на основе анализа наблюдаемых свойств ядер – имеющихся данных об энергиях первых возбужденных 2^+ состояний ядер и данных об энергиях отделения нуклонов.

Объяснение природы локальных магических ядер апеллирует к их оболочечной структуре. Используя разработанный нами метод расчета оболочечной структуры, мы показали связь удивительных свойств новых ядер с не менее удивительными особенностями их структуры. Однако, прежде чем перейти к непосредственному изложению, обратимся к общей картине, к которой относится предмет настоящего исследования.

Оболочечная модель является основой современного понимания структуры атомных ядер. В свою очередь, магические числа в атомных ядрах составляют основу оболочечной модели. Действительно, исторически модель оболочек появилась как попытка объяснить магические числа. Еще в 1930-е годы были замечены особые числа, которые приводят к большей стабильности ядер, обладающих таким числом нейтронов или протонов. Поначалу их природа была непонятна, и числа были названы «магическими».

Особая роль в установлении магических чисел принадлежит Марии Гепперт-Майер, которая с этой целью проанализировала большое количество экспериментальных данных [1]. Традиционными магическими числами являются 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Первоначальная идея состояла в том, чтобы объяснить повышенную стабильность ядер с магическим числом N или Z наличием центрального притягивающего поля, в котором движутся все нуклоны ядра. Фактически множество взаимодействий между нуклонами в ядре заменялось на одно потенциальное поле. Тогда ядро можно было бы уподобить атому, а магические ядра – благородным газам с заполненными электронными оболочками, обеспечивающими химическую стабильность. Однако только первые три из вышеуказанных магических чисел можно было получить из рассмотрения простой потенциальной ямы, в которой движутся нуклоны. Невозможность воспроизвести все магические числа была принципиальной трудностью теории на начальном этапе. Объяснить все числа удалось благодаря идее, которую высказал Ферми в одной из дискуссий с Геперт-Майер, о сильном спин-орбитальном взаимодействии. Согласно ей, центральное поле действует на индивидуальный нуклон по-разному (сильнее или слабее) в зависимости от взаимной ориентации спинового и орбитального моментов этого нуклона. Учет данного обстоятельства приводил к схеме оболочек, объясняющей все магические числа. Независимо и практически одновременно к такому же результату пришли Йенсен, Хаксель и Суесс. Это было рождением новой блистательной теории – оболочечной модели [2, 3].

Схема, приведшая модель оболочек к успеху, показана на рис.1. Протоны и нейтроны в атомном ядре занимают определенные квантовые состояния, которые также называют орбитами (а также – орбиталями, уровнями или подоболочками). Нуклонные орбиты, слабо отличающиеся по энергии, объединены в «оболочки», между которыми располагаются довольно большие энергетические интервалы («щели»). Находящиеся в ядре нуклоны – протоны или нейтроны последовательно, друг за другом, снизу

вверх заполняют орбиты: протоны заполняют протонные орбиты, нейтроны – нейтронные. (Мы сейчас рассматриваем ядро в основном, т.е. невозбужденном состоянии). Поскольку на каждой орбите максимально может находиться определенное количество нуклонов, в каждой оболочке также максимально может находиться определенное количество нуклонов. Как легко посчитать, заполнение каждой следующей оболочки происходит при числе нейтронов или протонов в ядре 2, 8, 20, 28 и т.д. по списку выше, т.е. при магических числах. Последнее остается верным даже в том случае, если нуклоны, благодаря парным корреляциям, «размазаны» по разным орбитам внутри оболочки. Если ядро обладает магическим числом нейтронов N или протонов Z , соответствующая оболочка полностью заполнена и ядро обладает дополнительной стабильностью. Ключевым фактором тут является именно большая энергетическая щель. К примеру, чтобы перевести такое ядро в возбужденное состояние, нужно переместить нуклон в следующую верхнюю оболочку, т.е. заставить его преодолеть большую энергетическую щель и для этого приложить большую энергию. Из полученной схемы следует, что магическими свойствами обладает не одно отдельное ядро, а последовательности ядер: ядра, имеющие какое-либо магическое число протонов Z , или ядра, имеющие какое-либо магическое число нейтронов N . Собственно, в этом и смысл выражения «магические числа».

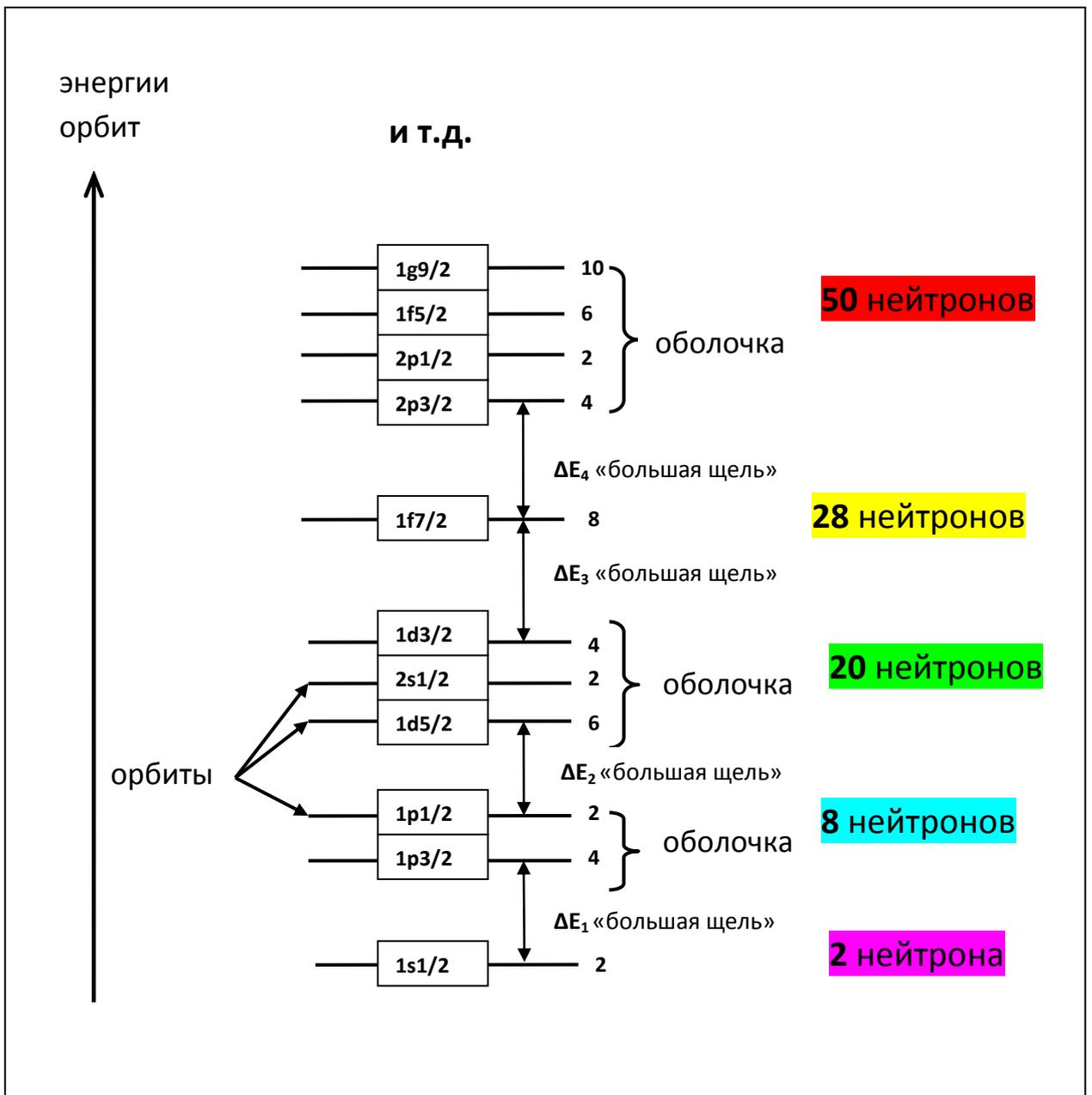


Рис. 1. Объяснение магических чисел в оболочечной модели. Нейтроны приведены в качестве примера. Справа от изображения каждой орбиты указано максимально возможное число нейтронов на ней. На цветных полях указаны суммарные числа нейтронов в ядре при заполненных оболочках.

Значение модели оболочек для физики ядра такое же, как значение Периодической системы для химии. Помимо магических чисел, она изящно и просто объяснила широкий круг свойств ядер: спины, магнитные моменты, изомерные состояния, систематики β -распада и т.д. В 1963 году Геперт-Майер и Йенсен были удостоены за ее создание Нобелевской премии. Последующие годы были годами развития и триумфа модели оболочек. И все это время фундамент теории, которым являлись магические числа, оставался незыблемым.

Ситуация стала существенно меняться в последние годы с появлением новых экспериментальных возможностей. Развитие таких методов, как использование пучков радиоактивных ионов, позволило продвинуться в изучении атомных ядер, расположенных вдали от области β -стабильности, имеющих избыток нейтронов или протонов. Такого рода ядра получили название экзотических. Название отражает факт, что некоторые фундаментальные свойства этих ядер отличаются от свойств «обычных» ядер внутри или вблизи области β -стабильности. В частности, выяснилось, что традиционные магические числа вдали от области β -стабильности исчезают – в том смысле, что соответствующие им экзотические ядра не обладают необходимыми свойствами. В этих ядрах вместо традиционных возникают новые магические числа. К примеру, исчезновение замкнутой оболочки при $N = 20$ было обнаружено на основе систематик первых возбужденных 2^+ состояний в изотопах неона [4]. Эти ядра имеют большой нейтронный избыток по сравнению со стабильными ядрами. Здесь же был обнаружен эффект новой оболочки $N = 16$ в этих изотопах, который позднее был подтвержден на основе систематик энергий отделения нейтрона [5]. Аналогично нейтронно-избыточное ядро ^{28}O с магическим числом нейтронов $N = 20$, как выяснилось, не обладает повышенной стабильностью по сравнению с соседями [6]. Последним связанным изотопом кислорода оказался изотоп ^{24}O , имеющий $N = 16$ [7 – 10]. Если дополнительно учесть большое значение энергии 2_1^+ состояния в этом ядре, то $N = 16$, а не $N = 20$

следует считать магическим числом в этой области ядер. Подобные примеры весьма многочисленны.

В настоящей работе будут представлены не менее удивительные явления: определенные *единичные* ядра демонстрируют свойства, присущие традиционным магическим ядрам, однако, в отличие от последних, они не составляют цепочек магических изотопов или изотонов. Такие ядра мы назвали «локальными» магическими ядрами. В этих ядрах также возникают новые, отличающиеся от традиционных магические числа. Однако проявление новых магических чисел здесь иное, чем в только что описанных случаях. Во-первых, локальные магические ядра могут быть как стабильными, так и нестабильными, т.е. их свойства не связаны с нейтронным или протонным избытком. Во-вторых, как мы сказали, эти ядра не имеют магических соседей. Последнее бросает настоящий вызов оболочечной теории. Эта теория не признает одиночных магических ядер, ведь, согласно ей, оболочечная структура приводит к повторению магических чисел во многих соседних изотопах или изотонах.

Таким образом, как ни парадоксально, на современном этапе оболочечная модель, завершив определенный круг своего развития, вновь подошла к задаче, на основании решения которой она была построена, – объяснение магических чисел, полученных в эксперименте. Теперь, однако, задача формулируется на качественно ином уровне: в настоящее время необходимо понять динамику магических чисел, т.е. объяснить их изменчивость, механизмы возникновения и исчезновения. Основная идея, благодаря которой удастся найти объяснение подобных явлений, – это идея эволюции (изменения) оболочечной структуры, приводящей к изменению соответствующих свойств ядер. Для решения этих задач критически важна достоверная информация об оболочечной структуре ядер, имеющих отношение к делу.

2. Метод расчета характеристик оболочечной структуры

Ранее мы предложили метод [11], позволяющий получать энергии нуклонных орбит и их заселенности нуклонами на основе данных реакций срыва нуклона, реакций подхвата нуклона и данных по спинам-четностям уровней ядер. Реакции срыва и подхвата нуклона являются прямым источником данных об оболочечной структуре атомных ядер. В этих реакциях один нуклон либо передается ядру мишени (срыв), либо извлекается из него (подхват). Указанные реакции по своей природе буквально предназначены для исследования оболочек. Однако их преимущества в значительной мере утрачиваются из-за большой неопределенности извлекаемых из них данных. Метод совместного анализа данных реакций срыва и подхвата [11] (далее метод СА) позволяет вычислять значения заселенностей и энергий одночастичных орбит на основе согласования экспериментальных данных трех типов: реакций срыва, реакций подхвата и данных по спинам-четностям уровней ядер. Согласование данных уменьшает систематическую и статистическую ошибки значений по сравнению с расчетами на основе несогласованных данных. С использованием метода в разное время были получены заселенности и энергии протонных и нейтронных орбит большого количества ядер. В настоящей работе мы исследуем нейтронную оболочечную структуру ядер $Z = 20 - 50$, взяв за основу эти полученные ранее данные.

Преимущество метода состоит в том, что в его рамках не используются какие-либо конкретные варианты моделей ядерных сил или ядерной структуры. Это позволяет получать реалистические, основанные на эксперименте энергии и заселенности орбит.

Метод много раз описывался в наших работах, поэтому здесь мы опустим подробности. Отметим лишь, что расчеты основаны на правилах сумм для спектроскопических сил срыва и подхвата

$$\sum_i G_i^-(n, l, j) + \sum_s G_s^+(n, l, j) = 2j + 1, \quad (1)$$

где $G_i^-(n, l, j)$ и $G_i^+(n, l, j)$ – измеренные спектроскопические силы i -го уровня конечных ядер реакций подхвата и срыва, возникающего при опустошении или заселении одночастичной орбиты (n, l, j) . Равенство (1) универсально, оно отражает факт, что число частиц и вакансий на любой орбите при любом их распределении равно вырождению $2j+1$. Основные ошибки при вычислениях заселенностей и энергий орбит из несогласованных данных обычно связаны с неопределенностями абсолютной нормировки и неоднозначностью полного переданного момента j . Чтобы их исключить или уменьшить, в расчеты вводятся коэффициенты перенормировки спектроскопических сил отдельно срыва и подхвата и используются данные о спинах-четностях уровней конечных ядер реакций. Равенства (1), связывающие между собой срыв, подхват и данные по спинам-четностям, используются для определения нормировок G_i и экспериментальных значений j .

Согласованные, перенормированные и привязанные к экспериментальным значениям j спектроскопические силы G_i мы используем для вычисления вероятностей заполнения (заселенностей) $v^2(n, l, j)$ и энергий $E(n, l, j)$ нуклонных орбит (n, l, j) по формулам

$$v^2(n, l, j) = \frac{\sum_i G_i^-(n, l, j) + 2j + 1 - \sum_i G_i^+(n, l, j)}{2(2j + 1)}, \quad (2)$$

$$-E(n, l, j) =$$

$$(1 - v^2(n, l, j))(S_n(N + 1) - e^+(n, l, j)) + v^2(n, l, j)(S_n(N) + e^-(n, l, j)), \quad (3)$$

где $e^+(n, l, j), e^-(n, l, j)$ – центры распределения спектроскопических сил в реакциях срыва и подхвата, $S_n(N), S_n(N+1)$ – энергии отделения

соответствующего нуклона (нейтрона или протона) от ядра-мишени и от ядра с числом нуклонов на 1 больше соответственно.

С помощью описанного метода ранее нами были получены значения заселенностей и энергий нейтронных орбит изотопов $^{40,42,44,46,48}\text{Ca}$ [12], $^{46,48,50}\text{Ti}$ [13], $^{50,52,54}\text{Cr}$ [14], $^{54,56,58}\text{Fe}$ [15], $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ [16], $^{64,66,68,70}\text{Zn}$ [17], $^{84,86,88}\text{Sr}$ [18], $^{90,92,94,96}\text{Zr}$ [19, 20], ^{114}Cd [21], $^{112,116,118,120,124}\text{Sn}$ [21]. В настоящем исследовании приводятся и обобщаются эти результаты. Они покрывают диапазон $Z = 20 - 50$. В работе исследуется оболочечная структура четно-четных ядер с целью избежать влияния эффектов, связанных с четностью числа нуклонов.

Оценка неопределенностей полученных таким методом значений – нетривиальная задача. В некоторых из указанных выше работ были приведены неопределенности, но они лишь индикативны. Более поздние оценки показали, что иногда эти неопределенности завышены. Если исходить из имеющихся в литературе оценок точности 10% для относительных спектроскопических сил, то неопределенности получаемых методом СА значений энергий орбит $E(n,l,j)$ составляют $\sim \pm 0.3$ МэВ, а неопределенности заселенностей $v^2(n,l,j) \sim \pm 0.03$. Эти оценки в целом совпадают с имеющимися в литературе [22]. Однако неопределенности часто увеличиваются из-за дополнительных факторов, таких как пропущенные спектроскопические силы, неизвестность значений большого количества спинов конечных ядер, вклад многоступенчатых процессов реакции и других, влияние которых с трудом поддается точной оценке. Далее в работе, по мере возможности, мы будем указывать на такие факторы. Достигнутая точность достаточна для решения задач данного исследования.

Предлагаемая статья построена следующим образом. В п. 3 мы определяем локальные магические ядра в области ядер $Z = 20 - 50$ на основе имеющихся экспериментальных данных. В п. 4 и п. 5 проводится обзор ранее полученных нами данных об оболочечной структуре атомных ядер в указанной области: п. 4 посвящен заселенностям, а п. 5 – энергиям

одночастичных нейтронных орбит. В п. 6 мы исследуем эволюцию оболочечной структуры, приводящую к возникновению локальных магических ядер. В заключение работы перечислены результаты и выводы.

3. Локальные магические ядра

Анализ наблюдаемых в экспериментах свойств атомных ядер обнаруживает существование необычных и впечатляющих явлений. Эти явления следовало бы назвать «локальными» магическими ядрами. Эти ядра обладают теми же отличительными свойствами, что и ядра с традиционными магическими числами 8, 20, 28...: имеют максимум энергий первых состояний 2^+ , минимум вероятностей $B(E2)$, излом A – зависимостей энергий отделения нейтронов и т.д. Необычность их состоит, во-первых, в том, что числа соответствующих нуклонов в них не равны традиционным магическим числам. Во-вторых, что еще более загадочно, эти «новые» магические числа проявляют себя только в паре с определенным числом нуклонов иного сорта. Как известно, традиционные магические числа очень устойчивы и присущи длинному ряду ядер – изотопов или изотонов. Здесь же речь идет фактически об одном ядре, обладающим магичностью (magicity). К примеру, в таком ядре число N является магическим только в паре с определенным Z . Если меняется Z , число N быстро, практически мгновенно теряет свою магичность.

Для описания явлений такого рода мы вводим «чудесные пары» $(\underline{N}, \underline{Z})$ чисел нуклонов. В такой паре указывается число нейтронов и число протонов в локальном магическом ядре. Подчеркивание отмечает число, теряющее магичность в любой другой паре. Также могут быть пары (N, \underline{Z}) и (\underline{N}, Z) .

Локальные магические ядра, относящиеся к области $Z = 20 - 50$, рассмотрены ниже.

3.1 ^{52}Ca

Первый случай – это магическое число $N = 32$ в ядре ^{52}Ca , исчезающее в других ядрах с числом нейтронов 32. Число нейтронов и число протонов составляют чудесную пару $(N, Z) = (32, 20)$.

Энергии первых возбужденных ядерных состояний, имеющих спин-четность 2^+ – чувствительный и точно измеряемый индикатор магичности ядер. Эта энергия имеет максимум при магическом числе данного типа нуклонов (нейтронов или протонов). На рис. 2 показаны экспериментальные энергии первых возбуждений 2^+ в ядрах с разными Z . (Здесь и далее данные об этих энергиях взяты из [23]).

Мы видим существенную разницу между традиционными и локальными магическими ядрами. При любом Z имеется максимум при традиционном магическом числе $N = 28$. В дважды магических ^{48}Ca и ^{56}Ni этот максимум $N = 28$ усиливается благодаря дополнительному вкладу магических чисел протонов. Тем не менее, в остальных изотопах максимум $N = 28$ не исчезает, он остается значительным и постоянным. В итоге, число $N = 28$ является магическим при любом Z . (Точнее говоря – при изменении Z в очень большом диапазоне). В отличие от этого, сильный максимум $N = 32$ наблюдается только в паре с $Z = 20$. По мере удаления Z от 20, в изотопах $Z = 18, 22, 24$ максимум $N = 32$ быстро ослабевает, после чего совсем исчезает при $Z = 26, 28$ и далее. Эффект указывает на локальность магического числа $N = 32$. Чтобы более детально продемонстрировать это необычное и красивое явление, мы представили на рис. 3 фрагмент рис. 2. Чем дальше Z от 20, тем меньше максимум $N = 32$, вплоть до исчезновения при $Z = 26$.

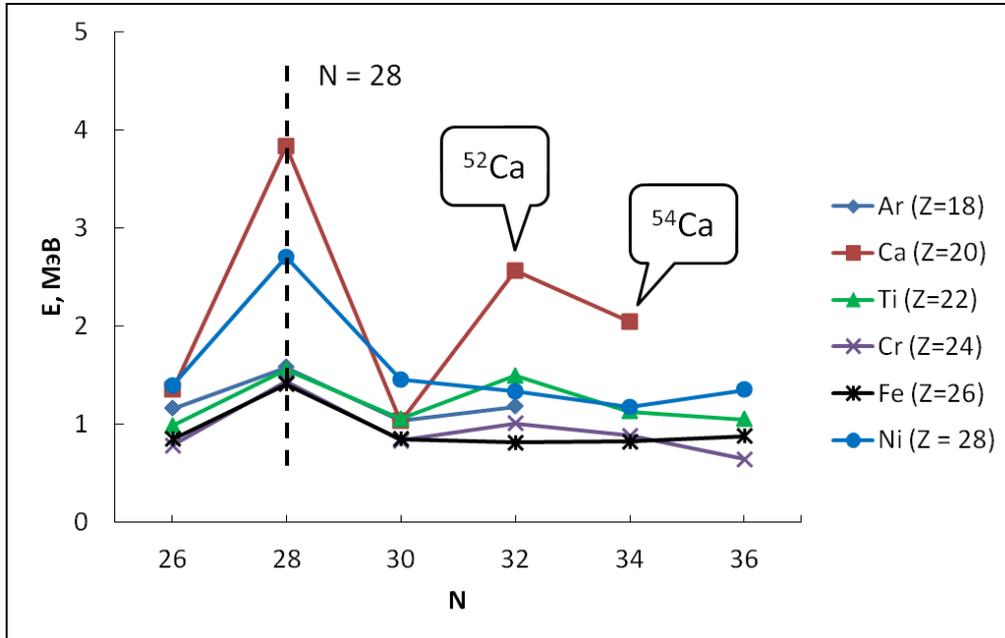


Рис. 2. Энергии первых возбуждений 2^+ (эксперимент). Пунктирная линия показывает традиционное магическое число 28. Локальные магические ядра отмечены рядом с соответствующими максимумами.

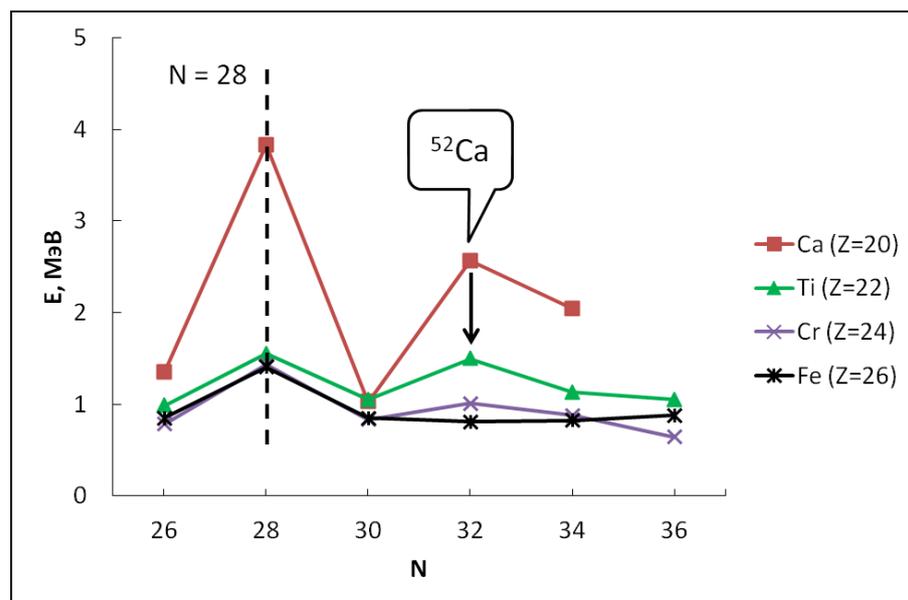


Рис. 3. Фрагмент рис. 2. Стрелка демонстрирует исчезновение максимума энергии $E(2_1^+)$ с удалением от $Z = 20$.

3.2 ^{54}Ca

Число $N = 34$ в ^{54}Ca также оценивается как магическое, поскольку энергия 2_1^+ в ^{54}Ca весьма высокая, хоть и ниже, чем при $N = 32$ [24]. Рис. 2 показывает, что в соседних изотопах с изменением Z в сторону $Z > 20$ пик $N = 34$, как и в предыдущем случае, быстро исчезает. Изменение этого максимума при движении в сторону $Z < 20$, однако, неизвестно, поскольку нет данных (соответствующие ядра находятся вблизи границы нуклонной стабильности и имеют большой нейтронный избыток). С учетом указанной «односторонности», мы описываем особые свойства этого ядра чудесной парой чисел $(N, Z) = (34, 20)$.

