

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА**

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

И.Н.Бобошин, С.Ю.Комаров

**ПАРАМЕТРЫ ОДНОЧАСТИЧНОЙ СТРУКТУРЫ
ИЗОТОПОВ ^{64, 66, 68, 70}Zn**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2009–6/850

Москва, 2009 г.

УДК 002.63: 539.17: 681.3

И.Н.Бобошин, С.Ю.Комаров

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

ПАРАМЕТРЫ ОДНОЧАСТИЧНОЙ СТРУКТУРЫ

ИЗОТОПОВ $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$

Препринт НИИЯФ МГУ № 2009–6/850

Аннотация

Заселенности и энергии нейтронных подболочек $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$ и протонных подболочек $^{64, 66, 68}\text{Zn}$ определены на основе совместного анализа данных реакций срыва и подхвата и данных о спинах-четностях ядерных состояний. Анализ полученных параметров позволил найти особенности заполнения нуклонных подболочек указанных ядер. Показана связь найденных особенностей с имеющимися данными о первых возбужденных состояниях 2^+ и деформациях в этой области ядер.

I.N. Boboshin, S.Yu. Komarov

PARAMETERS OF THE $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$ SINGLE-PARTICLE STRUCTURE

Preprint MSU SINP N 2009–6/850

Abstract

Occupancies and energies of the $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$ neutron subshells and of the $^{64, 66, 68}\text{Zn}$ proton subshells were obtained from the stripping, pickup reactions and spin-parity data joint analysis. Features of the subshell filling in mentioned nuclei were found. The relation between found features and available data on the first 2^+ state energies and deformations of nuclei in this area is shown.

ВВЕДЕНИЕ

В