3.3 ^{68}Ni

На рис. 4 представлены измеренные в эксперименте энергии первых 2^+ состояний изотопов вблизи $Z = 28$. Вновь обнаруживается ясно видимое различие между традиционными и локальными магическими ядрами. При

традиционных магических числах $N = 28$ и 50 сильные максимумы имеют все ядра независимо от Z . В то же время при $N = 40$ имеет максимум (тоже очень сильный) только ядро с $Z = 28$. При изменении Z максимум $N = 40$ исчезает и число нейтронов $N = 40$ теряет магичность. Таким образом, имеют место локальное магическое ядро ${}^{68}\text{Ni}$ и чудесная пара чисел нуклонов $(N, Z) = (40, 28)$.

Заметим, что магичность ${}^{68}\text{Ni}$ не связана с большим количеством нейтронов относительно числа протонов в этом ядре. Ядра ${}^{66}\text{Fe}$ и ${}^{64}\text{Cr}$ имеют еще больший нейтронный избыток при $N = 40$, однако не демонстрируют максимумов энергии 2_1^+ . Магичность $N = 40$ в ${}^{68}\text{Ni}$ связана только с определенным числом протонов Z и является локальной. Чем дальше от $Z = 28$ в любую сторону, тем меньше энергия 2_1^+ при $N = 40$.

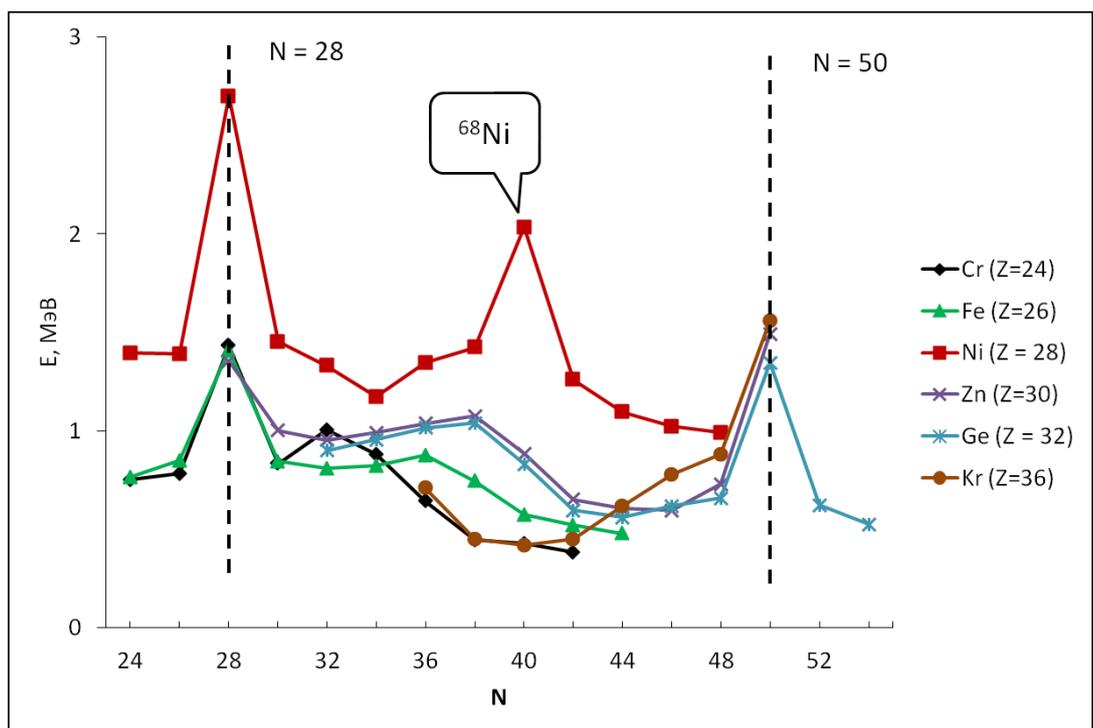


Рис. 4. Энергии первых возбужденных состояний 2^+ (эксперимент). Пунктирные линии показывают классические магические числа 28 и 50. Локальное магическое ядро ${}^{68}\text{Ni}$ отмечено рядом с соответствующим максимумом.

3.4 ^{96}Zr

Следующий случай – это число $N = 56$, которое является магическим в паре с $Z = 40$ и теряет магичность при других Z . На рис.5 показаны проявления традиционного магического числа $N = 50$ и локальной магичности $N = 56$ в ^{96}Zr . Наблюдается то же отличие, что и раньше.

Ядро ^{96}Zr – это поистине образцовое локальное магическое ядро. У ^{96}Zr при $N = 56$ имеются все особые признаки магического ядра, которые выражены так же ярко и ясно, как и у классических магических ядер: максимум энергий первого 2^+ состояния, излом A -зависимости энергий отделения нуклона, минимум отношения энергий $E(4_1^+)/E(2_1^+)$, минимум вероятностей переходов $B(E2)$, излом N -, Z -зависимости зарядового радиуса [25], минимум параметра квадрупольной деформации (причем параметр деформации ^{96}Zr даже меньше, чем ^{90}Zr с традиционным магическим числом нейтронов 50). Стоит, однако, начать удаляться от $Z = 40$, как все магические свойства числа $N = 56$ почти мгновенно исчезают. Энергии $E(2_1^+)$ все еще имеют участки плато в области $N = 56$ в изотопах при $Z = 36, 38$ и 42 , которые можно трактовать как остаточные явления, однако при дальнейшем удалении Z от 40 исчезают и эти особенности. Кривая $Z = 44$ проходит район $N = 50 - 60$ монотонно убывая, без особенностей. Эффект тот же, что и раньше: чем дальше от $Z = 40$, тем слабее магичность $N = 56$.

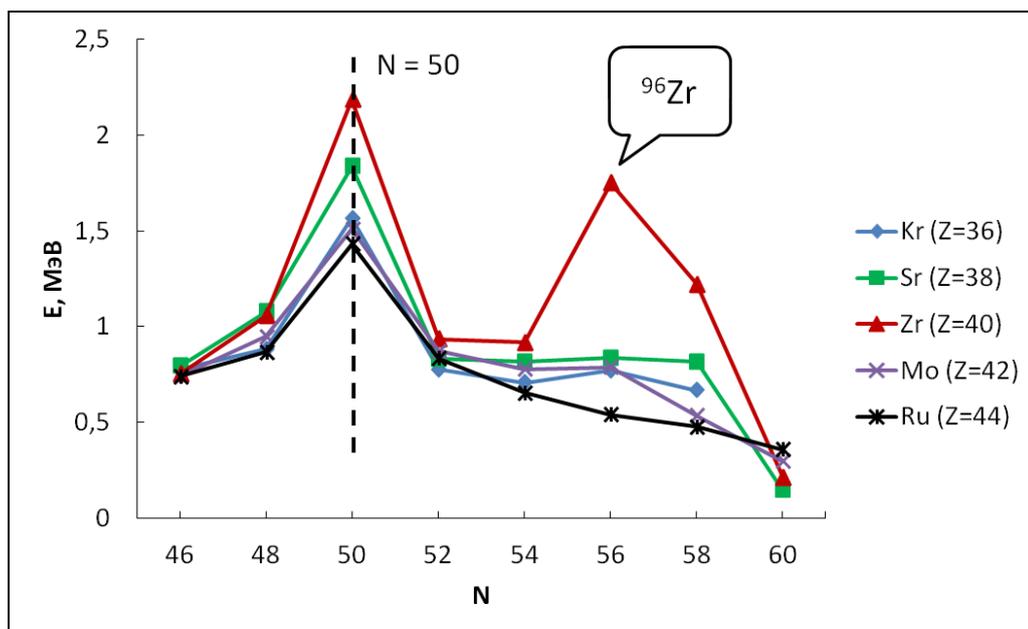


Рис. 5. Энергии первых возбуждений 2^+ (эксперимент). Традиционное магическое число $N = 50$ и локальное магическое ядро ^{96}Zr .

В качестве другого не менее удивительного примера локальных магических свойств ^{96}Zr на рис. 6 показаны энергии отделения нейтрона [26] от изотопов $Z = 36, 38, 40, 42, 44$. Все кривые имеют излом при классическом магическом числе $N = 50$, но при $N = 56$ соответствующий излом показывает только ядро с $Z = 40$ (т.е. ^{96}Zr), а также, гораздо слабее, соседнее к нему ядро с $Z = 38$ (т.е. ^{94}Sr). Вновь число $N = 56$ является магическим только в паре с $Z = 40$.

Еще одной яркой особенностью ядра ^{96}Zr является то, что число протонов в нем $Z = 40$ также является «локальным» магическим. Оно демонстрирует соответствующие характеристики как раз в паре с числом нейтронов $N = 56$.

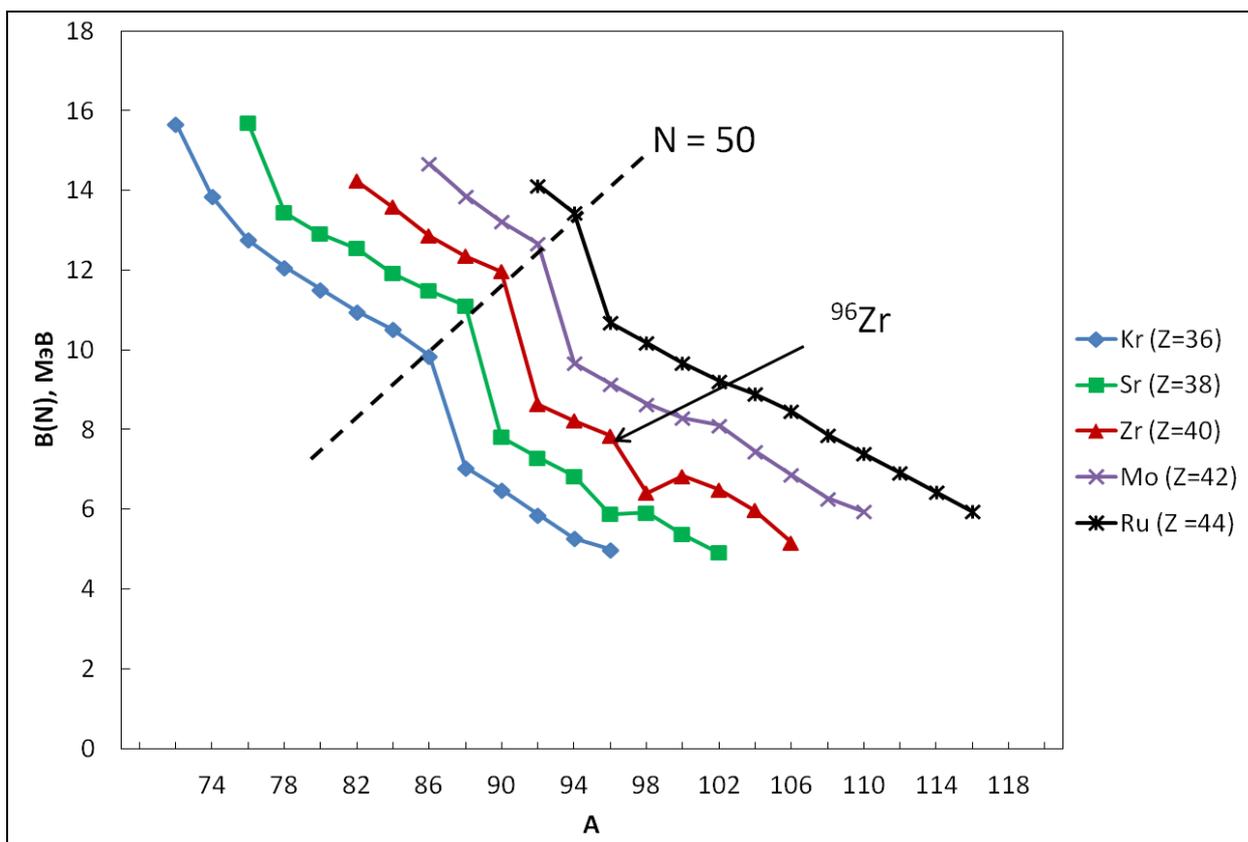


Рис. 6. Энергии отделения нейтрона (эксперимент).

Зависимости от Z энергий первых возбуждений 2^+ в изотонах с $N = 46 - 60$ показаны на рис. 7. Зависимости от Z этих энергий в изотонах $N = 52 - 88$ (это все имеющиеся данные, в том числе те, которые не показаны на рисунке) демонстрируют сильный максимум при классическом $Z = 50$. В отличие от этого, максимумы $Z = 40$ следующие: сильный максимум в изотонах $N = 56$ и убывающие в других изотонах по мере удаления от $N = 56$. При традиционном магическом числе $N = 50$ все энергии $E(2_1^+)$ дополнительно повышены благодаря сильной нейтронной компоненте. Чтобы исключить ее влияние, общее положение кривой $N = 50$ на рисунке понижено до уровня остальных кривых. Убывая, максимумы $Z = 40$ окончательно исчезают в изотонах $N = 60$ и $N = 46$.

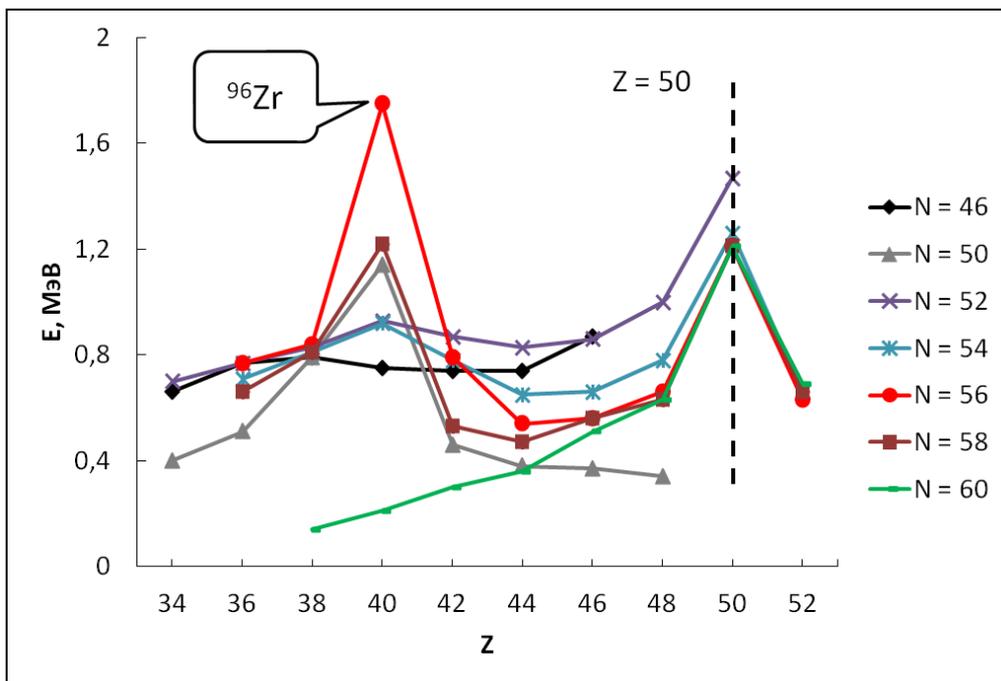


Рис. 7. Энергии первых возбужденных состояний 2^+ в зависимости от Z для ядер с разными N (эксперимент). Положение кривой $N = 50$ понижено (см. текст). Традиционное магическое число $Z = 50$ и локальное магическое ядро ^{96}Zr .

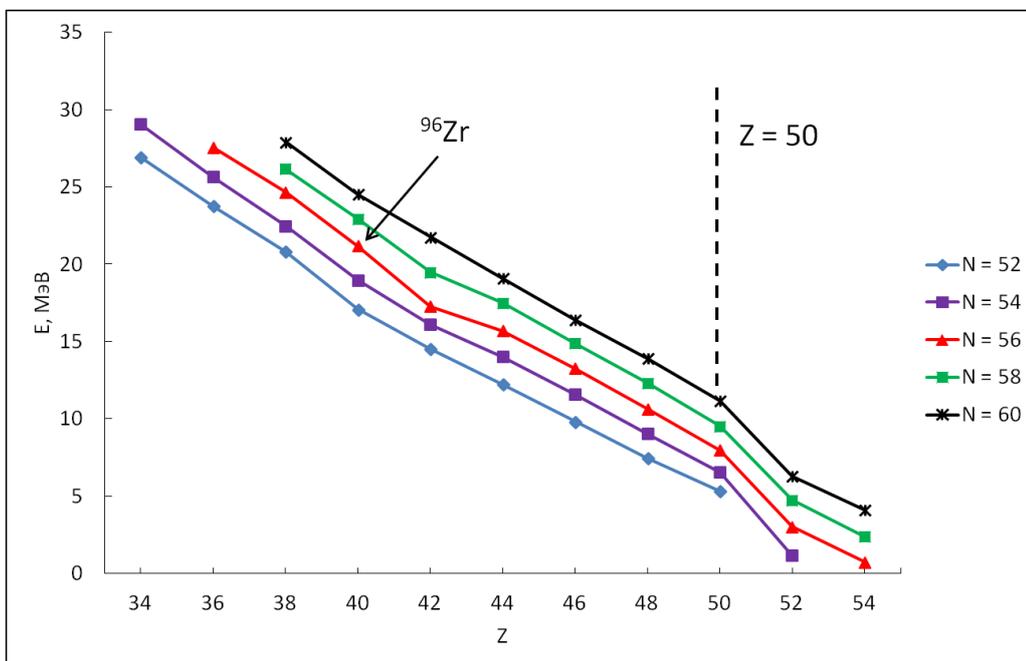


Рис. 8. Энергии отделения двух протонов (эксперимент).

Локальная магичность протонного числа $Z = 40$ проявляет себя также в энергиях отделения. На рис. 8 представлены энергии отделения двух протонов от ядер в исследуемой области [26]. При $Z = 50$ излом испытывают все графики независимо от N . Однако при $Z = 40$ аналогичный излом испытывает единственный график $N = 56$.

В итоге, магические свойства ядра ${}^{96}\text{Zr}$ маркируются чудесной парой $(N, Z) = (56, 40)$.

3.5 ${}^{114}\text{Sn}$

Последний по списку случай – ${}^{114}\text{Sn}$, $(N, Z) = (64, 50)$. Рис. 9 показывает, что в изотопах $Z = 50$ вблизи $N = 64$ имеется область слабых максимумов энергий $E(2_1^+)$. Это явление удобно для краткости связывать с числом $N = 64$ в ядрах Sn, т.е. с ядром ${}^{114}\text{Sn}$, хотя область максимумов вблизи $N = 64$ широкая и нечеткая. В других ядрах по мере удаления от $Z = 50$ максимумы вблизи $N = 64$ быстро исчезают. Если при $Z = 48$ и 52 слабые максимумы $E(2_1^+)$ частично все еще сохраняются при $N < 64$, то уже при $Z = 46$ и 54 все максимумы между $N = 50$ и 82 исчезают бесследно.

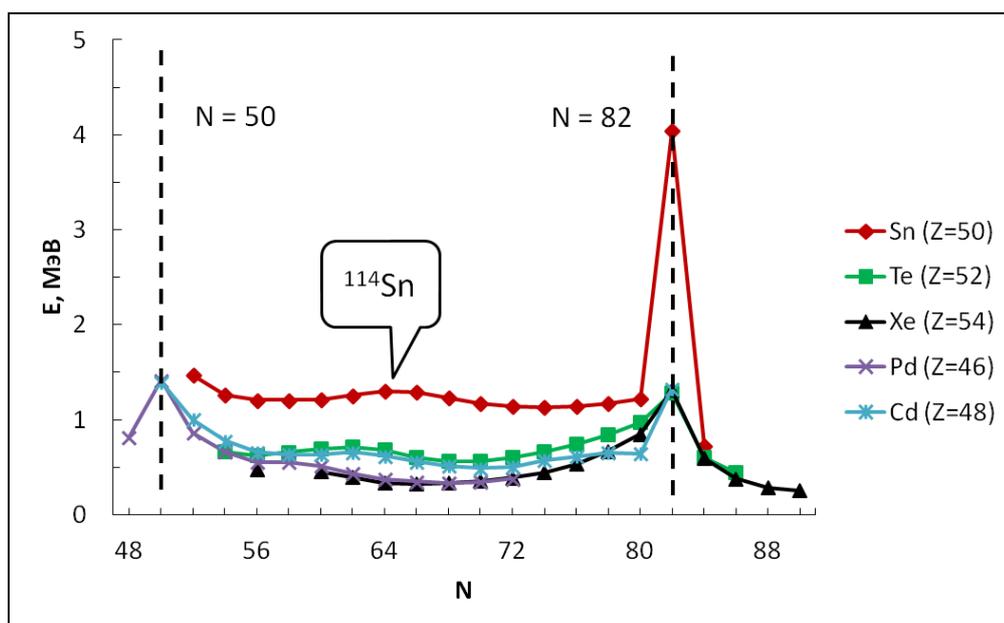


Рис. 9. Энергии первых возбуждений 2^+ (эксперимент). Традиционные магические числа 50 и 82 и локальное магическое ядро ${}^{114}\text{Sn}$.

3.6 Энергии отделения нуклонов

Выше было показано, что локальная магичность ^{96}Zr проявляет себя не только в энергиях $E(2_1^+)$, но и в энергиях отделения протонов и нейтронов. Проведем аналогичный анализ для всех других локальных магических ядер. Энергии отделения нейтронов [26] представлены на рис. 10 – 12. Они показывают следующее:

1. Все ядра в области $Z \sim 20$ имеют сильный излом графика при $N = 28$. В отличие от этого, только ядро ^{52}Ca демонстрирует (также довольно сильный) излом при $N = 32$, в ядрах с другими Z излом при $N = 32$ отсутствует. Это находится в полном соответствии с данными по энергиям 2_1^+ ;

2. Для ^{54}Ca недостаточно экспериментальных данных;

3. Эффект для ^{68}Ni в области $N = 40$ имеется, однако, во-первых, он очень слабый, и это неожиданно, если учесть сильный максимум энергий $E(2_1^+)$ в этом ядре, во-вторых, слабый излом приходится не на $N = 40$, а на $N = 38$ (т.е. на ^{66}Ni). Это единственная особенность всех анализируемых данных, которая потребует дальнейшего более детального рассмотрения. Заметим на этом же рис. 11, что эффект магического числа 28 в ядрах Fe искажается из-за влияния энергии симметрии. Энергия симметрии изменяет также характер графиков для ядер Zn и Ge. Эти примеры показывают, что на особенности энергий отделения нуклонов могут влиять другие факторы, не только оболочечная структура. По-видимому, это свойство энергий отделения проявляется и в случае ^{68}Ni .

4. Для ^{114}Sn наблюдается слабый локальный излом A -зависимостей в соответствии со слабой магичностью этого ядра.

В итоге, локальные магические ядра оригинальным образом проявляют себя в энергиях отделения нуклонов. A -зависимости энергий отделения имеют характерные общие изломы для всех традиционных магических чисел и единичные изломы для чудесных пар. За исключением одного случая с размытым и слабым эффектом и одного случая отсутствия данных,

результаты анализа данных по энергиям отделения подтверждают результаты анализа данных по энергиям $E(2_1^+)$.

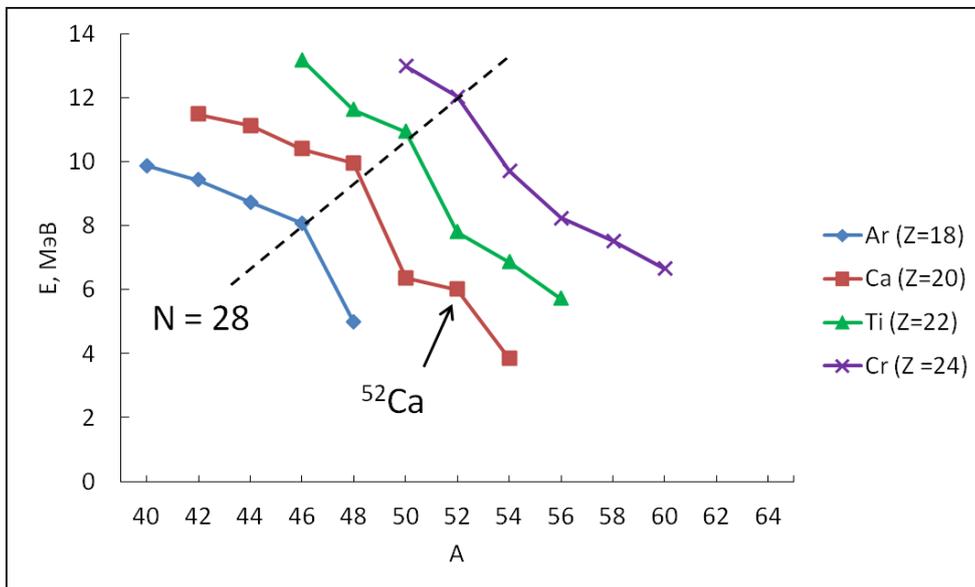


Рис. 10. Энергии отделения нейтрона в изотопах вблизи $Z = 20$ (эксперимент).

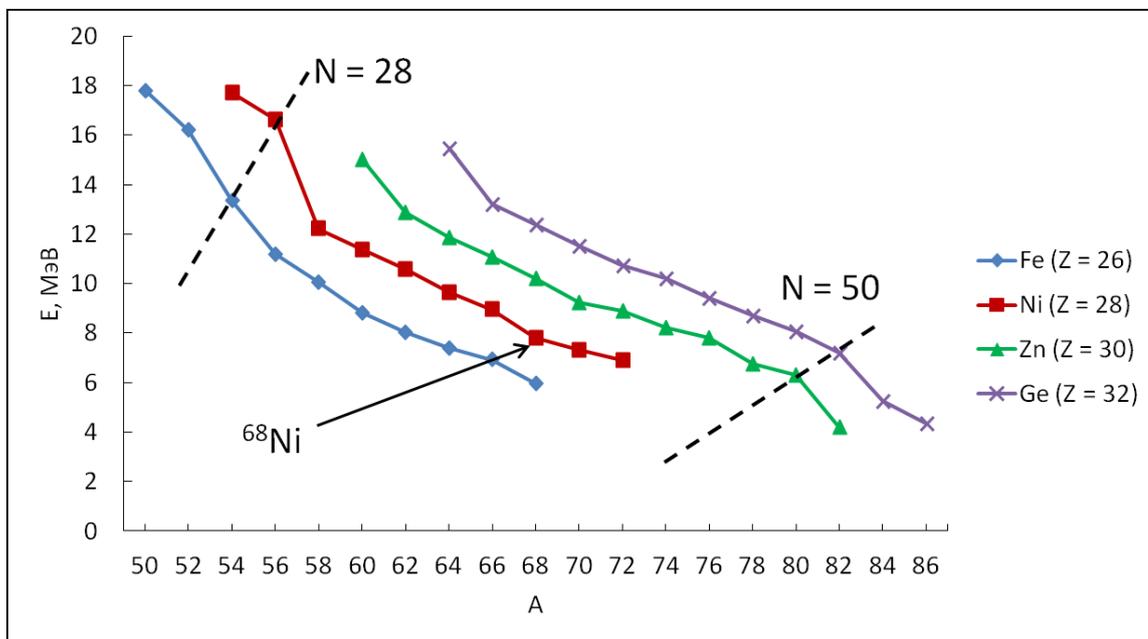


Рис. 11. Энергии отделения нейтрона в изотопах вблизи $Z = 28$ (эксперимент).

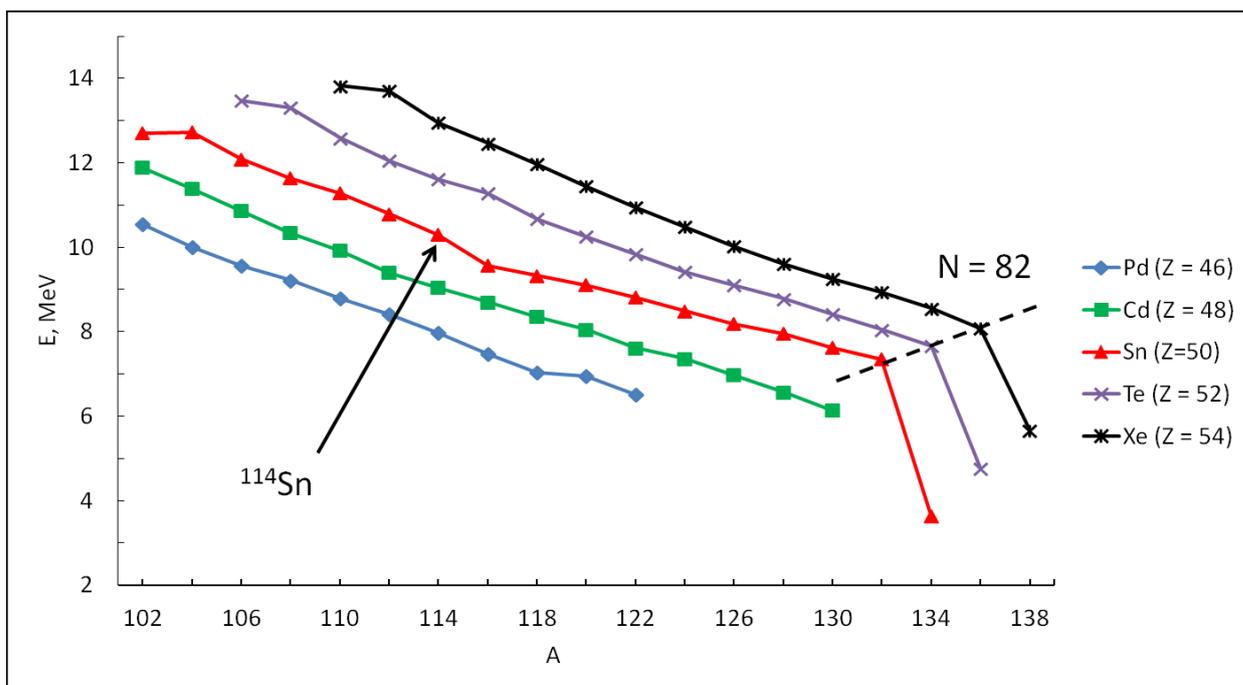


Рис. 12. Энергии отделения нейтрона в изотопах вблизи $Z = 50$ (эксперимент).

3.7 Заключительные замечания к п. 3

Локальные магические ядра обнаружены в настоящей работе на основе анализа имеющихся экспериментальных данных – так же, как в свое время были установлены традиционные магические числа. Этими ядрами являются $^{52,54}\text{Ca}$, ^{68}Ni , ^{96}Zr и ^{114}Sn . Загадку составляют не только и не столько новые магические числа нуклонов, проявляющие себя в этих ядрах, сколько, собственно, их «локальность».

Во Введении отмечалось, что вдали от области стабильности вместо традиционных магических чисел могут возникать новые. Эти явления открыты недавно, вызывают большой интерес и в настоящее время интенсивно исследуются. Теоретическим объяснением является образование новых оболочек вместо старых вдали от области стабильности. Это происходит из-за перехода какой-то орбиты из одной оболочки в другую при сильном нейтронном избытке или дефиците. Однако локальные магические

ядра либо стабильны, либо располагаются не слишком далеко от области стабильности. Новые магические числа 32, 56 и т.д. возникают *не вместо*, а *наряду* с традиционными 20, 28, 50 и т.д. Из сказанного следует, что новое явление имеет иную, до сих пор не исследованную природу.

Ядра ^{96}Zr и ^{114}Sn стабильны. Это дает уникальную возможность исследования нейтронной структуры этих ядер и ядер в их окрестности на основе экспериментальных данных реакций срыва и подхвата. Впрочем, как уже было отмечено, остальные локальные магические ядра не слишком далеки от области стабильности, так что их исследование возможно посредством экстраполяции при помощи монополярных взаимодействий, полученных для стабильных ядер.

Локальные магические ядра являются частью общего ядерного ландшафта. Межнуклонные силы, приводящие к их образованию, так или иначе проявляют себя в других ядрах. Поэтому на некоторое время мы отвлечемся от новых ядер и исследуем общие характеристики оболочечных структур в ядрах $Z = 20 - 50$. Следующие два раздела этой работы содержат обзор свойств ядерной структуры в исследуемой области. Они были получены на основе совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. После этого мы вернемся к локальным магическим ядрам.

4. Заполнение нейтронных орбит в ядрах $Z = 20 - 50$

На рис.13 показаны заселенности нейтронных орбит стабильных четно-четных изотопов $Z = 20 - 50$. Эти величины были получены методом СА на основе данных срыва, подхвата и данных по спинам-четностям конечных уровней реакций [12 – 21]. Заселенности нормированы на 1: пустая орбита имеет заселенность ноль, полностью заполненная орбита – заселенность 1. Каждый график показывает, как меняется заселенность различных нейтронных орбит в изотопе, если к нему раз за разом добавлять по паре нейтронов. Для некоторых орбит в некоторых ядрах экспериментальных

данных недостаточно, чтобы вычислить заселенность. В таких случаях график испытывает разрыв. На рисунках через точки разрыва проведены пунктирные линии.

При магических числах нуклонов должен быть резкий скачок заселенностей верхних и нижних орбит от ~ 0 до ~ 1 , поскольку эти орбиты из разных оболочек и нижняя оболочка практически полностью заполнена, а верхняя – пустая. Соответствующие случаи отмечены на рис. 13. Все традиционные магические числа $N = 20, 28, 50$ в данной области подтверждаются данными о заселенностях. Кроме этого, обнаружены скачки заселенностей, соответствующие новым магическим числам $N = 40, 56, 64$.

С ростом N в любых изотопах заселенность нейтронных орбит растет. Однако рост заселенностей, как оказалось, может происходить по-разному. В исследованных ядрах были обнаружены два типа заполнения орбит.

Первый тип заполнения – «одновременный». В этом случае с увеличением N в ядре добавленные нейтроны «салятся» одновременно на несколько орбит, т.е. распределяются более или менее равномерно между несколькими орбитами. Соответствующий график имеет вид нескольких приблизительно параллельных поднимающихся линий. Второй тип можно назвать «одиначным» заполнением, или «последовательным». В этом случае с ростом N добавленные нейтроны заполняют, главным образом, одну орбиту. Тогда на графике одна линия поднимается вверх, в то время как остальные линии располагаются горизонтально на уровне около 0 или 1. Когда орбита заполняется от 0 до 1, график имеет очертания буквы «Z».

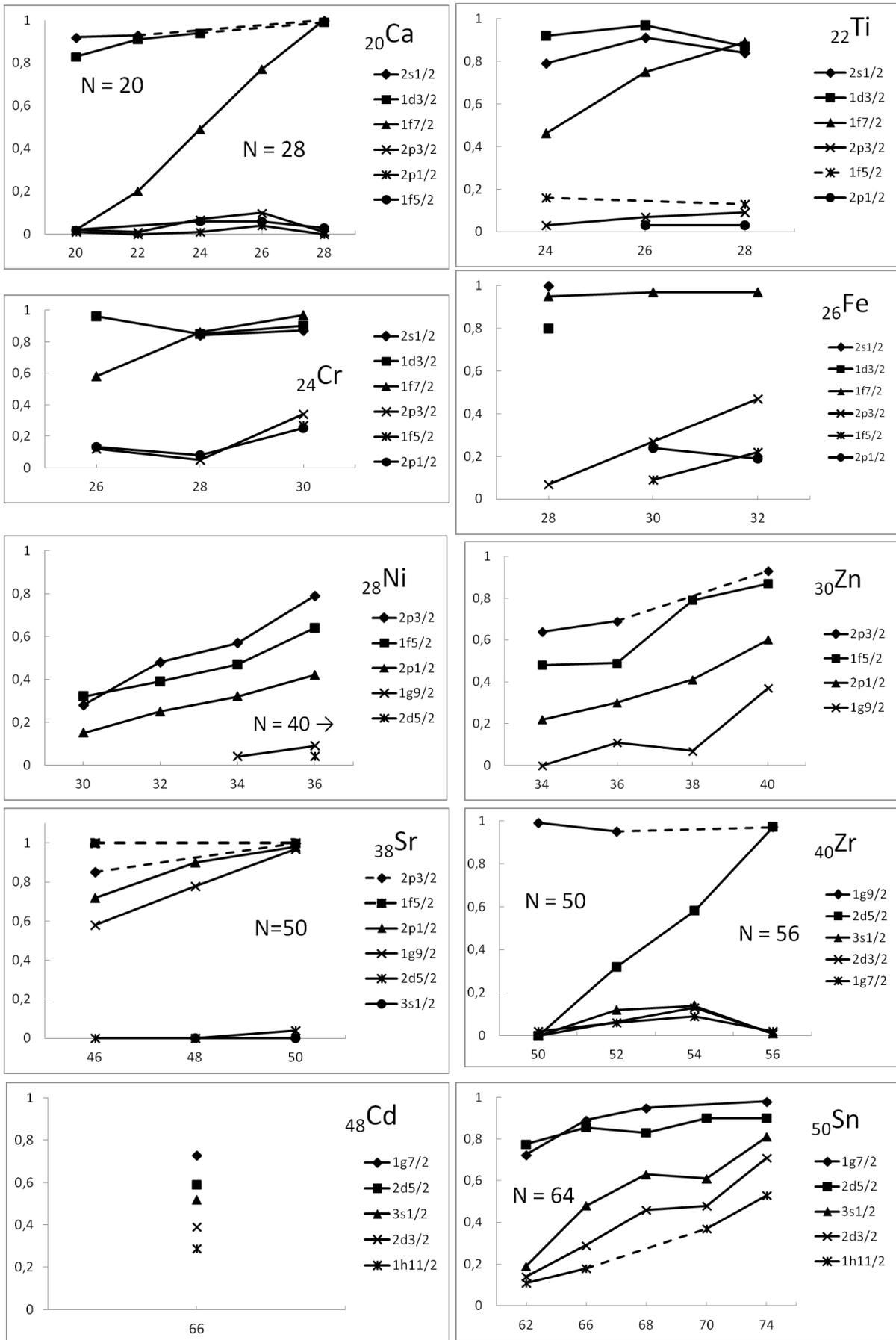


Рис. 13 Заселенности нейтронных орбит, полученные из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. По горизонтальным осям отложены числа нейтронов N . Возле названий изотопов указано число протонов Z .

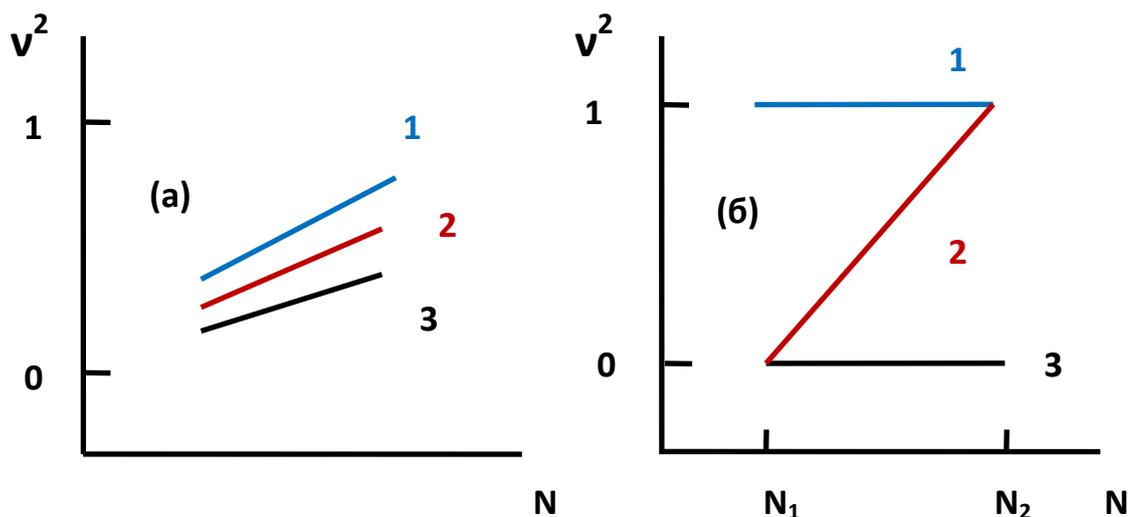


Рис. 14. Схема: заселенности нейтронных орбит при «одновременном» (а) и «последовательном» (б) типе заполнения.

Последовательный тип заполнения предполагался на начальном этапе развития оболочечной теории, в модели независимых частиц. Одновременный тип заселения возник в оболочечной теории позже, в модели БКШ – Боголюбова, которая описывает парные эффекты для нуклонов на одной и той же орбите. В этой модели показано, что если несколько орбит принадлежат одной оболочке (т.е. достаточно близки по энергиям друг к другу), парные корреляции приводят к размыванию заселенностей этих орбит. Схематично оба типа показаны на рис. 14. На рис. 14 (б) числа нейтронов в ядре N_1 и N_2 соответствуют началу и концу заполнения орбиты 2.

Одновременный тип заполнения орбит наиболее типично проявляет себя в показанных на рис. 13 ядрах Ni, Zn, Sr, Sn, Fe. В ядрах Ni одновременно заполняются нейтронные подоболочки $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$. В изотопах Sn параллельно заполняются подоболочки $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$ и т.д. Параллельное заполнение подоболочек сопровождается сохранением их относительно близкого взаиморасположения на шкале энергий – т.е. сохранением главной оболочки. В такой схеме магическое

число нейтронов возникает в момент одновременного полного заселения всех орбит из некоторой оболочки. Например, магическое число $N = 50$ в ядре ^{88}Sr возникает в момент одновременного окончательного заполнения подоболочек $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1g_{9/2}$. Вообще, при этом типе заполнения графики приблизительно параллельны в середине заполнения оболочки и сходятся в 0 в начале и в 1 в конце заполнения оболочки.

Установлено, что в случаях одновременного заполнения, как правило, чем выше энергетическое положение, тем меньше вероятность заполнения орбиты. Соотношение между полученными заселенностями и энергиями различных орбит при одновременном заполнении может быть с удовлетворительной точностью параметризовано кривой БКШ. Это свидетельствует в пользу того, что размывание заселенностей вызвано парными взаимодействиями.

В общей картине одновременного заполнения орбит выделяются следующие особенности. В изотопах Ni и Sn имеются определенные группы орбит. Заселенности между этими группами испытывают скачки (см. рис. 13). В изотопах Sn вблизи $N = 64$ заселенности нейтронных орбит имеют скачок заселенностей между двумя группами орбит – группа нижних по энергии орбит $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$ и группа верхних $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$, $1h_{11/2}$. В то же время с изменением Z , в соседнем изотопе ^{114}Cd ($Z = 48$, $N = 66$), эти же орбиты заселены равномерно. В изотопах $^{58-64}\text{Ni}$ это группа $1f_{5/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ и орбита $1g_{9/2}$. Скачок заселенностей между этими группами в $^{58-64}\text{Ni}$ по-видимому, предвосхищает также большой скачок заселенностей в ^{68}Ni при $N = 40$, которого на графике нет (данные для ^{68}Ni отсутствуют). Интересно, что с изменением Z , в соседних изотопах Zn, те же орбиты заселены более равномерно и не образуют групп. Данные по $^{64-70}\text{Zn}$ испытывают влияние больших неопределенностей имеющихся данных о значениях J конечных ядер. Тем не менее, общая картина заселенностей орбит в $^{58-64}\text{Ni}$ на рис. 13 показывает, что в Zn орбиты не разбиваются на группы, в отличие от Ni.

Второй характерный тип заселения орбит – «одиночный», или «последовательный» – проявляется в показанных на рис.13 изотопах $^{40-48}\text{Ca}$, $^{90-96}\text{Zr}$. Также, в какой-то степени, этот тип проявляется в $^{46-50}\text{Ti}$ и $^{50,52}\text{Cr}$. В изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ (а также $^{46-50}\text{Ti}$ и $^{50,52}\text{Cr}$) с увеличением N заполняется преимущественно одна нейтронная орбита $1f_{7/2}$. В изотопах $^{90-96}\text{Zr}$ заполняется нейтронная орбита $2d_{5/2}$. Заселенность остальных орбит в этих случаях изменяется мало.

Как показывают наши расчеты на основе данных срыва и подхвата, в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ и $^{90-96}\text{Zr}$ в процессе заполнения только одной орбиты энергия этой орбиты понижается, она все дальше отделяется от остальных (пустых) орбит, постепенно формируется большая энергетическая щель, и в момент полного заселения этой орбиты возникает соответствующее магическое число нейтронов: 28 в ^{48}Ca или 56 в ^{96}Zr . Все это показано на рис. 15. Сказанное подтверждается наблюдаемыми свойствами изотопов Ca и Zr: все признаки магических ядер в яркой форме присущи ^{48}Ca и ^{96}Zr , т.е. скачок энергий отделения нуклонов, максимум энергий первого 2^+ состояния, минимум величин $B(E2)$, минимум параметров деформации, минимум отношения $E(4_1^+)/E(2_1^+)$ и т.д. На рис. 15 представлены энергии первых 2^+ состояний в соответствующих изотопах Ca и Zr.

В отличие от этого, при одновременном заполнении орбит их энергии остаются приблизительно в пределах одного диапазона, т.е. ни одна из заполняемых орбит не отделяется от других. По ходу заполнения орбит щели не образуются, энергии 2_1^+ не имеют особенностей, магические числа не возникают (они возникают в момент одновременного окончательного заполнения всех орбит). Сказанное иллюстрируется рис. 16 на примере ядер Ni. Этот пример демонстрирует разительный контраст с предыдущим случаем.

Причина того, что в разных случаях имеет место тот или иной тип заселения, связан, по-видимому, с соотношением характерных энергий парных корреляций и энергетического промежутка между орбитами. Это

естественное предположение, поскольку обычно парные корреляции размывают заселенности орбит внутри одной оболочки и не затрагивают орбиты следующей оболочки из-за большого энергетического расстояния до нее. Поэтому, начиная с некоторого энергетического промежутка между орбитами, парные корреляции перестают смешивать заселенности. Тогда решающую роль играет энергетическое расстояние между двумя нижними пустыми орбитами в «стартовом» ядре, начиная с которого начинает заполняться группа орбит. Вот соответствующие оценки: в «стартовых» изотопах ^{40}Ca и ^{90}Zr , с которых начинается заполнение соответствующих нейтронных орбит на рис. 15, согласно нашим данным, расстояния между двумя нижними пустыми орбитами составляют 1.4 и 1.2 МэВ соответственно. В обоих случаях добавленная пара нейтронов «садится» на нижнюю из этих орбит, после чего эта орбита опускается еще ниже, энергетическое расстояние еще более увеличивается, и этот процесс продолжается далее. В тоже время, в другом «стартовом» изотопе ^{56}Ni расстояние между двумя нижними пустыми нейтронными орбитами можно оценить значением от 0.4 до 0.8 МэВ. Эта оценка получена из данных об уровнях ^{57}Ni , а также из энергий нижних орбит в соседних изотопах $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$, расстояния между которыми мало меняется с изменением N . Вышеприведенные значения для $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$ получены в рамках совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. Таким образом, по-видимому, существует пороговое значение энергетического промежутка между нижними незаселенными орбитами, начиная с которого при добавлении нейтронов заселяться будет только одна из них (нижняя) и реализуется последовательный тип заполнения. В рассмотренных случаях этот порог можно определить как ~ 1 МэВ.

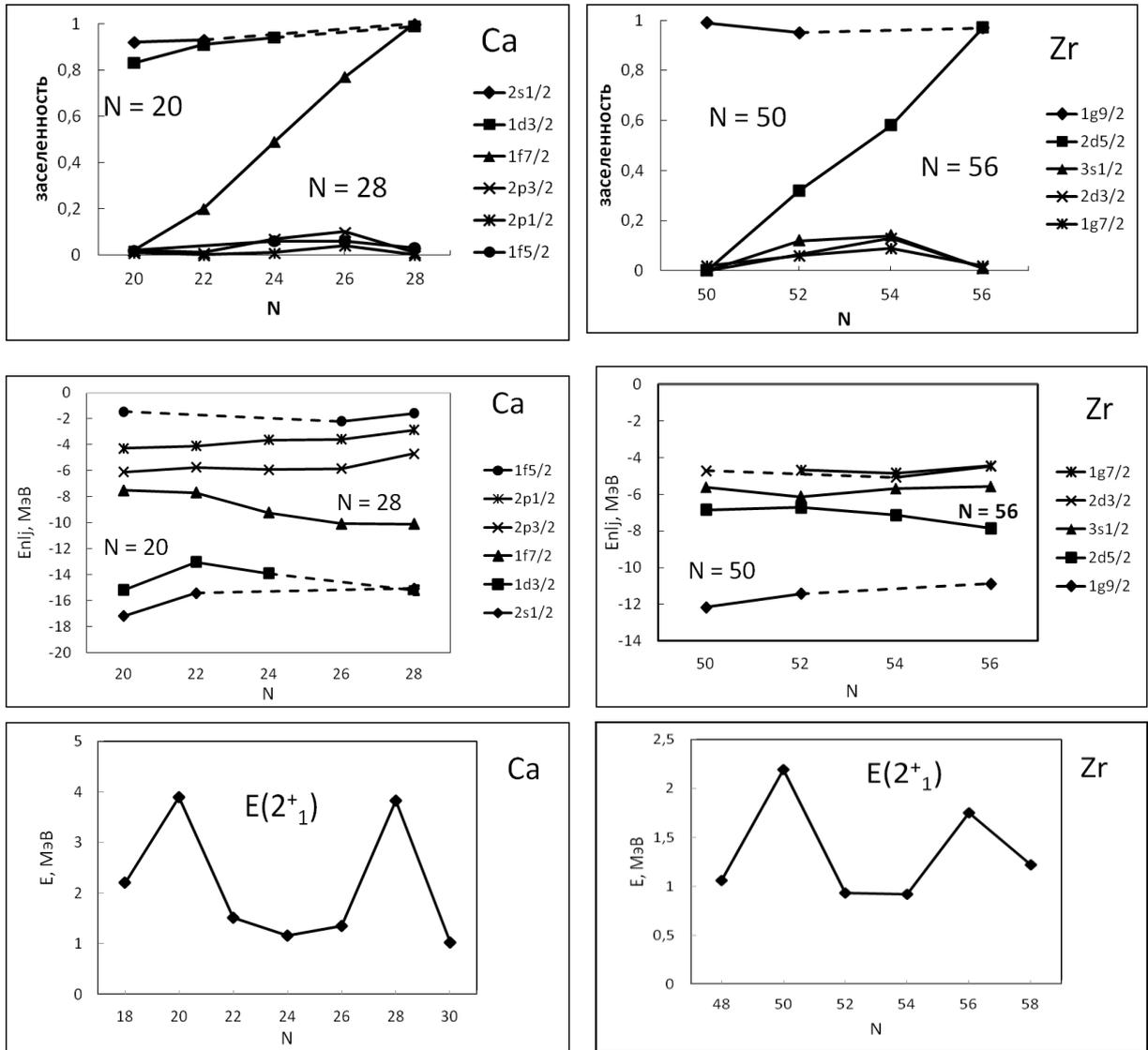


Рис. 15. Последовательное заполнение орбит. Сверху вниз: заселенности, энергии нейтронных орбит в изотопах Ca и Zr, полученные из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата, экспериментально измеренные энергии первых возбуждений 2^+ в изотопах Ca и Zr. Пунктир соединяет точки при недостатке промежуточных данных.

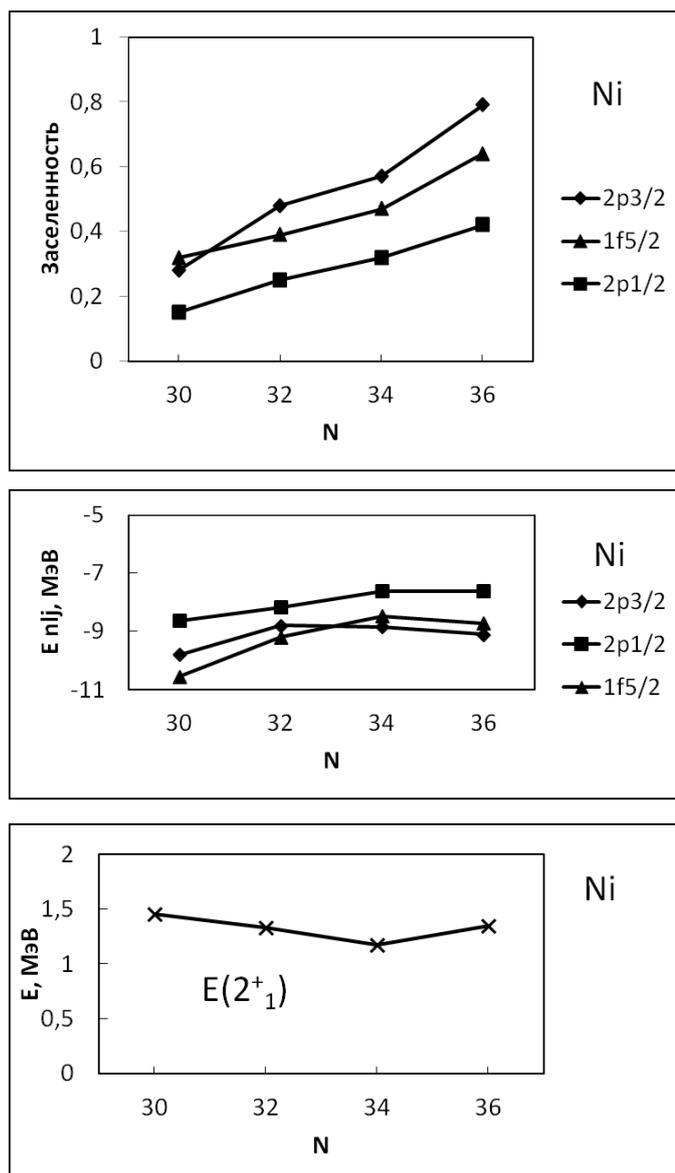


Рис. 16. Одновременное заполнение орбит. Сверху вниз: заселенности, энергии нейтронных орбит в изотопах Ni, полученные из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата, экспериментально измеренные энергии первых возбуждений 2^+ в изотопах Ni.

5. Энергии орбит

В ранней версии модели оболочек независимые частицы движутся в едином силовом поле, которое может быть записано в виде некоторого потенциала, например, суммы потенциалов гармонического осциллятора и спин-орбитального взаимодействия. Современные варианты модели

оболочек дополнительно учитывают взаимодействие между отдельными частицами. В этих версиях модели единое поле производится инертным кором (замкнутыми (под)оболочками). В валентном пространстве снаружи кора частицы, двигаясь в его поле, взаимодействуют также между собой. Эти взаимодействия описываются посредством эффективных двухчастичных нуклон-нуклонных сил. Эффективные двухчастичные силы являются некоторым приближением: они включают в себя силы, действующие между свободными нуклонами, но также учитывают дополнительные эффекты, возникающие в системе многих частиц, каким является атомное ядро. В расчетах используются двухчастичные матричные элементы (ТВМЕ), отражающие действие такого рода сил. Особую роль играют монополюнные составляющие ТВМЕ, усредненные по всем направлениям ориентации взаимодействующих нуклонов. Степень точности монополюнного описания для разных ядер будет исследована в настоящей работе.

Знание монополюнных взаимодействий ценно, поскольку они определяют изменение энергий различных одночастичных сферических орбит при заполнении некоторой одной орбиты нуклонами. Замечательным свойством соответствующего изменения энергий является линейность. Если в некотором ядре на орбиту j_1 добавлено n_1 нуклонов, то энергетическое положение орбиты j_2 изменяется на

$$\Delta E_{j_2} = V_{j_1 j_2}^{p_1 p_2} n_1, \quad (4)$$

где p_1, p_2 – виды частиц (протоны π или нейтроны ν) на орбитах j_1 и j_2 , $V_{j_1 j_2}^{p_1 p_2}$ – монополюнное взаимодействие между этими частицами. Если $p_1 = p_2$ и $j_1 = j_2$ (т.е. рассматривается изменение энергии самой заполняемой орбиты), то n_1 в (4) следует заменить на $n_1 - 1$ [27]. Для корректного вычисления $V_{j_1 j_2}^{p_1 p_2}$ по формуле (4) на основе экспериментальных значений E_{j_2} необходимы наличие инертного кора и заполнение только одной орбиты j_1 сверх кора. Эти условия

придают большое значение информации о заселении орбит. Если с ростом числа нуклонов заполняются одновременно несколько орбит, то их суммарное воздействие на энергию любой орбиты получается суммированием с соответствующими весами.

Данные о заполнении орбит, представленные в предыдущем разделе, позволяют провести вычисления монополярных нуклон-нуклонных сил. Обнаруженные и представленные на рис. 15 случаи заполнения преимущественно одной орбиты сверх инертного (магического) кора предоставляют необходимые условия. Первый случай – это заполнение нейтронами орбиты $1f_{7/2}$ в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$. Из полученных данных о нейтронных одночастичных энергиях в $^{40-48}\text{Ca}$ следует, что величины монополярного нейтрон-нейтронного взаимодействия равны: $V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{vv} = -0.37$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{vv} = +0.18$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{vv} = +0.17$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 1f_{5/2}}^{vv} = +0.01$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2d_{3/2}}^{vv} = 0.00$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2s_{1/2}}^{vv} > +0.26$ МэВ. Второй случай – заполнение преимущественно нейтронной орбиты $2d_{5/2}$ в изотопах $^{90-96}\text{Zr}$. Из данных о нейтронных орбитах в $^{90-96}\text{Zr}$ значения монополей равны: $V_{2d_{5/2} 2d_{3/2}}^{vv} = +0.04$ МэВ, $V_{2d_{5/2} 1g_{7/2}}^{vv} = +0.06$ МэВ, $V_{2d_{5/2} 2d_{5/2}}^{vv} = -0.20$ МэВ, $V_{2d_{5/2} 3s_{1/2}}^{vv} = +0.01$ МэВ, $V_{2d_{5/2} 1g_{9/2}}^{vv} = +0.21$ МэВ. Смысл знаков: минус – притяжение, плюс – отталкивание нейтронов, заполняющих указанные орбиты, абсолютное значение отражает силу взаимодействия.

В обоих случаях (заполнения $v1f_{7/2}$ и $v2d_{5/2}$) имеет место подтверждение закономерности, отмеченной в [28]: монополярное взаимодействие нуклонов одного сорта притягивающее между нуклонами на одной орбите и отталкивающее – между нуклонами на разных орбитах.

В работе [28] для 4 первых приведенных выше монополей получены оценки $V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{vv} = -0.23$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{vv} = +0.16$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{vv} = +0.17$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 1f_{5/2}}^{vv} = +0.02$ МэВ соответственно. Они вычислены из данных реакций срыва (d, p) на ядрах ^{40}Ca и ^{48}Ca (ссылки приведены в [28]). За исключением первого значения, наблюдается хорошее соответствие с

полученными выше. Разница для значения $V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{vv}$ возникает из-за разницы энергии нейтронной орбиты $1f_{7/2}$ для ^{40}Ca , используемой в настоящей работе и в [28]. В цитируемой работе используется значение $E(1f_{7/2})$, равное энергии отделения нейтрона в ^{41}Ca . Фактически это предполагает отсутствие фрагментации спектроскопической силы $1f_{7/2}$. Однако данные по спинам-четностям [23] свидетельствуют о фрагментации силы $1f_{7/2}$, причем несколько конечных состояний $7/2^-$ ядра ^{41}Ca , образующихся в реакции срыва, имеют довольно высокую энергию > 6.5 МэВ. Наш анализ с привлечением правил сумм также указывает на заметную фрагментацию силы $1f_{7/2}$ в ^{41}Ca . Фрагментация силы $1f_{7/2}$ в ^{41}Ca приводит к увеличению центраида e^+ в равенстве (3), и, как следствие, к повышению энергии $1f_{7/2}$ в ^{40}Ca и увеличению значения монополя $V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{vv}$. Однако, несмотря на разногласия в деталях, в целом картины монопольных взаимодействий, полученные в данной работе и в [28], очень похожи.

Одночастичные энергии в монопольном Гамильтониане меняются линейно по мере заполнения одной орбиты. Рис. 15 показывает, что изменения экспериментальных энергий нейтронных орбит в изотопах Ca и Zr в большей или меньшей степени отличаются от прямых линий. Отклонения определяются, во-первых, тем, что в середине между двумя магическими числами слегка заполняются и создают помехи другие орбиты, отличные от $1f_{7/2}$ и $2d_{5/2}$, что видно на рис. 15 (однако в начале и конце заполнения, при магических числах, эти помехи исчезают). Во-вторых, даже при «чистом» заполнении одной орбиты, изменения энергий всех орбит между магическими числами могут быть нелинейными, поскольку здесь значительную роль играют корреляции более высокой мультипольности, например, квадрупольные. Они могут выражаться в деформации ядер. Поэтому говорят, что монопольное взаимодействие определяет так называемые эффективные *сферические* одночастичные энергии. Эти энергии могут отличаться от экспериментальных энергий орбит в ядрах с открытой оболочкой. Однако при замыкании оболочек влияние мультиполей

компенсируется и, в конце концов, исчезает, выживает только монополюный вклад. Поэтому в ядрах, подобных ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{90}Zr , ^{96}Zr с (почти) замкнутыми оболочками экспериментальные одночастичные энергии описываются монополюным Гамильтонианом достаточно точно. В подобных ядрах коллективные эффекты, такие как деформация, минимальны. Таким образом, монополи описывают общий вектор изменения энергий орбит от одного магического ядра к другому.

Доминирующий притягивающий монополюль $V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{vv}$ приводит к понижению орбиты $\nu 1f_{7/2}$ в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ относительно остальных орбит fp – оболочки, что приводит к образованию магического числа $N = 28$, как показано на рис.15. Согласно некоторым исследованиям, это понижение – довольно сложный процесс, который происходит с участием трехчастичных сил. Если это так, то в данном случае эффективные нейтрон-нейтронные силы включают в себя трехчастичную компоненту. Соответствующее обсуждение можно найти в [27]. Мы, однако, в этой работе во всех подобных случаях будем, обобщая, пользоваться термином «двухчастичные силы». Природа сил в данном исследовании не имеет большого значения.

Отметим также еще один случай, когда возможно корректное вычисление монополюльных взаимодействий. Из данных срыва и подхвата протонов следует, что в стабильных ядрах Ca, Ti, Cr, Fe, Ni при увеличении Z заселяется преимущественно протонная подоболочка $1f_{7/2}$ с малой примесью заселения других подоболочек [29]. Кроме того, изотопы Ca могут рассматриваться как «достаточно хорошие» протонные замкнутые магические коры $Z = 20$ [29]. Из этих условий следует, что изменение одночастичных нейтронных энергий в ядрах при изменении Z в диапазоне от 20 до 28 позволяет оценить соответствующие монополи. Величины монополюльных взаимодействий, полученные из данных по энергиям нейтронных орбит изотонов $N = 28$ при изменении Z от 20 до 28, следующие:

$$V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{\pi\nu} = -0.82 \text{ МэВ}, V_{1f_{7/2} 1f_{5/2}}^{\pi\nu} = -0.99 \text{ МэВ}, V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{\pi\nu} = -0.70 \text{ МэВ},$$

$$V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{\pi\nu} = -0.78 \text{ МэВ}, V_{1f_{7/2} 1d_{3/2}}^{\pi\nu} = -0.65 \text{ МэВ}, V_{1f_{7/2} 2s_{1/2}}^{\pi\nu} = -0.59 \text{ МэВ}.$$

Полученные значения монополей $V^{\pi\nu}$ показывают, что наиболее сильно взаимодействуют (притягиваются) протоны $1f_{7/2}$ и нейтроны $1f_{5/2}$, имеющие одинаковые n , l , но разные j . Немного слабее притягиваются протоны $1f_{7/2}$ и нейтроны $1f_{7/2}$, имеющие одинаковые n , l и j . В целом, если l или n различаются, взаимодействие протона и нейтрона слабее. Из сравнения этих и ранее полученных величин монополярных взаимодействий видно, что взаимодействия протон-нейтрон сильнее, чем нейтрон-нейтрон.

Монополярные взаимодействия могут быть разложены на три составляющие части: центральную, спин-орбитальную и тензорную.

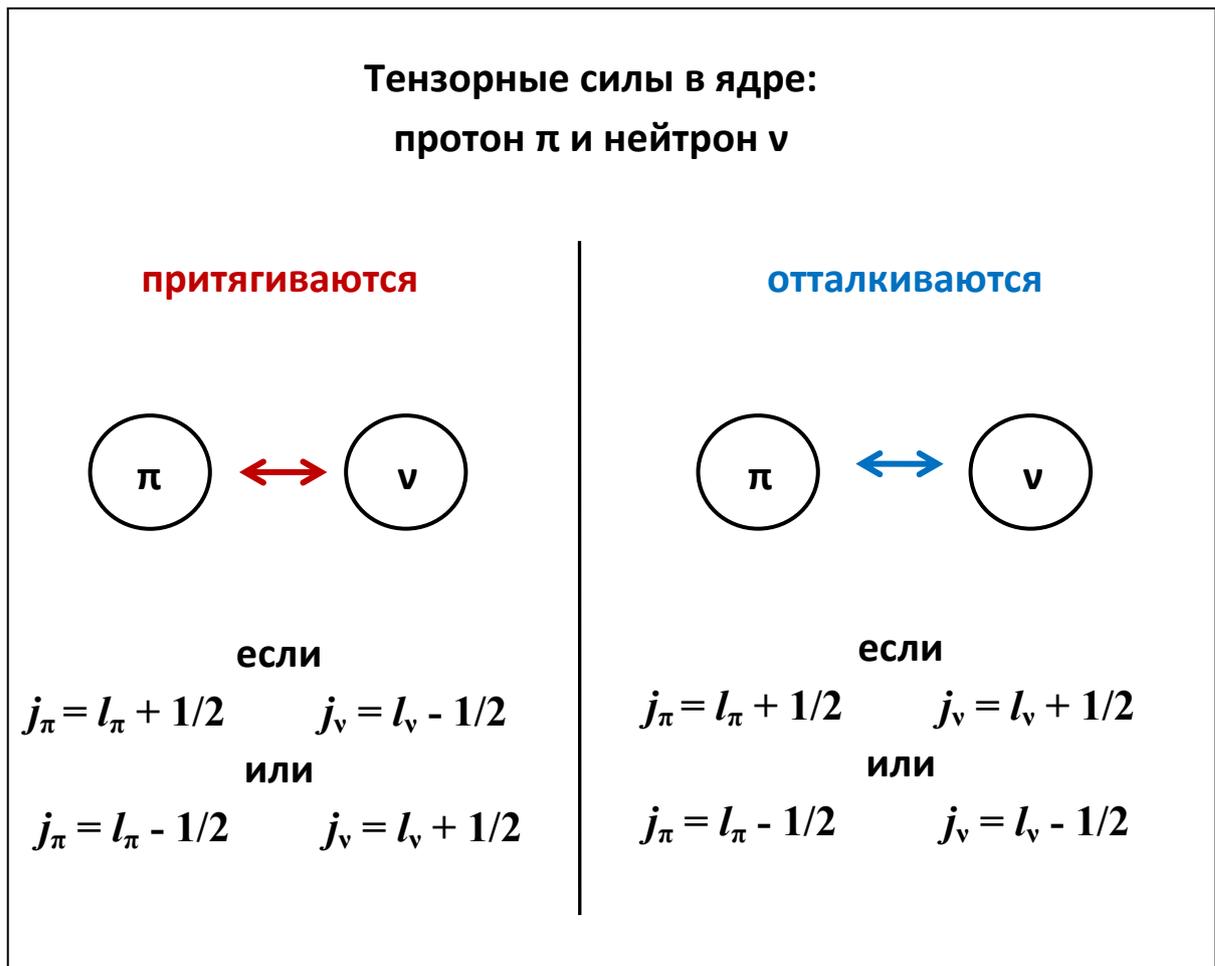


Рис. 17. Свойства протон-нейтронных тензорных сил. Красная стрелка означает притяжение нуклонов, синяя – отталкивание.

Тензорные протон-нейтронные (π - ν) силы отталкивающие, когда моменты l и s протона и нейтрона оба сонаправлены или оба противоположны, и притягивающие в обратном случае. Схематически это показано на рис. 17. Ожидается, что тензорные (как вообще двухчастичные) силы наиболее эффективны при разнице орбитальных моментов протона и нейтрона $\Delta l = 0$ или 1 (см., к примеру, [28]). Это обусловлено степенью перекрытия волновых функций. Большая разница полученных значений $V_{1f7/2\ 1f7/2}^{\pi\nu} - V_{1f7/2\ 1f5/2}^{\pi\nu} = 0.17$ при $\Delta l = 0$ вызвана, очевидно, значительным вкладом тензорных сил в эти монополи.

Разность полученных монополярных взаимодействий $V_{1f7/2\ 2p3/2}^{\pi\nu} - V_{1f7/2\ 2p1/2}^{\pi\nu}$ меньше и равна 0.08 МэВ. Если рассмотреть взаимные ориентации l и s , эта разность также соответствует вышеописанным свойствам тензорных сил. В данном случае, однако, $\Delta l = 2$. Априори неясно, является ли полученная разность следствием вклада тензорных сил в нуклон-нуклонный потенциал. Однако ясно, что этот вклад, если он есть, значительно меньше, чем при $\Delta l = 0$.

Ценность двухчастичных матричных элементов в их универсальности в определенной валентной области, как это предполагается в теории. К примеру, монополярные нейтрон-нейтронные взаимодействия, полученные из величин энергий нейтронных орбит Са должны быть применимы также к другим ядрам с заполняемой нейтронной $1f$ - $2p$ оболочкой и описывать эволюцию орбит в разных ядрах. Насколько это соответствует действительности? Мы можем это проверить, опираясь на полученные данные.

На рис. 18 представлены энергии нейтронных f - p орбит в ядрах ^{48}Ca , $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{50,52,54}\text{Cr}$, $^{54,56,58}\text{Fe}$, ^{58}Ni , полученные нами из данных реакций передачи одного нейтрона (ссылки приведены во Введении). Также представлены энергии орбит в ^{56}Ni , оцененные из данных по спидам-четностям уровней соседних изотопов [23].

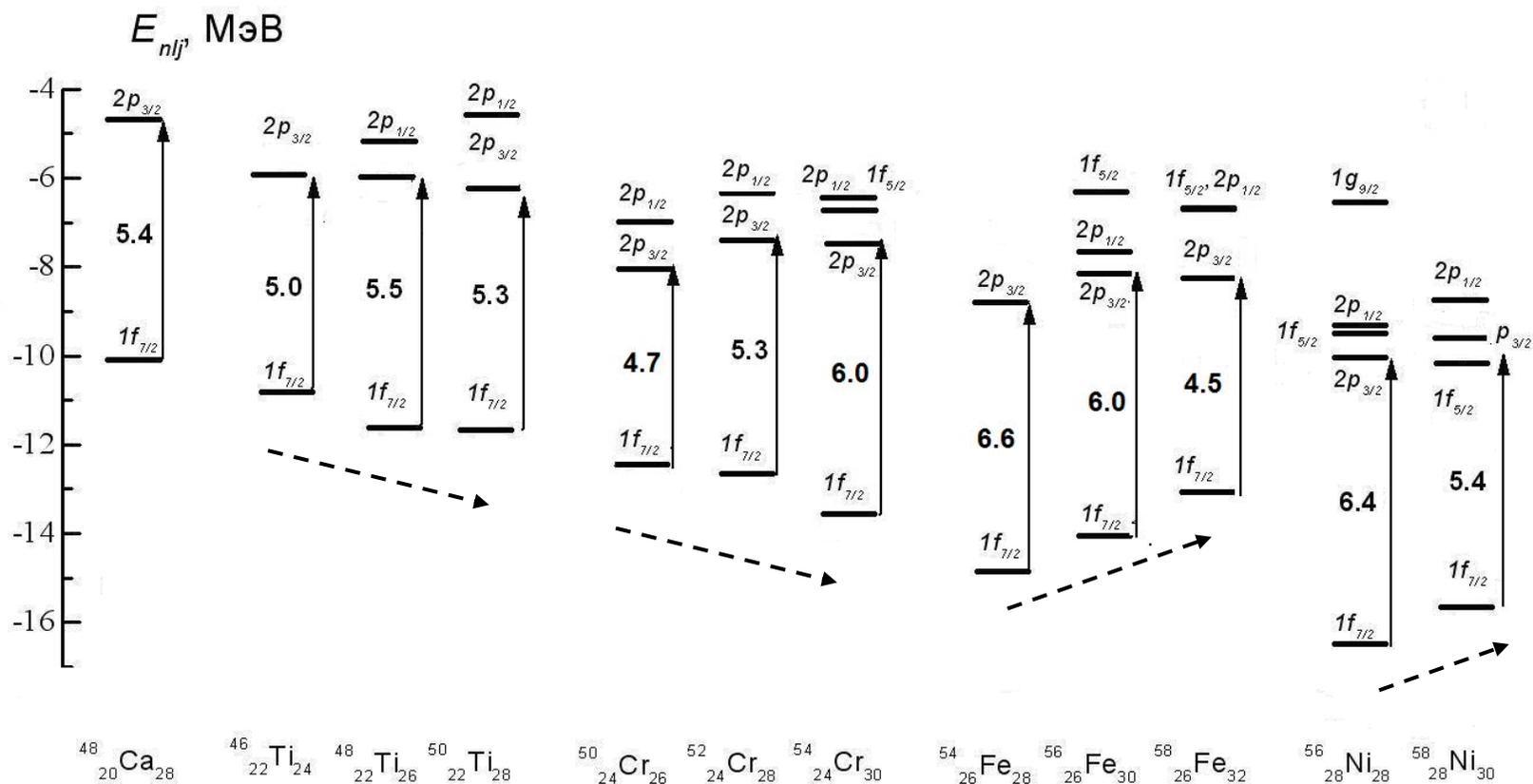


Рис. 18. Энергии нейтронных f - p -орбит в изотопах Ca, Ti, Cr, Fe, Ni. Штрихованные стрелки указывают изменение энергии $1f_{7/2}$ в каждом наборе изотопов с ростом N . Числа рядом с вертикальными стрелками указывают величину щели $1f_{7/2} - 2p_{3/2}$. Все значения получены из данных срыва и подхвата, за исключением ^{56}Ni (см. текст).

Изменение энергий нейтронных подболочек в исследованных ядрах, показанных на рис. 15 (левая часть рисунка – изотопы Ca) и 18, отчетливо обнаруживает следующую закономерность. В показанных изотопах Ca, Ti, Cr нейтронная орбита $1f_{7/2}$ понижается с увеличением N . В изотопах Fe и Ni с ростом N эта орбита поднимается вверх. Изменение положения $\nu 1f_{7/2}$ в ядрах от Ca до Fe и Ni имеют характерную V-образную форму. Соответствующие тренды показаны на рис.18 штрихованными стрелками. Эту картину можно объяснить, если учесть разную силу взаимодействия нейтронов между собой. Она выражается в монополярных матричных элементах, полученных в начале данного раздела из данных о нейтронных орбитах в $^{40-48}\text{Ca}$.

Согласно полученным данным о заселенностях (п. 4 нашей работы), в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$, $^{46-50}\text{Ti}$, $^{50-54}\text{Cr}$ с ростом N преимущественно заполняется нейтронная подболочка $1f_{7/2}$. Ее заполнение будет оказывать доминирующее влияние на изменение энергий в рассматриваемых ядрах. Как было получено, монополярные взаимодействия $V_{1f_{7/2} 1f_{7/2}}^{vv}$ являются притягивающими между нейтронами с одной и той же подболочки $1f_{7/2}$. Это приводит к дополнительному связыванию нейтронов орбиты $1f_{7/2}$ с ростом N в этих изотопах, что отражается в понижении орбиты $1f_{7/2}$ относительно других орбит. (При переходе от ^{52}Cr к ^{54}Cr , имеющих $N = 28$ и 30 , все еще достаточно интенсивно заполняется $1f_{7/2}$ – см. рис. 13). В изотопах $^{54-58}\text{Fe}$ и ^{62}Ni одновременно заполняются нейтронные подболочки $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$. Монополярные взаимодействия $V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{vv}$, $V_{1f_{7/2} 1f_{5/2}}^{vv}$, $V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{vv}$ отталкивающие. Суммарное воздействие нейтронов трех орбит $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$ на нейтроны орбиты $1f_{7/2}$ приводит к уменьшению связывания нейтронов орбиты $1f_{7/2}$, т.е. к повышению положения орбиты $1f_{7/2}$ с ростом N в показанных изотопах Fe и Ni.

Рис. 15 и 18 также показывают устойчивую тенденцию к увеличению щели между $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ с ростом N в каждом показанном ряду изотопов Ca, Ti, Cr. Эта тенденция соответствует разнице монополей $V_{f_{7/2} f_{7/2}}^{vv} - V_{f_{7/2} p_{3/2}}^{vv}$

< 0. Упомянутый тренд естественным образом меняется на противоположный в показанных изотопах Fe и Ni.

Таким образом, проведенный анализ показывает адекватность оболочечной модели с использованием двухчастичных монополярных взаимодействий. При таком рассмотрении спектры орбит разных ядер обнаруживают определенную гармонию: частное оказывается связанным с общим, специфические нуклон-нуклонные силы, действующие в одном ядре, универсальны и действуют также в других ядрах, изменение энергий орбит демонстрирует соответствующую упорядоченность.

6. Эволюция оболочечной структуры вблизи локальных магических ядер

В этом разделе исследуются особенности оболочечной структуры, которые приводят к необычным и парадоксальным свойствам локальных магических ядер, обнаруженным ранее. Здесь используются результаты, полученные в двух предыдущих разделах: значения монополярных взаимодействий, данные о заселении нуклонных орбит и другие.

6.1 ^{52}Ca и ^{54}Ca

^{52}Ca – локальное магическое ядро. Его свойства определяются чудесной парой $(N, Z) = (32, 20)$. Если отсутствует смешивание заселенностей, числу нейтронов $N = 32$ соответствует заполненная нейтронная орбита $2p_{3/2}$ и пустая $2p_{1/2}$. Необходимо понять, 1) есть ли большая энергетическая щель между орбитой $\nu 2p_{3/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$ при $Z = 20$ и $N = 32$, т.е. в ^{52}Ca ; 2) если есть, то почему эта щель исчезает при изменении Z в соседних ядрах с $N = 32$. Аналогичные вопросы по ^{54}Ca .

6.1.1. Нейтронные орбиты при $Z = 20$

Самый тяжелый изотоп Ca, для которого были надежно установлены энергии и заселенности орбит из данных срыва и подхвата, является ^{48}Ca . В ^{48}Ca была обнаружена большая щель 5.4 МэВ между нейтронными орбитами $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$, соответствующая магическому числу $N = 28$. Были также определены энергии орбит выше этой щели. Для ядер ^{52}Ca и ^{54}Ca нет данных реакций срыва и подхвата. Расстояния между орбитами $\nu 2p_{3/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$ в ^{52}Ca и между $\nu 2p_{1/2}$ и $\nu 1f_{5/2}$ в ^{54}Ca были оценены из энергий отделения нейтрона от соответствующих изотопов. Все величины представлены на рис. 19. Щели весьма велики и достаточны для возникновения магических свойств ядра. Для того чтобы понять, как щели образуются за счет нейтрон-нейтронных сил при $Z = 20$, продолжим на область $N > 28$ тенденции, обнаруженные нами ранее в области стабильных ядер.

Образование большой щели $N = 28$ в изотопах Ca при изменении N изображено в левой части рис. 15. Рост щели связан с заполнением одной орбиты $\nu 1f_{7/2}$ в $^{40-48}\text{Ca}$ и понижением этой орбиты по мере ее заполнения. Аналогичный процесс происходит с участием орбиты $\nu 2d_{5/2}$ в $^{90-96}\text{Zr}$ (правая часть рис. 15). Заполнение преимущественно одной орбиты $\nu 1f_{7/2}$ в $^{40-48}\text{Ca}$ и орбиты $\nu 2d_{5/2}$ в $^{90-96}\text{Zr}$, связано, как было отмечено, с большим расстоянием между двумя нижними незаполненными орбитами в «стартовом» изотопе ^{40}Ca или ^{90}Zr . Заметим теперь, что расстояние между нижними пустыми орбитами $\nu 2p_{3/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$ в новом «стартовом» изотопе ^{48}Ca составляет величину ~ 1.8 МэВ, что близко расстоянию между $\nu 1f_{7/2}$ и $\nu 2p_{3/2} \sim 1.4$ МэВ в ^{40}Ca и расстоянию между $\nu 2d_{5/2}$ и $\nu 3s_{1/2} \sim 1.2$ МэВ в ^{90}Zr . Поэтому следует ожидать, что в изотопах $^{50}, ^{52}\text{Ca}$ ($N = 30, 32$), заполнение подболочек будет происходить аналогично заполнению в $^{40-48}\text{Ca}$ и $^{90-96}\text{Zr}$, т.е. последовательно. При этом в $^{50,52}\text{Ca}$ будет заполняться преимущественно нижняя орбита $\nu 2p_{3/2}$, подобно тому, как в $^{40-48}\text{Ca}$ заполняется $\nu 1f_{7/2}$. Напомним, что на основе величин монополярных взаимодействий была установлена закономерность:

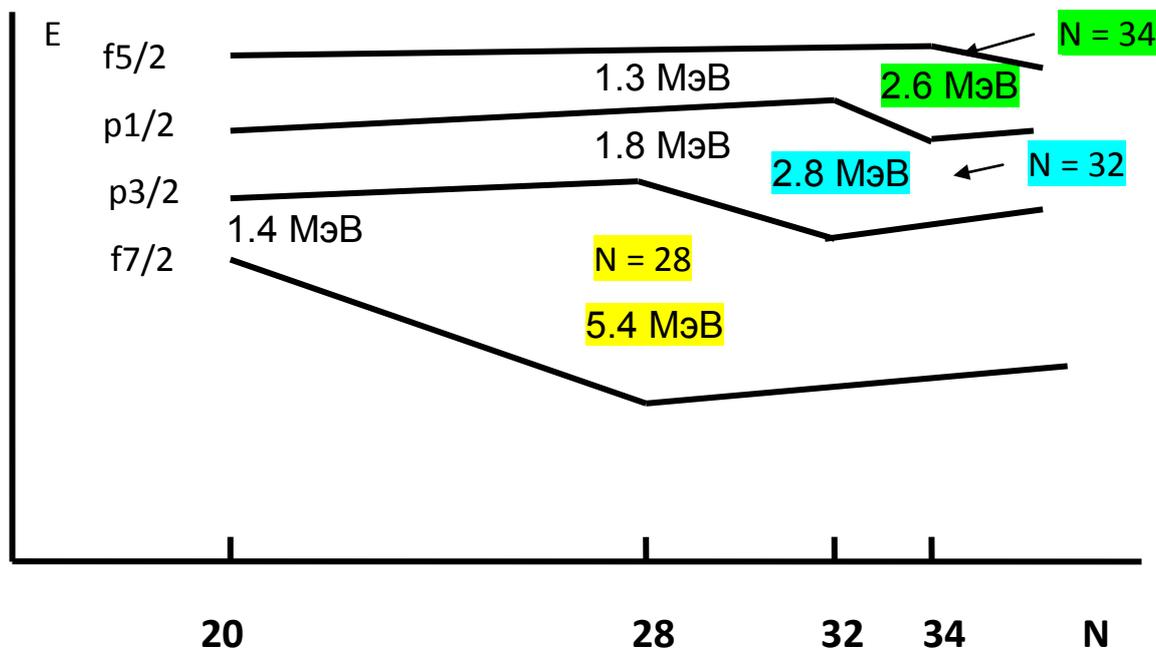


Рис. 19. Схема образования больших энергетических щелей в изотопах Ca ($Z = 20$). При $N = 20, 28$ – данные, полученные из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. Расстояния между орбитами при $N = 32$ и при $N = 34$ оценены на основании энергий отделения нейтрона [26].

при заполнении некой орбиты эффективное взаимодействие с нуклонами того же сорта с этой же орбиты притягивающее, а с нуклонами того же сорта с других орбит – отталкивающее. Поэтому энергия $\nu 2p_{3/2}$ с ростом N будет понижаться, а $\nu 2p_{1/2}$ – повышаться. Щель между этими орбитами в итоге возрастет, и энергия 2_1^+ в ^{52}Ca будет значительной. Этот процесс изображен на рис. 19.

Аналогично образуется большая щель $N = 34$ в ^{54}Ca . Разница энергий $\nu 2p_{1/2}$ и $\nu 1f_{5/2}$ составляет 1.3 МэВ в ^{48}Ca , она практически такая же, как щели, обсуждавшиеся выше. При росте N от 32 до 34 заполняется преимущественно орбита $\nu 2p_{1/2}$, что приводит к относительному понижению ее энергии в ^{54}Ca . Таким образом, образование щелей при $Z = 20$ в данных случаях связано с нейтрон-нейтронными силами.

Наиболее важным и интересным в данном случае является вопрос об изменении нейтронных щелей $N = 32$ и $N = 34$ при изменении числа протонов

(т.е. при $Z \neq 20$). Именно это должно приводить к главному отличительному и интригующему свойству – локальности магических ядер $^{52,54}\text{Ca}$.

6.1.2. Нейтронные орбиты при $Z > 20$

Чтобы прояснить изменение щелей при $Z > 20$, рассмотрим полученные в п. 5 этой работы монополярные взаимодействия $V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{\pi\nu} = - 0.70$ МэВ, $V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{\pi\nu} = - 0.78$ МэВ и $V_{1f_{7/2} 1f_{5/2}}^{\pi\nu} = - 0.99$ МэВ. Они определяют, как меняются энергии нейтронных орбит при заполнении протонной орбиты $1f_{7/2}$. Соответствующая эволюция нейтронных орбит вблизи $^{52,54}\text{Ca}$ схематически изображена в левой части рис. 20. Этот рисунок показывает изменения относительных энергетических положений нейтронных орбит с изменением числа протонов Z . Поскольку важно относительное положение орбит, мы принимаем за начало отсчета на рисунке положение $\nu 2p_{3/2}$, т.е. условно считаем это положение неизменным.

С увеличением Z от 20 до 28 в ядрах с $N \sim 28 - 36$ заполняется в основном протонная орбита $1f_{7/2}$. Это следует из данных протонного срыва и подхвата на ядрах от Ca до Ni [29]. Соответственно маркирована горизонтальная ось на рис. 20. Из приведенных выше значений монополярных взаимодействий следует, что при заполнении орбиты $\pi 1f_{7/2}$ энергетическое расстояние между орбитами $\nu 2p_{1/2}$ и $\nu 2p_{3/2}$ постепенно уменьшается. То же можно сказать и о расстоянии между орбитами $\nu 1f_{5/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$. Сближение энергий орбит в «стартовых» изотопах при $Z > 20$ приведет к тому, что с ростом N орбиты будут заполняться одновременно, и механизм образования большой щели за счет нейтрон-нейтронных сил, рассмотренный выше, будет блокирован. Это приведет к ослаблению и, в итоге, к исчезновению магичности чисел $N = 32$ и $N = 34$ при увеличении Z от $Z = 20$ до 28.

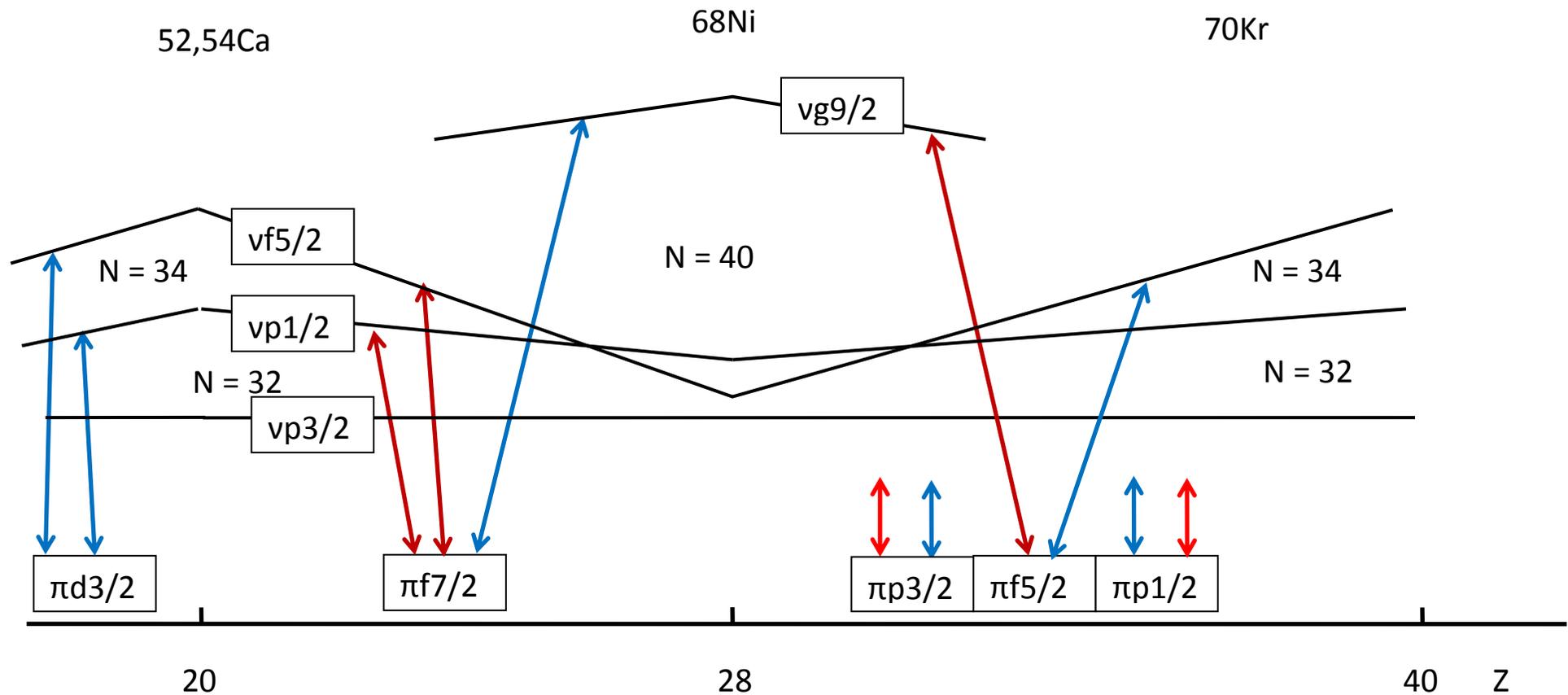


Рис. 20. Энергии нейтронных орбит относительно энергии $\nu 2p_{3/2}$ как функция Z . Энергии орбит при $Z = 28$ и 20 соответствуют данным реакций срыва и подхвата. Красные стрелки означают притяжение протонов и нейтронов, синие стрелки – их отталкивание благодаря действию монопольных тензорных сил. Изменение энергий $\nu 1f_{5/2}$, $\nu 2p_{1/2}$ при $Z = 20 - 28$ соответствует также монопольным взаимодействиям, полученным на основе данных срыва и подхвата.

Описанное выше и показанное на рис. 20 изменение структуры при движении в сторону $Z > 20$ подтверждаются результатами, полученными из данных по срыву и подхвату методом совместного анализа. Согласно полученным значениям, в изотопах $^{40, 48}\text{Ca}$ ($Z = 20$) среднее расстояние между орбитами $\nu 2p_{3/2}$, $\nu 2p_{1/2}$ и $\nu 1f_{5/2}$ равно ~ 1.9 МэВ, в то время как в $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$ ($Z = 28$) ~ 0.7 МэВ. В ядрах $^{56, 58}\text{Fe}$ ($Z = 26$) это значение равно ~ 0.9 МэВ.

Также, согласно полученным результатам, с ростом Z при $Z > 20$ изменяется тип заполнения орбит. Ранее было показано, как отличается поведение энергий заполняемых орбит в изотопах $^{40-48}\text{Ca}$ и $^{58-64}\text{Ni}$ с ростом N (рис. 15 и 16, соответственно последовательный и одновременный тип заполнения). В отличие от изотопов Ca, в изотопах Ni энергии заполняемых орбит с ростом N от 30 до 36 остаются тесно расположенными, отделения и понижения какой-либо орбиты не происходит. Механизм образования больших щелей $N = 32$ и $N = 34$, имеющийся в изотопах Ca ($Z = 20$), исчезает в изотопах Ni ($Z = 28$). (На самом деле, этот механизм постепенно ослабляется с ростом Z и исчезает уже в изотопах Fe ($Z = 26$)). Это приводит к исчезновению магичности $N = 32$ и 34 при удалении от $Z = 20$ в сторону $Z > 20$.

Обсуждавшиеся здесь протон-нейтронные монополи и понижение орбит $\nu 1f_{5/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$ при заполнении $\pi 1f_{7/2}$ соответствуют свойствам тензорных сил, показанным на рис. 17. При этом, если в случае $\nu 1f_{5/2}$ разница протонных и нейтронных моментов $\Delta l = 0$, то в случае $\nu 2p_{1/2}$ эта разница $\Delta l = 2$. Взаимодействие в первом случае более сильное.

6.1.3. Нейтронные орбиты при $Z < 20$

Рассмотрим теперь область слева от $Z = 20$ на рис. 20. Рассмотрим заселение протонных орбит вблизи $Z = 20$ при $Z < 20$ и $N = 32, 34$. В принципе, с ростом Z могут заселяться три орбиты из нижней оболочки $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{5/2}$. Поскольку нет данных о заселенностях при $N = 32, 34$ и $Z < 20$,

оценим заселенности из имеющихся данных для ядер с максимальным числом нейтронов. Экспериментальные данные о возбужденных состояниях, имеющиеся для изотопа ^{47}K ($Z = 19$) с наибольшим числом нейтронов 28, говорят о том, что энергетическое расстояние между протонными орбитами $1d_{3/2}$ и $2s_{1/2}$ значительно меньше, чем расстояние между этими орбитами и $1d_{5/2}$. Действительно, разность энергий первых состояний ^{47}K $1/2^+$ и $3/2^+ \sim 0.3$ МэВ, в то время как разность энергий первых состояний $1/2^+$ и $5/2^+ \sim 3.4$ МэВ, причем все эти состояния в значительной степени одночастичные, т.к. имеют большие спектроскопические силы [23]. Это означает, что протонная орбита $1d_{5/2}$ в ядрах этой области расположена весьма глубоко, и в конце заполнения протонной оболочки $1s-2d$ заполняются, в основном, $\pi 1d_{3/2}$ и $\pi 2s_{1/2}$.

Рассмотрим тензорные силы, действующие между протонами и нейтронами в этой области. Орбита $\pi 2s_{1/2}$ не дает вклада в тензорные силы. Изменение энергий нейтронных орбит определяется монополями $V_{1d_{3/2} 2p_{1/2}}^{\pi\nu}$, $V_{1d_{3/2} 2p_{3/2}}^{\pi\nu}$, $V_{1d_{3/2} 1f_{5/2}}^{\pi\nu}$, все $\Delta l = 1$. Их вклад отталкивающий в $V_{1d_{3/2} 2p_{1/2}}^{\pi\nu}$, $V_{1d_{3/2} 1f_{5/2}}^{\pi\nu}$ и притягивающий в $V_{1d_{3/2} 2p_{3/2}}^{\pi\nu}$. Предполагая решающий вклад тензорных сил в разницу монополей, мы заключаем, что при удалении протонов с орбиты $1d_{3/2}$ энергии нейтронных орбит $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ и $1f_{5/2}$ будут меняться так, как показано на рис.20, и большая щель $N = 32$ при $Z < 20$ будет исчезать. Изменение щели $N = 34$ при $Z < 20$ остается неопределенным. Однако данных по энергиям $E(2_1^+)$ для $N = 34$ при $Z < 20$ также нет (эти ядра находятся вблизи границы нуклонной стабильности), поэтому проследить изменение магичности $N = 34$ при движении в сторону $Z < 20$ невозможно.

6.1.4. Общие замечания к $^{52, 54}\text{Ca}$

Расчеты, проведенные в [24] в рамках оболочечной модели с Гамильтонианом GXPF1B с учетом тензорных сил, описывают наличие больших щелей $N = 32, 34$ в $^{52, 54}\text{Ca}$ и их исчезновение в ядрах в области $Z > 20$. Отличие результатов расчетов [24] от результатов, представленных в данной работе, состоит в том, что в [24] разность энергий $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ постоянна, эффект состоит в понижении только энергии $1f_{5/2}$, т.е. учитывается тензорное взаимодействие только между $\pi 1f_{7/2}$ и $\nu 1f_{5/2}$ с разницей орбитальных моментов протона и нейтрона $\Delta l = 0$. Однако наши значения «экспериментальных» монополей $V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{\pi\nu}$ и $V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{\pi\nu}$ показывают, что орбиты $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ при $N = 20 - 28$ с ростом N сближаются. Кроме того, полученные нами значения показывают, что возможен малый вклад тензорных сил при $\Delta l = 2$ в указанные монополи, который определяет их разницу.

Отличие не является в данном случае критическим, поскольку сближение орбит $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ не является абсолютно необходимым для исчезновения щелей $N = 32$ и 34 . Если бы мы пренебрегли разностью монополей $V_{1f_{7/2} 2p_{3/2}}^{\pi\nu}$ и $V_{1f_{7/2} 2p_{1/2}}^{\pi\nu}$ при $\Delta l = 2$, то диаграмма на рис. 20 слегка изменилась бы: энергия $\nu 2p_{1/2}$ при $Z > 20$ изображалась бы горизонтальной линией, и большие щели $N = 32$ и 34 с ростом Z разрушились бы за счет того, что орбита $\nu 1f_{5/2}$ оказалась между $\nu 2p_{3/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$. Сделаем отсюда два вывода. Во-первых, расчеты в рамках оболочечной модели [24] подтверждают решающий вклад тензорных сил в данные процессы. Во-вторых, образование и исчезновение больших щелей $N = 32$ и 34 можно описать, рассматривая только сильные тензорные вклады в монополярные взаимодействия при $\Delta l = 0$ и 1 . Слабый вклад при $\Delta l = 2$ определяет некоторые детали этих процессов: он делает картину оболочек несколько более близкой к эксперименту.

Полученные выше в нашей работе значения $V_{f7/2 f7/2}^{\pi\nu}$ и $V_{f7/2 p3/2}^{\pi\nu}$ равны - 0.82 МэВ и - 0.70 МэВ соответственно, что должно приводить к сохранению и даже некоторому увеличению большой щели $N = 28$ при росте Z от 20 до 28. Действительно, «экспериментальные» данные об одночастичных энергиях, представленные на рис. 18, показывают, что щель между орбитами $\nu 1f_{7/2}$ и $\nu 2p_{3/2}$ остается большой при изменении Z в сторону $Z > 20$. Поэтому, в отличие от 32 и 34, магические свойства числа $N = 28$, имевшие место при $Z = 20$, сохраняются с увеличением Z до 28. Относительная стабильность большой щели $N = 28$ приводит к традиционному магическому числу 28.

Таким образом, локальность магических свойств ядер $^{52,54}\text{Ca}$ возникает благодаря образованию больших энергетических щелей при числах нейтронов $N = 32, 34$ и числе протонов $Z = 20$ и исчезновению этих щелей при тех же числах нейтронов и при $Z \neq 20$. Образование и исчезновение этих щелей – комплексный процесс, в котором задействованы двухчастичные силы – как нейтрон-нейтронные, так и протон-нейтронные. В последних, очевидно, проявляют себя тензорные силы.

6.2 ^{68}Ni

В ядре ^{68}Ni возникает чудесная пара чисел нуклонов $(N, Z) = (40, 28)$. Нас интересует образование магического числа $N = 40$ при $Z = 28$ и его исчезновение с изменением Z . Числу нейтронов $N = 40$ соответствуют заполненные нейтронные орбиты ниже $\nu 1g_{9/2}$. Поэтому в данном случае имеет значение энергетический промежуток между орбитой $\nu 1g_{9/2}$ и нижними орбитами в ^{68}Ni ($Z = 28$) и в соседних изотонах ^{66}Fe и ^{70}Zn ($Z = 26$ и 30).

На рис. 21 показаны энергии нейтронных одночастичных орбит в изотопах $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$, полученные из совместного анализа данных срыва и подхвата нейтрона [16]. Имеет место значительная и устойчивая щель $N = 40$ между орбитой $\nu 1g_{9/2}$ и нижними орбитами в $^{62, 64}\text{Ni}$. В указанных изотопах она составляет достаточно большую величину ≈ 2.1 МэВ. Поскольку вся

картина оболочек довольно устойчива, большая щель, очевидно, сохраняется в ^{68}Ni . Как меняется эта щель с изменением Z согласно эксперименту?

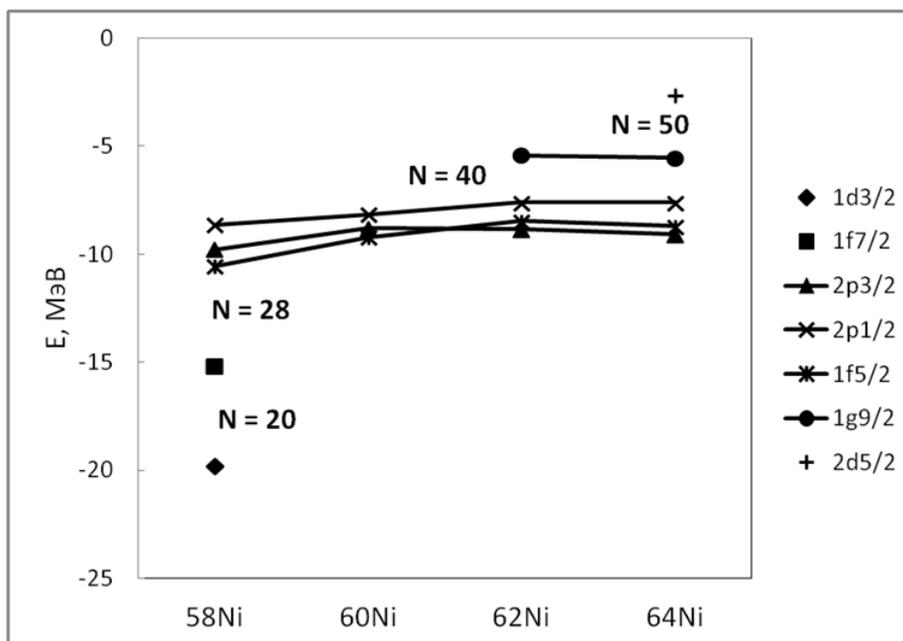


Рис. 21. Энергии нейтронных орбит в изотопах Ni, полученные из данных реакций срыва и подхвата нейтрона.

Соседними ядрами, имеющими $Z = 26$ и 30 , являются изотопы Fe и Zn соответственно. Ядра ^{66}Fe и ^{68}Ni , имеющие $N = 40$, являются нестабильными, данные реакций однонуклонной передачи на них отсутствуют, поэтому мы оценили влияние числа протонов Z на величину нейтронной щели, усредняя полученные данные для стабильных изотопов Fe, Ni и Zn в районе $N \sim 30 - 40$.

Ранее методом СА мы получили из данных реакций срыва и подхвата одночастичные нейтронные энергии в изотопах $^{54, 56, 58}\text{Fe}$ ($Z = 26$, $N = 28, 30, 32$), $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$ ($Z = 28$, $N = 30, 32, 34, 36$) и $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$ ($Z = 30$, $N = 34, 36, 38, 40$) (ссылки указаны во Введении). Энергия $\nu 1g_{9/2}$ в $^{54, 56, 58}\text{Fe}$ была оценена дополнительно исходя из энергий уровней с большой спектроскопической силой и моментом $l = 4$, возбуждаемых в реакциях срыва на этих изотопах.

На рис.22 показаны средние значения энергий в указанных изотопах Fe, Ni и Zn. Этот рисунок – оценка того, как в среднем, согласно

экспериментальным данным, меняется щель между орбитой $\nu 1g_{9/2}$ и нижними орбитами в зависимости от Z вблизи $Z = 28$. Наблюдается увеличение нейтронной щели между орбитой $\nu 1g_{9/2}$ и нижними орбитами при $Z = 28$ по сравнению с соседними Z . Каковы причины изменения нейтронной щели $N = 40$?

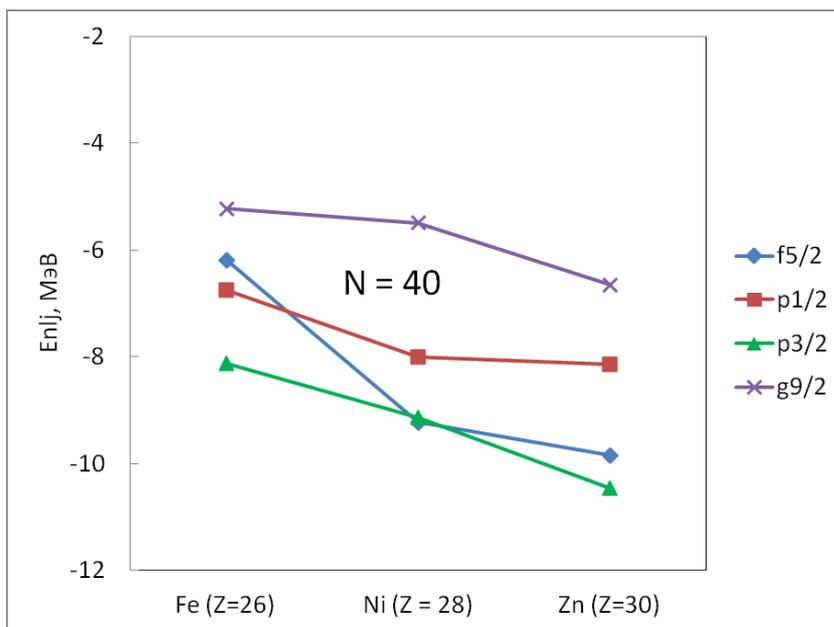


Рис. 22. Средние энергии нейтронных орбит в $^{54,56,58}\text{Fe}$, $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$ и $^{64,66,68,70}\text{Zn}$, полученные из согласованных данных срыва и подхвата нейтрона.

Для выяснения этих причин рассмотрим протон-нейтронные силы вблизи $Z = 28$. В средней части рис. 20 изображена щель $N = 40$ между нейтронными орбитами вблизи $Z = 28$ в соответствии с результатами расчетов на основе данных срыва и подхвата.

Отметим, что на диаграмме рис. 20 не учитывается разница чисел нейтронов в ядрах вблизи ^{52}Ca и вблизи ^{68}Ni . Влияние изменения N на энергии нейтронных орбит в изотопах Ca ($Z = 20$) было подробно рассмотрено выше, в п. 6.1.1. Изменение N в изотопах вблизи Ni ($Z = 28$) в рассматриваемой области N не оказывает значительного влияния на энергии. Действительно, рис. 21 показывает, что изменение N несильно влияет на взаимное положение нейтронных орбит в изотопах Ni. Поэтому рис. 20

вполне корректный в этом смысле. Изменения энергий от ^{52}Ca до ^{68}Ni показаны на диаграмме рис. 20 прямыми линиями для простоты изображения.

Как и в случае $^{52,54}\text{Ca}$, полученные данные по монополющим взаимодействиям $V_{f7/2 p3/2}^{\pi\nu}$, $V_{f7/2 p1/2}^{\pi\nu}$ и $V_{f7/2 f5/2}^{\pi\nu}$ проясняют механизм формирования щели $N = 40$ в ^{68}Ni при росте Z от 20 до 28. Заполнение протонной подоболочки $1f_{7/2}$ ведет к сближению орбит $\nu 2p_{3/2}$, $\nu 2p_{1/2}$ и $\nu 1f_{5/2}$. При $Z = 28$, в момент полного заполнения $\pi 1f_{7/2}$, три орбиты $\nu 2p_{3/2}$, $\nu 1f_{5/2}$ и $\nu 2p_{1/2}$ сходятся максимально близко. В то же время, отталкивающий вклад тензорных сил в монополь $V_{f7/2 g9/2}^{\pi\nu}$ при $\Delta l = 1$ приведет к повышению положения орбиты $\nu 1g_{9/2}$ с ростом Z с приближением к $Z = 28$. Как общий результат, щель между орбитой $\nu 1g_{9/2}$ и нижними орбитами увеличивается и достигает максимума в конце заполнения $\pi 1f_{7/2}$ при $Z = 28$.

При дальнейшем увеличении Z в области $Z > 28$ начинают заполняться другие протонные орбиты. Все показанные выше механизмы, приводящие к росту нейтронной щели $N = 40$, перестают действовать.

Оценим изменение энергий орбит при $Z > 28$ исходя из тензорных протон-нейтронных сил. Данные реакций подхвата протонов $^{70}\text{Zn}(d, ^3\text{He})$, $^{70}\text{Zn}(t, \alpha)$ [30] показывают, что заполнение протонных орбит $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ и $2p_{1/2}$ происходит при $Z > 28$ одновременно с практически одинаковой интенсивностью. Заполнение $\pi 1g_{9/2}$ в изотопах $Z = 30 - 40$ и $N \sim 34 - 50$ слабое, согласно данным протонного подхвата [30, 23], и его влиянием можно пренебречь. В итоге нейтронные орбиты будут испытывать суммарное воздействие протонов при заполнении трех орбит $\pi 2p_{3/2}$, $\pi 1f_{5/2}$ и $\pi 2p_{1/2}$.

Влияние тензорных сил при заполнении этих орбит на нейтронные орбиты показано на рис.20. Тензорные силы отталкивания и притяжения, возникающие при заполнении $\pi 2p_{3/2}$ и $\pi 2p_{1/2}$, действуя на энергии любых нейтронных орбит, в значительной степени компенсируют друг друга. Это связано с разной взаимной ориентацией векторов l и s протонов на этих

орбитах. Указанный факт условно изображен на рис. 20 двумя короткими стрелками над $\pi 2p_{3/2}$ и $\pi 2p_{1/2}$, символизирующими притяжение и отталкивание. В итоге решающее значение будет иметь заполнение $\pi 1f_{5/2}$. Заполнение $\pi 1f_{5/2}$ приводит к повышению положения орбит $\nu 2p_{1/2}$, $\nu 1f_{5/2}$ и понижению $\nu 1g_{9/2}$, в итоге щель $N = 40$ уменьшается с ростом $Z > 28$. На диаграмме рис. 20 их положения отсчитываются относительно $\nu 2p_{3/2}$. Таким образом, увеличение щели между орбитой $\nu 1g_{9/2}$ и нижними нейтронными орбитами при $Z = 28$ обеспечивается протон-нейтронными силами.

Обратим внимание на то, что энергии состояний 2_1^+ вблизи $N = 40$ убывают резко и пик $N = 40$ мгновенно исчезает с изменением Z (см. рис. 4). Однако наши оценки значений щели показывают сравнительно плавное изменение щели при изменении Z (см. рис. 22). Энергия 2_1^+ имеет как протонную, так и нейтронную составляющую, и само по себе изменение Z в любую сторону от магического $Z = 28$ должно приводить к уменьшению высоты максимума $E(2_1^+)$, но не к его полному исчезновению. «Мгновенное» исчезновение максимума означает резкое уменьшение также нейтронной составляющей, что несколько контрастирует с плавным изменением нейтронной щели.

В связи с этим отметим особый характер магичности ^{68}Ni . При формировании состояния 2^+ ядра ^{68}Ni исключаются возбуждения типа $1p-1h$ с переходом нейтрона с нижних f - p -орбит на уровень $\nu 1g_{9/2}$, поскольку при переходе четность нейтрона меняется. Возбуждение 2^+ может формироваться при переходе как минимум двух нейтронов на $\nu 1g_{9/2}$ с нижних орбит. Кроме того, выше орбиты $\nu 1g_{9/2}$ имеется большая щель $N = 50$ и нейтроны «заперты» на орбите $\nu 1g_{9/2}$. При небольшой заселенности $\nu 1g_{9/2}$ число конфигураций, соответствующих возбуждению 2^+ , ограничено. Поэтому, при формировании состояния 2^+ , значительное число нейтронов должно пересекать большую щель $N = 40$ снизу вверх. Энергия возбуждения 2_1^+ весьма высока, чрезвычайно чувствительна к величине этой щели и может резко меняться с изменением Z .

Ядру ^{68}Ni посвящено довольно большое количество теоретических работ. Особый характер магичности ^{68}Ni приводит к особенностям энергий отделений нейтронов, которые были отмечены в п. 3.6. Подобный эффект был назван в работе [31] конкуренцией магичности и сверхтекучести. Суть его состоит в том, что очень малая, но не нулевая (благодаря сверхтекучести, т.е. парному эффекту) заселенность $\nu 1g_{9/2}$ в ^{68}Ni может приводить к сильному максимуму энергии состояния 2_1^+ и одновременно сглаживать излом A -зависимостей энергий отделений.

6.2.1 Новые магические числа в протонно-избыточных ядрах $Z \approx 40$

Рассмотрим эволюцию нейтронной оболочки справа от $Z = 28$, с приближением к $Z = 40$. Она показана на правой части рис. 20. При достижении $Z = 40$ произойдет полная компенсация противоположного влияния спин-орбитальных партнеров – орбит $\pi 1f_{7/2}$ и $\pi 1f_{5/2}$ – на энергию любых орбит через тензорные силы, поскольку оба партнера полностью заполнены. Это следует из равенства для тензорных сил [32]

$$(2j_{>} + 1)V_T(j', j_{>}) + (2j_{<} + 1)V_T(j', j_{<}) = 0, \quad (5)$$

где $j_{>}, j_{<}$ – спин-орбитальные партнеры, имеющие $j = l + 1/2$ и $j = l - 1/2$ соответственно, j' – произвольная орбита, V_T – тензорная часть монопольного взаимодействия (здесь имеются в виду протон-нейтронные взаимодействия). Смысл равенства (5) в том, что действие тензорных сил со стороны нуклонов с орбит $j_{>}$ и $j_{<}$ исчезает, когда обе орбиты заполнены. В итоге, с приближением к $Z = 40$ восстановятся большие щели $N = 32$ и 34 . В случае, когда вклад тензорных сил в изменение относительного положения орбит доминирующий, вид диаграммы напоминает зеркальное отражение. Одновременно, согласно той же диаграмме на рис. 20, вблизи $Z = 40$ должна исчезнуть большая щель $N = 40$.

(Заметим, что равенство (5) было фактически использовано при построении диаграммы на рис. 20 ранее, когда тензорные вклады $\pi 2p_{3/2}$ и $\pi 2p_{1/2}$ были скомпенсированы при одновременном заполнении этих орбит).

Итак, наше исследование предсказывает возникновение магических чисел нейтронов 32 и 34 и исчезновение магического числа нейтронов 40 в протонно-избыточных ядрах вблизи $Z = 40$. Сравним эти предсказания с имеющимися экспериментальными данными.

На рис. 23 показаны экспериментально измеренные энергии $E(2_1^+)$ в изотопах $Z = 40, 38, 36$ (т.е. Zr, Sr, Kr) с малым числом нейтронов. Изотопы Sr и Kr отчетливо демонстрируют повышение энергии $E(2_1^+)$ с приближением к $N = 34$ справа. Для этих изотопов при $N = 32$ и 34 данных нет, однако тренд повышения $E(2_1^+)$ с приближением к $N = 34, 32$ говорит в пользу возможных максимумов в этих точках, что показано пунктиром. Насчет изотопов Zr невозможно утверждать что-либо в этом смысле, поскольку для Zr drip-line проходит вблизи $N = 38$. Все три изотопа показывают исчезновение максимума $N = 40$. При большем удалении от $Z = 40$ (т.е. в ядрах с Z меньше, чем у ядер, представленных на рис. 23) максимумы энергий $E(2_1^+)$ при $N = 32$ и 34 исчезают (это можно видеть на рис. 4 на примере изотопа Ge ($Z = 32$)). Иными словами, магичность $N = 32, 34$ имеет место только в нейтронно-избыточных ядрах $Z \approx 20$ и протонно-избыточных ядрах $Z \approx 40$, в середине между этими Z она исчезает. Все вышеприведенные данные находятся в прекрасном соответствии с предсказаниями диаграммы на рис. 20.

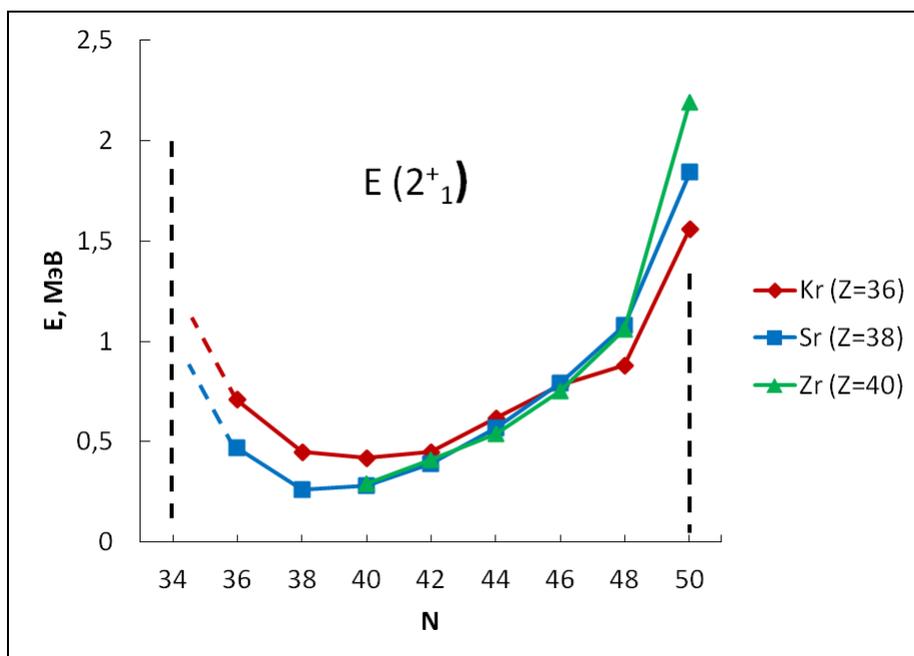


Рис. 23. Энергии первых состояний 2^+ в ядрах $Z \approx 40$ с малым числом нейтронов. К магическим числам $N = 32$ и 34 в протонно-избыточных ядрах.

Для прямого подтверждения магичности $N = 34, 32$ в протонно-избыточных ядрах необходимы измерения в них энергий 2_1^+ . Для изотопов Sr drip-line проходит при $N = 35$, для изотопов Kr – при $N = 33$. Поэтому прямое отдельное экспериментальное подтверждение магичности $N = 32$, по-видимому, невозможно. Для более прямого подтверждения магических чисел 32 и 34 необходимо проведение эксперимента по измерению энергии $E(2_1^+)$ в ^{70}Kr .

6.3 ^{114}Sn

Энергии и заселенности нейтронных орбит в $^{112, 116, 118, 120, 124}\text{Sn}$ и ^{114}Cd из данных реакций срыва и подхвата и данных по спинам-четностям были рассчитаны методом СА [21]. Полученные в цитируемой работе характеристики оболочечной структуры Sn объясняют как появление магического числа $N = 64$ в изотопах Sn, так и слабость его проявления (см. рис. 9).

В работе [21] нами было обнаружено явление, названное слабым замыканием подоболочек. Заселенности орбит в Sn показаны на рис. 13, а энергии – на рис. 24. В данном случае мы оцениваем неопределенности заселенностей ± 0.07 , а энергий ± 0.3 МэВ. Во всех исследованных изотопах Sn заселяемая нейтронная оболочка устойчиво разделяется энергетической щелью на две группы орбит: нижнюю группу, состоящую из орбит $1g_{7/2}$ и $2d_{5/2}$, и верхнюю, состоящую из орбит $3s_{1/2}$, $2d_{3/2}$ и $1h_{11/2}$. Размер щели составляет в среднем ~ 1.5 МэВ, в то время как расстояния между орбитами внутри групп не более 0.5 МэВ. Для того чтоб показать масштаб величин, мы отметили на рис. 24 границы соседних оболочек сверху и снизу. Оценки энергий этих границ были получены на основе центроидов в реакциях срыва и подхвата нейтронов [21].

Заселенности орбит в изотопах Sn вблизи $N = 64$ испытывают значительный скачок при переходе от одной группы орбит к другой. К примеру, заселенности орбит верхней группы в ^{112}Sn находятся в диапазоне 0.11 – 0.19, в то время как заселенности орбит нижней группы – в диапазоне 0.73 – 0.78.

Из сказанного выше понятен смысл термина «слабое замыкание» (см. рис. 24). Эффект сколь красив, столь и тонок. Оболочка расщепляется на две части. Это еще не две полноценные оболочки, но уже и не однородная оболочка. Действительно, энергетическая щель, соответствующая новому магическому числу 64, хоть и велика (~ 1.5 МэВ), однако значительно меньше щелей, соответствующих традиционным магическим числам 50 и 82 (несколько МэВ). Аналогично, скачок заселенностей между группами орбит в изотопах Sn в районе $N = 64$ большой, но слегка меньше, чем скачок от 0 к 1 в традиционных магических ядрах. Все это объясняет слабость проявления магического числа $N = 64$ (т.е. слабость и размытость максимумов энергий 2_1^+ на рис. 9).

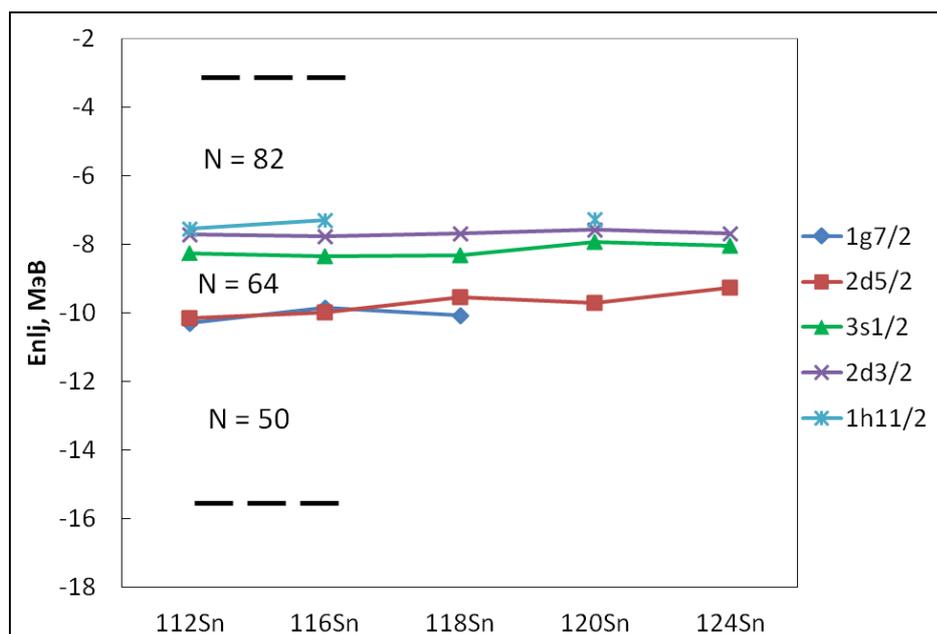


Рис. 24. Энергии нейтронных орбит в изотопах Sn, полученные из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата [21]. Пунктир – границы соседних нижней и верхней оболочек.

На рис. 9 было показано, что магичность $N = 64$ исчезает в ядрах $Z \neq 50$ в соответствии с парой $(N, Z) = (64, 50)$. К примеру, в то время как ядро ^{116}Sn демонстрирует слабый максимум $E(2_1^+)$, в ядре ^{114}Cd , имеющем то же число нейтронов $N = 66$, но другое число протонов $Z = 48$, максимум $E(2_1^+)$ отсутствует. Чтобы прояснить причину исчезновения максимума с изменением Z , сравним оболочечную структуру этих изотонов. (Как было замечено, «магичность $N = 64$ » – условный термин в силу размытости максимума, он распространяется также на число нейтронов 66). На рис. 25 представлены полученные из данных срыва и подхвата энергии нейтронных орбит ядер ^{116}Sn и ^{114}Cd [21]. Имеет место большая энергетическая щель между группами орбит ~ 1.5 МэВ в ^{116}Sn и ее уменьшение до ~ 0.3 МэВ в ^{114}Cd . Также заселенности орбит в ^{114}Cd , в отличие от ^{116}Sn , изменяются плавно и не испытывают скачка (рис.13). Таким образом, слабое замыкание подоболочек $1g_{7/2}-2d_{5/2}$ исчезает в ^{114}Cd .

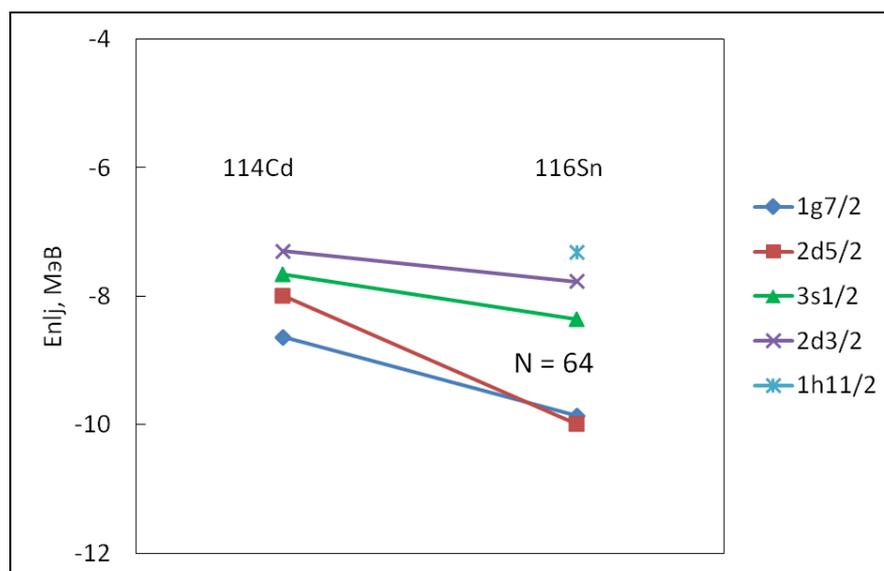


Рис. 25. Энергии нейтронных орбит в изотопах ^{114}Cd и ^{116}Sn полученные из данных реакций срыва и подхвата нейтрона [21].

Обобщая, можно предположить, что во всех ядрах с удалением от $Z = 50$ признаки магичности вблизи $N = 64$ исчезают благодаря разрушению слабого замыкания подболочек $1g_{7/2}-2d_{5/2}$. Этот вывод подтверждается имеющимися оценками. В работе [33] изучались реакции (d,t) и (p,d) на изотопах Pd ($Z = 46$) и были получены усредненные оценки заселенностей орбит $2d_{5/2}$, $3s_{1/2}$ и $2d_{3/2}$ в $^{108,110}\text{Pd}$, имеющих числа нейтронов $N = 62$ и 64 . Они оказались равны 0.57, 0.52 и 0.30 соответственно. Как видим, нет даже и следа от скачка заселенностей. Следовательно, слабое замыкание в изотопах Pd отсутствует.

Итак, расчеты на основе данных реакций срыва и подхвата указывают на слабое замыкание подболочек $1g_{7/2}-2d_{5/2}$ вблизи $N = 64$ в изотопах Sn ($Z = 50$) и исчезновение замыкания в соседних изотопах $Z \neq 50$. Теперь нужно понять, как и почему это происходит.

С этой целью рассмотрим конфигурации протонных и нейтронных орбит вблизи Sn. Они показаны в правой части рис. 26. Положение нейтронных орбит при $Z = 40$ и 50 на этом рисунке соответствует энергиям,

рассчитанным из данных реакций срыва и подхвата методом совместного анализа.

На рис. 26 показаны также тензорные вклады в протон-нейтронные монополюные взаимодействия при $\Delta l = 0$ и 1. Мы пренебрегли более слабыми взаимодействиями $\Delta l = 2$. Наш анализ, однако, показывает, что если бы силы $\Delta l = 2$ были также включены в диаграмму, то они бы слегка усилили эффект образования и исчезновения щелей на рис. 26. Довольно интересно и удивительно наблюдать, как все тензорные силы при любых Δl действуют в одном направлении – возникновения и исчезновения релевантных щелей. Тем не менее, чтобы показать основные черты процесса, мы оставляем наиболее сильные компоненты.

Энергии нейтронных орбит отсчитываются от энергии $\nu 3s_{1/2}$, тензорный вклад в монополюное взаимодействие с этой орбитой равен 0. Поскольку мы пренебрегаем тензорными силами при $\Delta l = 2$, энергии орбит $\nu 2d_{5/2}$ и $\nu 2d_{3/2}$ в соответствующих случаях также представлены горизонтальными линиями.

Рассмотрим область $Z < 50$. Согласованные данные по срыву и подхвату протонов на изотопах Zr [19] говорят о малой заселенности (от 0 до ~ 0.09) протонной орбиты $1g_{9/2}$ при $Z = 40$ и $N = 50 - 56$. Для ядер $Z = 40$ и $N \sim 64$ нет данных о заселенностях. Можно предположить, что при $Z = 40$ и $N \sim 64$ протонная орбита $1g_{9/2}$ все еще слабо заселена. Тогда с увеличением Z от 40 до 50 при $N = 64$ заполняется в основном именно эта орбита. Благодаря большому притягивающему вкладу тензорных сил в монополь $V_{1g_{9/2} 1g_{7/2}}^{\pi\nu}$ ее заполнение приведет к понижению положения орбиты $\nu 1g_{7/2}$. При достижении $Z = 50$ формируется сравнительно большая щель $N = 64$ (~ 1.5 МэВ, как сказано выше).

Далее, при $Z > 50$ в начале заполнения следующей протонной оболочки, согласно имеющимся данным реакций подхвата протонов на $^{122, 124, 126, 128}\text{Te}$ ($Z = 52$) [34, 35], заполняются орбиты $\pi 1g_{7/2}$, $\pi 2d_{5/2}$, $\pi 3s_{1/2}$ и $\pi 2d_{3/2}$. Влияние заполнения двух протонных орбит $\pi 2d_{5/2}$ и $\pi 2d_{3/2}$ на любые нейтроны посредством тензорных сил будет в значительной степени

компенсироваться. Орбита $\pi 3s_{1/2}$ не дает вклада в тензорные взаимодействия. В итоге решающим будет вклад орбиты $\pi 1g_{7/2}$, что приведет к повышению положения $\nu 1g_{7/2}$. В результате щель $N = 64$ при росте Z от $Z = 50$ уменьшается. Таким образом, тензорные протон-нейтронные силы определяют образование большой нейтронной щели $N = 64$ в точке $Z = 50$.

Сделанное выше предположение о заполнении орбиты $\pi 1g_{9/2}$ отдельно от остальных при $Z = 40 - 50$ и $N \sim 64$ не является критически важным в данном случае. Можно показать, что при совместном заполнении орбит протонной оболочки $28 - 50$ вклад монополя $V_{1g_{9/2} 1g_{7/2}}^{\pi\nu}$ в изменение энергии орбиты $\nu 1g_{7/2}$ будет доминирующим, и результат наших рассуждений будет тот же. Отдельное заполнение орбиты $\pi 1g_{9/2}$ при $Z = 40 - 50$ важно для случая $N \sim 50 - 56$, который рассматривается ниже, и там это факт надежно установлен.

Эволюция орбиты $\nu 1h_{11/2}$ также показана на рис. 26. Изменение энергии $\nu 1h_{11/2}$ не приводит к образованию магического числа $N = 70$ при $Z = 50$, судя по данным о $E(2_1^+)$. Причиной этого является «изначально низкое» положение этой орбиты по отношению к другим орбитам при $Z = 50$. Низкое положение $\nu 1h_{11/2}$ в Sn подтверждается данными срыва и подхвата (рис. 24). Тем не менее, эволюция $\nu 1h_{11/2}$ имеет место и ее можно проследить. На рис. 27 представлены разности измеренных в эксперименте энергий первых состояний $11/2^-$ и $1/2^+$ в изотонах вблизи $Z = 50$ [23]. В случаях, когда есть соответствующая экспериментальная информация, эти состояния имеют значительные спектроскопические факторы, поэтому они в значительной степени имеют одночастичную природу. Показанные на этом рисунке разности могут служить приблизительной оценкой разности экспериментальных энергий орбит $\nu 1h_{11/2}$ и $\nu 1s_{1/2}$. Они подтверждают предсказания диаграммы рис. 26 по отношению к $\nu 1h_{11/2}$.

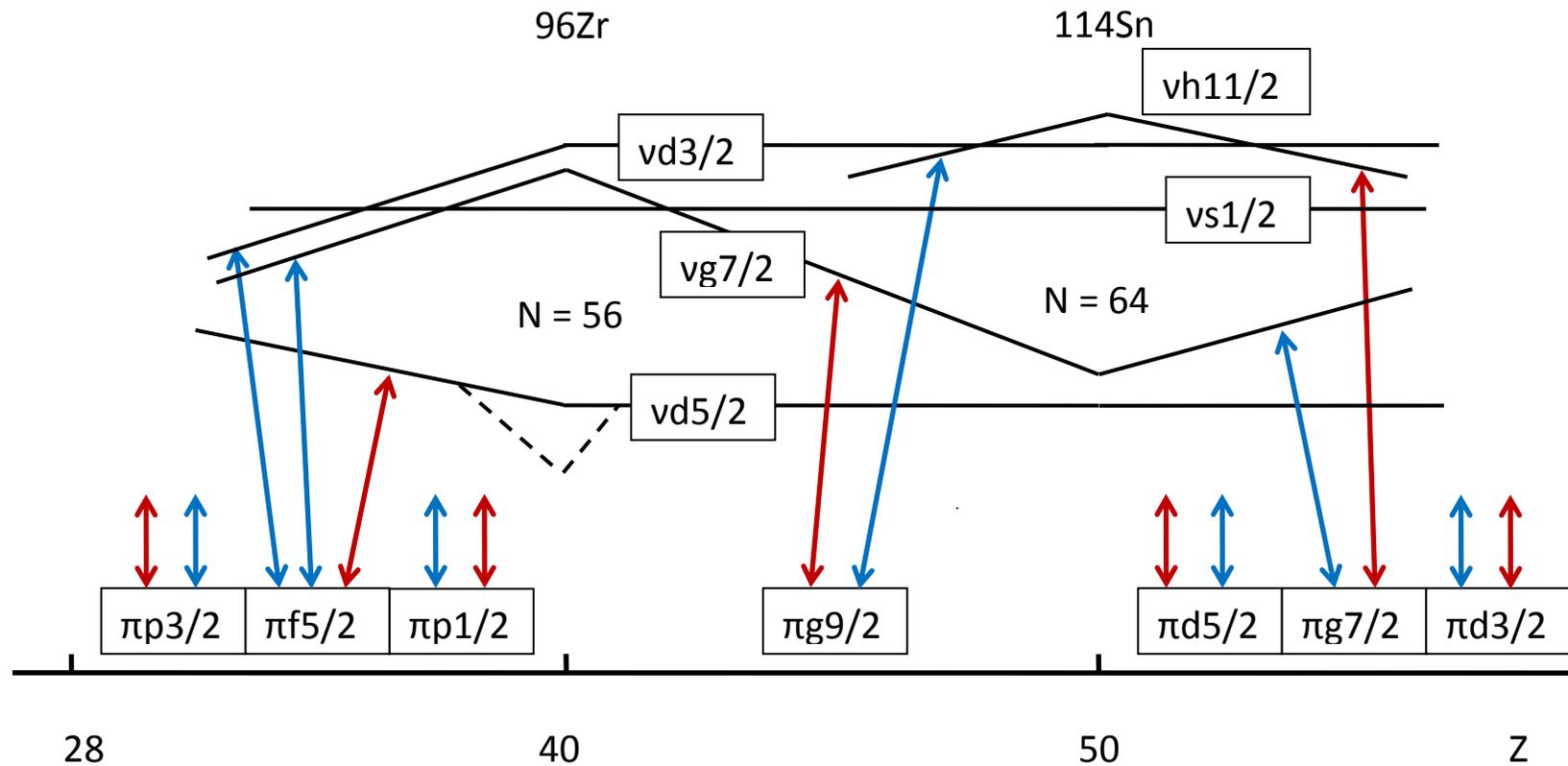


Рис. 26. Энергии нейтронных орбит относительно энергии $\nu 3s_{1/2}$ как функции Z . Красные стрелки означают притяжение протонов и нейтронов, синие стрелки – отталкивание благодаря монопольным протон-нейтронным тензорным силам при $\Delta l = 0$ и 1. Положение орбит при $Z = 40$ и 50 соответствуют результатам расчетов на основании данных срыва и подхвата. Пунктирные линии показывают дополнительное понижение орбиты $\nu 2d_{5/2}$ при $Z = 40$, $N = 56$ благодаря нейтрон-нейтронным силам.

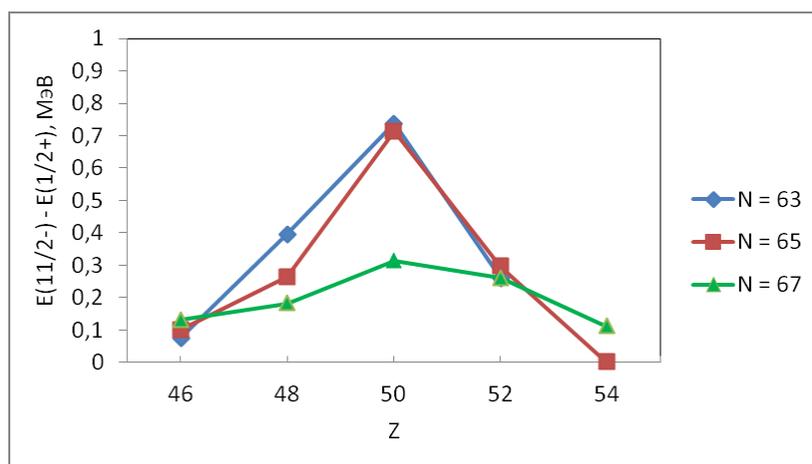


Рис. 27. Разность энергий первых состояний $11/2^-$ и $1/2^+$ в изотонах $N = 63, 65, 67$ вблизи $Z = 50$ как функция Z (эксперимент).

Диаграмма на рис. 26, однако, не воспроизводит экспериментальное относительное положение орбит $\nu 2d_{5/2}$ и $\nu 1g_{7/2}$ в ^{114}Cd , показанное на рис. 25. Заметим, что ^{114}Cd – ядро с незаполненной протонной оболочкой, в отличие от ^{116}Sn . На диаграмме показана эволюция оболочки, определяемая монополярными двухчастичными силами. Разногласия, возможно, связаны с мультипольным эффектом. В ядрах с незаполненной оболочкой мультипольные взаимодействия могут приводить к отклонению от энергий орбит, определяемых монополярным вкладом.

6.4 ^{96}Zr

^{96}Zr является ядром, локально магическим по обоим числам – числу нейтронов и числу протонов, которые составляют в нем чудесную пару $(N, Z) = (56, 40)$. Рассмотрим отдельно нейтронную и протонную структуру этого ядра.

6.4.1 Локальная магичность $N = 56$ в ^{96}Zr

Магичность числа нейтронов 56 в ^{96}Zr находится в соответствии с полученными нами данными об оболочечной структуре этого ядра. В этом ядре орбита $\nu 2d_{5/2}$ заполнена, а между ней и вышерасположенными пустыми орбитами пролегал большой энергетический интервал 2.3 МэВ. Численные характеристики нейтронной структуры ^{96}Zr и других ядер Zr были получены из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата [20].

Рассмотрим сначала изменение энергий нейтронных орбит с изменением N при фиксированном $Z = 40$. Формирование большой щели $N = 56$ с ростом N от 50 до 56 в изотопах Zr происходит так же, как в изотопах Ca с ростом N от 20 до 28 (рис. 15). В ^{90}Zr при $N = 50$ орбита $\nu 2d_{5/2}$ и выше пусты, а нижние орбиты заполнены. При добавлении нейтронов к ^{90}Zr они преимущественно заполняют орбиту $\nu 2d_{5/2}$. С увеличением N по мере заселения $\nu 2d_{5/2}$ положение этой орбиты понижается, энергетическая щель между нею и верхними орбитами растет. В ^{90}Zr щель равна 1.2 МэВ, а в ^{96}Zr орбита $\nu 2d_{5/2}$ заполнена, и щель составляет весьма значительную величину 2.3 МэВ. Этот процесс приводит к замыканию подоболочки $\nu 2d_{5/2}$ в этом ядре и формированию большого максимума $E(2_1^+)$. Таким образом, нейтрон-нейтронное взаимодействие при заполнении одной орбиты играет важную роль в образовании нейтронной магичности ядра ^{96}Zr . Однако с изменением числа протонов Z большая нейтронная щель между $\nu 2d_{5/2}$ и верхними орбитами исчезает. Это означает, что механизм понижения орбиты $\nu 2d_{5/2}$ с ростом N в ядрах $Z \neq 40$ не работает.

Сравнительно большое расстояние 1.2 МэВ между орбитой $\nu 2d_{5/2}$ и верхними орбитами в «стартовом изотопе» ^{90}Zr определяет преимущественное заселение $\nu 2d_{5/2}$ с ростом N . Поэтому вопрос состоит в том, почему в ^{90}Zr ($Z = 40$, $N = 50$) образуется большое расстояние между упомянутыми орбитами в ^{90}Zr по сравнению с ядрами, имеющими $N = 50$ и $Z \neq 40$.

Рассмотрим область $Z < 40$. Определим заполнение протонных орбит при $Z < 40$ и $N = 50 - 56$ с приближением к $Z = 40$. В [36] приведены данные нескольких работ по исследованию реакций срыва протона на ^{90}Zr ; согласно им, заселенность протонной орбиты $1g_{9/2}$ в $^{90}\text{Zr} \sim 0.05 - 0.12$. Заселенность этой же орбиты в ^{96}Zr в реакциях $^{96}\text{Zr}(d, ^3\text{He})$ [37], $^{96}\text{Zr}(t, \alpha)$ [38] экспериментально неотличима от нуля (уровень $9/2^+$ не наблюдался в [37], в [38] сечение перехода на уровень $9/2^+$ мало и спектроскопический фактор не определен). Таким образом, данные реакций подхвата протонов показывают очень малую заселенность протонной орбиты $1g_{9/2}$ в обоих изотопах $^{90}, ^{96}\text{Zr}$, при этом в ^{90}Zr она все же, как можно понять, немного больше, чем в ^{96}Zr .

Из приведенных оценок следует, что по мере увеличения числа протонов при $Z < 40$ с приближением к $Z = 40$ при $N \sim 50 - 56$ заполняются, главным образом, орбиты $\pi 2p_{3/2}$, $\pi 2p_{1/2}$ и $\pi 1f_{5/2}$, а при $Z > 40$ – орбита $\pi 1g_{9/2}$.

Тензорные силы, дающие вклады в монополярные взаимодействия между протонами и нейтронами вблизи $Z = 40$ при $\Delta l = 0$ и 1 , изображены здесь же. Заполнение протонных орбит при $Z < 40$ приводит к понижению орбиты $\nu 2d_{5/2}$ и повышению $\nu 1g_{7/2}$. При $Z = 40$ образуется большая щель между $\nu 2d_{5/2}$ и верхними орбитами.

Далее, с ростом Z при $Z > 40$ заполнение $\pi 1g_{9/2}$ приводит к понижению $\nu 1g_{7/2}$ и уменьшению расстояния между $\nu 2d_{5/2}$ и верхними орбитами (а в итоге и к тесному сближению $\nu 1g_{7/2}$ и $\nu 2d_{5/2}$ при $Z = 50$, что было рассмотрено ранее).

В «стартовом» изотопе ^{90}Zr ($Z = 40$, $N = 50$) расстояние между $\nu 2d_{5/2}$ и верхними орбитами становится наибольшим по сравнению с ядрами с $Z \neq 40$ и $N = 50$. С добавлением нейтронов к ^{90}Zr это относительно большое расстояние приводит к отдельному заполнению и к еще большему понижению положения орбиты $\nu 2d_{5/2}$ и, в итоге, к образованию большой щели 2.3 МэВ при $N = 56$ при заполненной орбите, как описывалось выше. При изменении Z в ядрах $Z \neq 40$ этот процесс исчезает. Возникает локальная магичность числа нейтронов $N = 56$ в ядре ^{96}Zr .

При построении диаграммы мы пренебрегли разностью чисел нейтронов в ^{96}Zr и ^{114}Sn : изменение N в изотопах Zr было рассмотрено выше, в изотопах Sn изменение N не влияет значительно на энергии орбит (см. рис. 24). Для простоты мы изображаем изменения энергий на этой схеме прямыми линиями. Дополнительное понижение орбиты $\nu 2d_{5/2}$, которое возникает только при $Z = 40$ и $N = 50 - 56$ благодаря нейтрон-нейтронным силам условно показано на рис. 26 пунктирными линиями.

Диаграмма рис. 26 находится в согласии с результатами имеющихся расчетов. Понижение энергии орбиты $\nu 1g_{7/2}$ между $Z = 40$ и 50 в ядрах $N = 51$ с образованием щелей $N = 56$ и $N = 64$ было вычислено в рамках оболочечной модели с учетом тензорных сил в [39], причем было показано, что именно тензорные силы приводят к этому понижению.

Таким образом, образование магического числа $N = 56$, которое проявляет себя только в изотопах Zr, – комплексный процесс, в него вовлечены двухчастичные протон-нейтронные и нейтрон-нейтронные силы. Конфигурации протонных и нейтронных орбит вблизи ^{96}Zr указывают на то, что в эволюции нейтронной оболочки с изменением Z значительную роль играют тензорные силы.

6.4.2 Локальная магичность $Z = 40$ в ^{96}Zr

Образование локального максимума $Z = 40$ в ^{96}Zr описывается диаграммой эволюции протонной оболочки при изменении N , аналогичной ранее построенным диаграммам эволюции нейтронных оболочек при изменении Z . Для построения диаграммы следует: 1) учесть данные о расположении протонных орбит и большой протонной щели $Z = 40$ в ^{96}Zr , полученные на основе данных протонного срыва и подхвата [19]; 2) установить порядок заполнения нейтронных орбит в изотопах $Z = 40$ в окрестности $N = 56$; 3) рассмотреть соответствующие экспериментальные нейтрон-протонные монополи и/или тензорные нейтрон-протонные силы. Во

втором пункте мы используем информацию о заполнении преимущественно одной орбиты $\nu 2d_{5/2}$ при $N = 50 - 56$ и $Z = 40$, полученную из согласованных данных срыва и подхвата (рис. 15). Для оценки заполнения нейтронных орбит при $N > 56$ мы использовали данные реакции подхвата нейтронов $^{100}\text{Mo}(p,d)$ [40], которые показывают малую, близкую к нулю заселенность орбиты $1h_{11/2}$ в ^{100}Mo ($Z = 42$, $N = 58$). Этот факт говорит о том, что при $Z = 40$ с ростом N в начале области $N > 56$ заполняются, в основном, нейтронные орбиты $3s_{1/2}$, $1g_{7/2}$ и $2d_{3/2}$.

Диаграмма, описывающая изменение энергий протонных орбит вблизи ^{96}Zr , изображена на рис. 28.

Положение протонных орбит в ^{96}Zr на рис. 28 соответствует энергиям, полученным из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата [19]. Заполнение $\nu 2d_{5/2}$ в ядрах Zr при $N = 50 - 56$ приводит к понижению $\pi 2p_{1/2}$ за счет притягивающего тензорного вклада в монополь $V_{2d_{5/2} 2p_{1/2}}^{\nu\pi}$. При $N > 56$ заполнение $\nu 1g_{7/2}$ приводит к понижению $\pi 1g_{9/2}$ из-за притягивающего вклада тензорных сил в монополь $V_{1g_{9/2} 1g_{7/2}}^{\nu\pi}$. В результате щель $Z = 40$ имеет локальный максимум при $N = 56$.

Предсказываемый этой диаграммой рост щели $Z = 40$ при $N = 50 - 56$ подтверждается энергиями протонных орбит, полученными из экспериментальных данных протонного срыва и подхвата [19]. Они показаны на рис. 29. Согласно им, щель между $\pi 2p_{1/2}$ и $\pi 1g_{9/2}$ увеличивается от ~ 1.5 МэВ в ^{90}Zr до ~ 3.1 МэВ в ^{96}Zr .

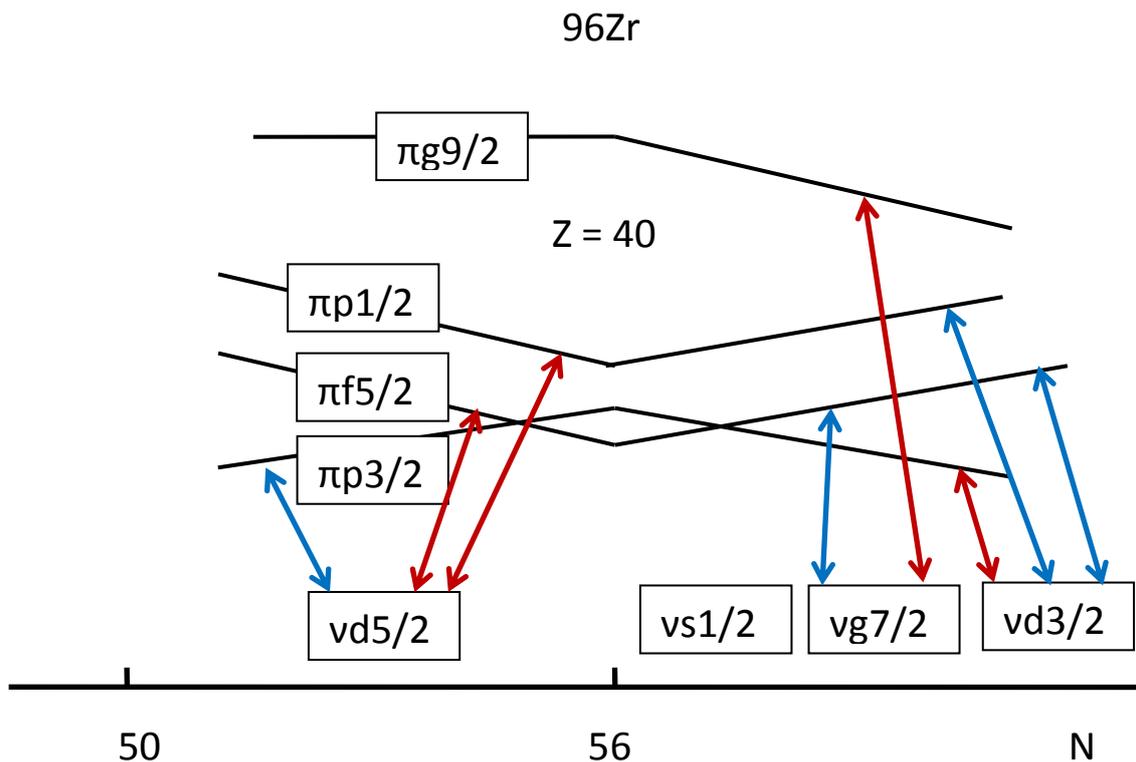


Рис. 28. Эволюция протонной оболочки 28-50 вблизи ^{96}Zr . Энергии при $N = 56$ соответствуют данным срыва и подхвата, изменения энергий определяются тензорными силами $\Delta l = 0, 1$. Красные стрелки означают притяжение протонов и нейтронов, синие стрелки – отталкивание. Энергии показаны относительно $\pi 1g_{9/2}$ при $N = 50 - 56$.

Отметим здесь абсолютно новое, неожиданное и очень красивое явление: синергия нейтронной и протонной структур при образовании магических чисел. В основе лежит связь между интервалами, разделяющими орбиты, и порядком их заполнения. Большая протонная щель $Z = 40$ способствует раздельному заполнению протонных орбит $2p_{3/2}-2p_{3/2}-1f_{5/2}$ и $1g_{9/2}$ при $Z < 40$ и $Z > 40$. Раздельное заполнение протонных орбит $2p_{3/2}-2p_{1/2}-1f_{5/2}$ и $1g_{9/2}$ способствует образованию большой нейтронной щели $N = 56$ при $Z = 40$ благодаря протон-нейтронным силам (рис. 26). Большая нейтронная щель $N = 56$ приводит к заполнению нейтронной орбиты $2d_{5/2}$ отдельно от

других орбит в ядрах $Z = 40$ с ростом N от 50 до 56 (рис. 15). Заполнение нейтронной орбиты $2d_{5/2}$ отдельно от других орбит приводит к увеличению протонной щели $Z = 40$ с ростом N от 50 до 56 благодаря протон-нейтронным силам (рис. 28). Увеличение протонной щели $Z = 40$ еще больше усиливает разделение заполнения протонных орбит $2p_{3/2}-2p_{1/2}-1f_{5/2}$ и $1g_{9/2}$ при $Z < 40$ и $Z > 40$. Круг замкнулся. Мы получаем замкнутый синергетический цикл: образование большой протонной щели $Z = 40$ стимулирует образование большой нейтронной щели $N = 56$, и наоборот.

В итоге нейтронная и протонная подсистемы действуют друг на друга взаимно, приводя к формированию ядра ^{96}Zr , локально магического как по N , так и по Z : $(N, Z) = (56, 40)$. Стоит изменить Z в этой чудесной паре, как исчезает большая щель $N = 56$, и наоборот. Это удивительное явление имеет подтверждение в данных об энергиях возбуждений 2_1^+ , в данных об энергиях отделения и других данных.

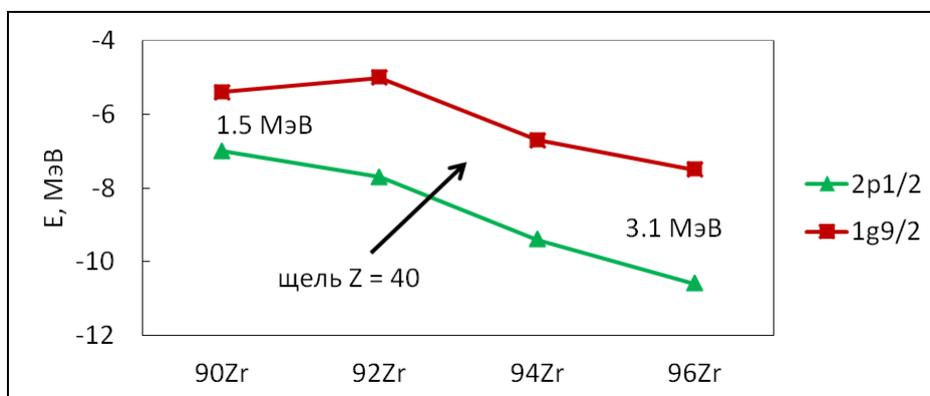


Рис. 29. Энергии протонных орбит $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в изотопах Zr, полученные из данных реакций срыва и подхвата [19].

6.5 Обсуждение

Традиционные магические числа объясняются в оболочечной модели наличием больших энергетических промежутков между ядерными оболочками. В отличие от них, локальные магические ядра, как установлено в настоящей работе, возникают благодаря большим энергетическим промежуткам внутри оболочек, которые образуются и исчезают из-за миграции индивидуальных орбит. Традиционные магические числа могут воспроизводиться в рамках модели оболочек при рассмотрении независимых частиц, движущихся в едином потенциальном поле. В отличие от них, как было показано в настоящей работе, образование локальных магических ядер можно понять, только если рассматривать двухчастичные силы.

Все исследованные локальные магические ядра имеют одинаковую структуру. В каждом случае их особые свойства появляются вследствие образования большой щели внутри нейтронной оболочки при фиксированном Z или внутри протонной оболочки при фиксированном N . Наличие щелей следует из энергий одночастичных орбит, полученных из совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. Если обобщить полученные результаты, то величину щели, начиная с которой происходит замыкание подоболочек и возникает магическое ядро, можно оценить значением около 2 МэВ. Плотность орбит внутри оболочек в ядрах $Z = 20 - 50$ достаточно мала, чтобы щели между орбитами при их определенном положении могли достигать таких значений.

Большие энергетические щели во всех рассмотренных случаях образуются и исчезают в результате определенной эволюции оболочек. Ключевую роль в такой эволюции играют протон-нейтронные силы. Рассмотрим для определенности нейтронные оболочки. Числом протонов Z в каждой чудесной паре (\underline{N}, Z) является магическое $Z = 20, 28, 50$ (а в паре $(\underline{N}, \underline{Z})$ локальное магическое $Z = 40$). Поэтому с изменением Z при переходе через это число меняется набор заполняемых протонных орбит и, соответственно,

радикально меняются силы, действующие со стороны протонов на нейтроны. Принципиально, что в каждом случае набор протонных орбит меняется так, что протон-нейтронные силы приводят сперва к увеличению, а затем к уменьшению расстояния между соответствующими нейтронными орбитами в оболочке, т.е. к максимуму нейтронной щели при этом Z .

Аналогично происходит образование большой локальной протонной щели при изменении N .

Описанный механизм, однако, сам по себе не всегда достаточен для образования большой щели. Он задает тренды изменения энергетических промежутков между нейтронными орбитами и в ряде случаев включает фактор нейтрон-нейтронных сил, усиливающий эти тренды. Так, из-за «достаточно больших» нейтронных щелей, возникших в результате действия протон-нейтронных сил, нейтрон-нейтронное взаимодействие в ходе последовательного заполнения нейтронных орбит дополнительно увеличивает размер соответствующей щели в ^{96}Zr и, по-видимому, в $^{52, 54}\text{Ca}$. С удалением от этих изотопов, т.е. с изменением Z , нейтронные щели уменьшаются за счет протон-нейтронных сил, и, благодаря размыванию заселенностей, механизм дополнительного увеличения щели за счет действия нейтрон-нейтронных сил блокируется. Таким образом, механизм эволюции нейтронных оболочек раскладывается на протон-нейтронную и нейтрон-нейтронную составляющую.

Полученные на основе данных реакций срыва и подхвата значения монополярных протон-нейтронных взаимодействий связывают возникновение и исчезновение локальных магических ядер $^{52, 54}\text{Ca}$, ^{68}Ni . Однако в некоторых случаях полученных данных о монополях недостаточно. В этих случаях мы предположили определяющий вклад тензорных сил в изменение взаимного положения нейтронных орбит с изменением числа протонов и наоборот (т.е. в разницу соответствующих монополей). Если говорить более точно, мы учли отталкивание и притяжение между протонами и нейтронами, соответствующее свойствам тензорных сил. Подобные силы каждый раз

неизменно задают необходимые направления изменения энергий орбит, которые приводят к образованию больших локальных энергетических щелей внутри оболочек в локальных магических ядрах и их исчезновению в соседних ядрах. Отметим, что протон-нейтронные монополи, полученные из эксперимента, и монополи, определяемые тензорными силами, находятся в соответствии друг с другом.

Построенные на этих принципах диаграммы эволюции нейтронных и протонных оболочек на рис. 20, 26 и 28 объясняют, как образуются и исчезают большие щели между орбитами в локальных магических ядрах в области $Z = 20 - 50$. Разные явления оказались связаны между собой: исчезновение магичности $^{52,54}\text{Ca}$ ведет к возникновению магичности ^{68}Ni , исчезновение магичности ^{96}Zr ведет к возникновению магичности ^{114}Sn .

Важно, что приведенное в настоящей работе объяснение локальных магических ядер основывается на реалистической информации об энергиях и заполнении орбит, полученной из анализа экспериментальных данных реакций срыва и подхвата и данных о спинах-четностях ядерных уровней.

На всех диаграммах для описания щелей достаточно учесть наиболее сильные вклады тензорных сил при разнице моментов $\Delta l = 0$ и 1. Это говорит об устойчивом и сильном эффекте образования щелей благодаря тензорным силам.

Ключевая роль тензорных сил в эволюции оболочек выглядит воистину «магической», если учесть, что их вклад в монополярные взаимодействия обычно не превышает 20%. Однако для изменения энергетических расстояний между орбитами важны только разности монополярных взаимодействий. Вклад тензорных сил в эту разницу может быть решающим, если при вычитании монополей вклады остальных составляющих значительно компенсируют друг друга. В данной работе используется такое приближение.

Решающая роль тензорных сил в эволюции нуклонных оболочек была предположена в работе [32]. В указанной работе представлены различные

тензорные потенциалы и проведены расчеты с использованием π - ρ -мезон-обменного тензорного потенциала. В [32] показаны изменения энергий некоторых нейтронных или протонных орбит, вызванные тензорными π - ρ силами с изменением, соответственно, Z или N . Согласие с экспериментальными данными весьма хорошее. Эффекты при разнице орбитальных моментов нейтрона и протона $\Delta l = 0$ и 1 сравнимы между собой и сильнее, чем для $\Delta l = 2$. Тем не менее, эффект при $\Delta l = 2$ ненулевой. Эти наблюдения согласуются с данными настоящей работы.

На интуитивном уровне притяжение протона $j_>$ и нейтрона $j_<$ (и наоборот) посредством тензорных сил в ядре объясняется следующим образом. Взаимодействие протона и нейтрона более сильное, если спины s направлены в одну сторону. В этом случае, если взаимная ориентация l и s разная у двух нуклонов, они имеют разные направления l , т.е. вращаются навстречу друг другу. Этому соответствует большой относительный момент L и вытянутая форма волновой функции относительного движения, т.е. «расположение» протона и нейтрона один за другим вдоль одной линии. Это воспроизводит структуру дейтрона, протон и нейтрон притягиваются. В альтернативном случае, если взаимная ориентация l и s одинаковая у обоих нуклонов, они имеют одинаковые направления l , величина L мала, волновая функции относительного движения имеет широкое распределение, протон и нейтрон расположены «бок о бок» друг с другом и отталкиваются [32]. Система «протон – нейтрон» в такой конфигурации является, как показывает опыт, несвязанной. Известный пример тензорных сил – взаимодействие двух магнитов. Если два магнита имеют одинаковое направление полюсов и расположены друг за другом, они притягиваются. Если они расположены рядом – отталкиваются. Таким образом, рассматриваемые тензорные силы родственны тем, что действуют в дейтроне.

Работа [32] инициировала большое количество исследований роли различных компонентов монополярных взаимодействий (т.е. центральных, спин-орбитальных и тензорных) в эволюции оболочек. Согласно имеющимся

теоретическим оценкам, вклад тензорных сил в изменение величины спин-орбитального расщепления при $\Delta l = 0$ и 1 доминирующий в рамках определенных потенциалов взаимодействия. Для случаев $\Delta l = 0$ см., к примеру, [41], для случая $\Delta l = 1$ – [42]. Если $\Delta l = 2$, то вклад тензорных сил в изменение спин-орбитального расщепления гораздо меньше, чем при $\Delta l = 0$. Разность суммарных монополей с учетом всех составляющих при $\Delta l = 2$ также меньше, чем при $\Delta l = 0$ (см., к примеру, [43]). Таким образом, имеющиеся теоретические оценки находятся в соответствии с настоящей работой.

В итоге проведенного исследования мы приходим к схеме оболочек, изображенной на рис. 30. Эта схема развивает традиционную схему. На ней показано положение орбит относительно друг друга в нейтронных оболочках ядер, относящихся к соответствующей области.

Важно, что традиционная схема не отменяется новой, она становится более полной. Оболочки оказались изменчивы, они эволюционируют с изменением Z определенным образом. Согласно новой схеме, магические числа возникают не только между оболочками, но и внутри оболочек. Благодаря миграции орбит, внутри оболочек могут возникать некоторые пустоты, т.е. локальные большие щели. Им соответствует новый тип ядер – локальные магические ядра. Замечательно, что движущими силами эволюции оболочек являются тензорные нейтрон-протонные силы – те самые, которые в значительной мере ответственны за существование дейтрона – единственной известной связанной системы двух нуклонов. На схеме показаны основные черты этой эволюции.

При построении оболочечной модели все реальные взаимодействия нуклона с остальными нуклонами ядра заменялись единым силовым полем. Соответствующий этому полю потенциал $V(r)$ подбирался так, чтобы получить большие энергетические щели в структуре ядер с известными на тот момент магическими числами протонов или нейтронов. Однако новые ядра – локальные магические – невозможно объяснить, если заменить все

различные взаимодействия единым полем. Как показано выше, это можно сделать, только если прямо учитывать наиболее сильные взаимодействия между нуклонами с определенными квантовыми числами. Поэтому схема оболочек на рис. 30 по отношению к традиционной схеме есть следующий уровень точности в описании оболочечной структуры ядер.

В настоящей работе предсказано возникновение магических чисел нейтронов 32 и 34 в области ядер $Z \sim 40$. Эти предсказания косвенно подтверждаются имеющимися данными по $E(2_1^+)$. Для более прямого подтверждения необходимо экспериментальное измерение энергии $E(2_1^+)$ в ^{70}Kr .

Проведенное в данной работе исследование – первый, определяющий шаг в изучении локальных магических ядер. В будущем следует уточнить детали и расширить область анализа. Однако уже теперь ясно, что вновь обнаруженные ядра – весьма нерядовое явление, оно создает новое представление об оболочечной структуре атомных ядер.

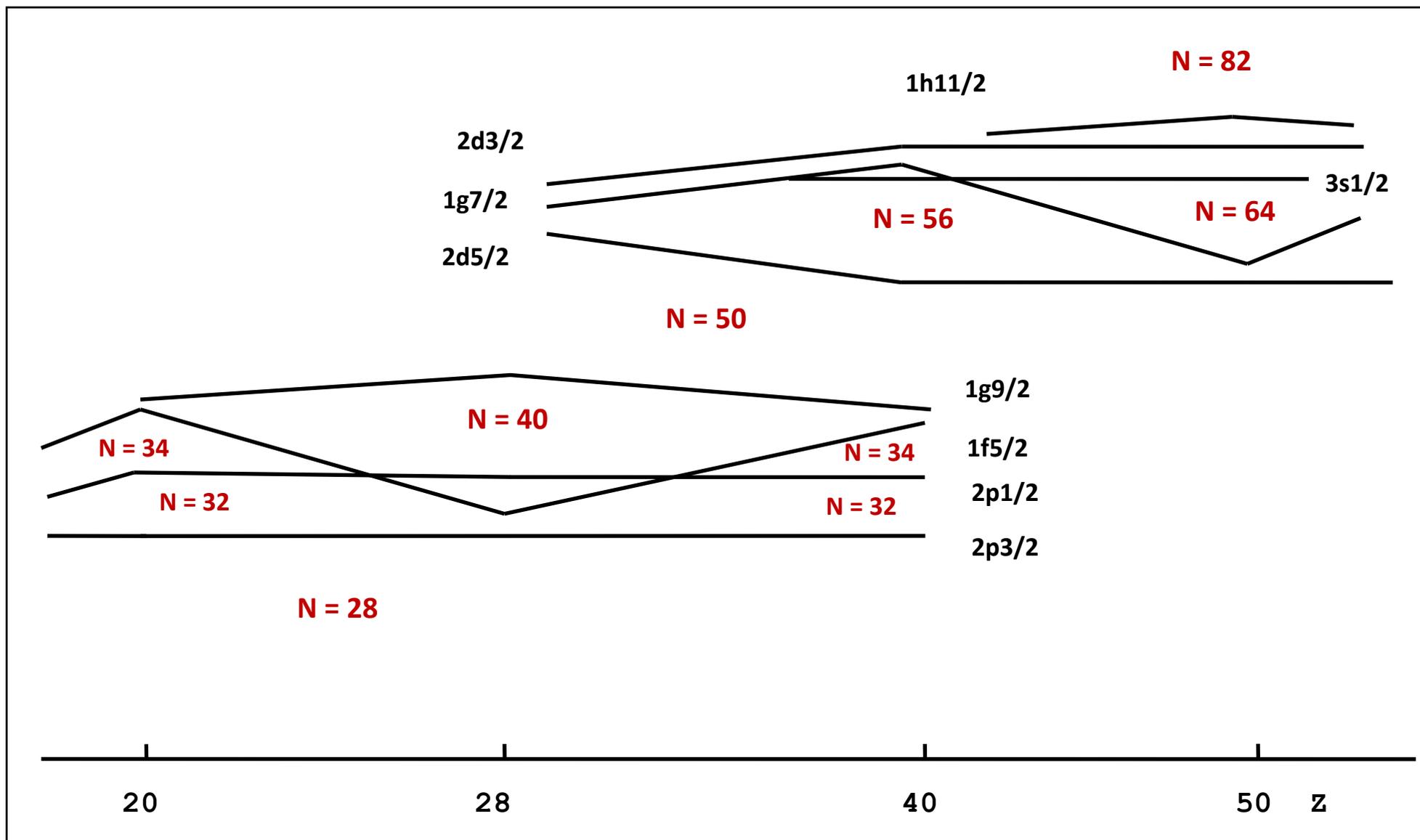


Рис. 30. Добро пожаловать в новый магический мир!

7. Результаты

1. Показано существование нового класса атомных ядер, названного локальные магические ядра. Они обладают теми же наблюдаемыми особыми свойствами, что и традиционные магические ядра, однако, в отличие от последних, не составляют цепи магических изотопов или изотонов и проявляют себя при новых магических числах. Новые ядра обнаружены нами на основе анализа энергий первых возбужденных состояний 2^+ и данных об энергиях отделения нуклонов. К локальным магическим ядрам относятся $^{52,54}\text{Ca}$, ^{68}Ni , ^{96}Zr , ^{114}Sn в области анализа $Z = 20 - 50$. Для классификации новых явлений мы используем «чудесные пары» чисел $(N, Z) = (\underline{32}, 20)$, $(\underline{34}, 20)$, $(\underline{40}, 28)$, $(\underline{56}, \underline{40})$, $(\underline{64}, 50)$. Подчеркивание отмечает число нуклонов, теряющее магичность в любой другой паре.

2. Представлены и проанализированы результаты вычислений заселенностей и энергий нейтронных орбит в ядрах $Z = 20 - 50$, проведенных методом совместного анализа данных реакций срыва и подхвата. Обнаружены два типа заселения нейтронных орбит изотопов при увеличении числа нейтронов N . Вычислены значения монопольных двухчастичных матричных элементов. Показана адекватность монопольного описания.

3. Обнаружено, что свойства локальных магических ядер возникают благодаря одномоментному образованию больших энергетических промежутков (щелей) внутри ядерных оболочек из-за миграции индивидуальных орбит. Это их существенно отличает от традиционных магических ядер, чьи свойства возникают благодаря большим щелям между оболочками. Построены диаграммы эволюции оболочек, которые объясняют образование и исчезновение больших щелей внутри оболочек. Максимум каждой щели приходится на локальное магическое ядро.

4. Эволюция оболочек происходит благодаря определенным нуклон-нуклонным силам. Решающий вклад в изменение нейтронных (протонных) энергетических щелей с изменением Z (N) вносят тензорные протон-

нейтронные силы. В исследованных процессах важную роль играют также нейтрон-нейтронные силы.

5. Предсказаны нейтронные магические числа 32 и 34 в ядрах в области $Z \sim 40$.

6. Построена схема эволюционирующих ядерных оболочек, являющаяся продолжением традиционной схемы Гепперт-Майер – Йенсена.

Автор благодарен руководителю Отдела ЭПВАЯ НИИЯФ МГУ проф. Б.С. Ишханову за неизменную поддержку работ по данной теме.

Автор благодарен уважаемым соавторам опубликованных работ: проф. Б.С. Ишханову, проф. И.М. Капитонову, проф. В.В. Варламову, О.В. Беспаловой, Т.И. Спасской, Е.В. Нартовой, А.В. Изотовой, С.Ю. Комарову. Особую признательность автора вызывает вклад проф. Е.А. Романовского в эти работы.

Автор благодарен Оливье Сорлину (GANIL) за обсуждение некоторых вопросов, затронутых в статье.

Литература

1. M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev. 74 (1948) 235.
2. M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev. 75 (1949) 1969.
3. O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess, Phys. Rev. 75 (1949) 1766.
4. M. Belleguic, M.J. Lopez-Jimenez, M. Stanoiu и др. Nucl. Phys. A 682 (2001) 136.
5. A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki и др. Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5493.
6. S. M. Lukyanov, Yu. E. Penionzhkevich, Phys. At. Nucl. 67 (2004) 1627
7. A.G.Artukh, V.V.Avdeichikov, L.P.Chelnokov и др. Phys. Lett. 32B (1970) 43.
8. M. Langevin, E. Quiniou, M. Bernas и др. Phys. Lett. 150B (1985) 71.
9. D. Guillemaud-Mueller, J.C. Jacmart, E. Kashy и др. Phys. Rev. C41 (1990) 937.
10. O. Tarasov, R. Allatt, J.C. Angelique и др. Phys. Lett. B409 (1997) 64.

11. I.N. Boboshin, V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, Nucl. Phys. A496 (1989) 93.
12. O.V. Beshpalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov и др. Phys. At. Nucl. 68 (2005) 191.
13. I.N. Boboshin, V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. 55 (1991) 148.
14. O.V. Beshpalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov и др. Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 69 (2005) 1883.
15. O.V. Beshpalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov и др. Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 69 (2005) 137.
16. O.V. Beshpalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov и др. Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 74 (2010) 542.
17. I.N. Boboshin, S.Yu. Komarov, Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 73 (2009) 1446.
18. O.V. Beshpalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov и др. Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 70 (2006) 798.
19. I.N. Boboshin, B.S. Ishkhanov, V.V. Varlamov, Phys. At. Nucl. 67 (2004) 1846.
20. O.V. Beshpalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov и др. Phys. At. Nucl. 69 (2006) 796.
21. И.Н. Бобошин, готовится к публикации.
22. J. P. Schiffer, S. J. Freeman, J.A. Clark и др. Phys. Rev. Lett. 100 (2008) 112501.
23. ENSDF data base (<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>).
24. D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi и др. Nature (London) 502 (2013) 207.
25. I. Angeli, Yu.P. Gangrsky, K.P. Marinova и др. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 36 (2009) 085102.
26. M. Wang, G. Audi, F.G. Kondev и др. Chin. Phys. C41 (2017) 030003.
27. O. Sorlin, M.-G. Porquet, Phys. Scr. T152 (2013) 014003.
28. O. Sorlin, M. -G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. 61 (2008) 602.
29. И.Н. Бобошин, дисс. докт. физ.-мат. наук, Москва, 2010.
30. B. Zeidman and J. A. Nolen, Jr, Phys. Rev. C 18, (1978) 2122, F. Ajzenberg-Selove, R. E. Brown, E. R. Flynn, J. W. Sunier, Phys. Rev. 24 (1981) 1762.
31. O. Sorlin, S. Leenhardt, C. Donzaud и др. Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 092501.
32. T. Otsuka, T. Suzuki, R. Fujimoto и др. Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 232502.
33. R. C. Diehl, B. L. Cohen, R. A. Moyer, L. H. Goldman, Phys. Rev. C1 (1970) 2086.
34. M. Conjeaud. S. Harar, Nucl. Phys. A215 (1973) 383.
35. R.L. Auble. J.B. Ball. C.B. Fulmer, Nucl. Phys. A116 (1968) 14.

36. K. Bharuth-Ram, A. C. Bawa, W. R. McMurray, Phys. Rev. C36 (1987) 1749.
37. B.M. Freedom, E. Newman, J.C. Hiebert, Phys. Rev. 166 (1968) 1156.
38. E.R.Flynn, R.E.Brown, F.Ajzenberg-Selove, J.A.Cizewski, Phys. Rev. C28 (1983) 575.
39. T. Otsuka, T. Suzuki, M. Honma и др. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 012501.
40. S. Hirowatari, Syafarudin, Aramaki и др. Nucl. Phys. A 714 (2003) 3.
41. N.A. Smirnova, K. Heyde, B. Bally и др. Phys. Rev. C86 (2012) 034314.
42. N.A. Smirnova, B. Bally, K. Heyde и др. Phys. Lett. B 686 (2010) 109.
43. X.B. Wang, G.X. Dong, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 42 (2015) 125101.

Оглавление

1. Введение	3
2. Метод расчета характеристик оболочечной структуры	9
3. Локальные магические ядра	12
4. Заполнение нейтронных орбит в ядрах $Z = 20 - 50$	25
5. Энергии орбит	33
6. Эволюция оболочечной структуры вблизи локальных магических ядер ..	42
7. Результаты	78
8. Литература	79
9. Оглавление	82

Игорь Николаевич Бобошин

ЛОКАЛЬНЫЕ МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА

Препринт НИИЯФ МГУ № 2018-1/892

Работа поступила в ОНИ 09.02.2018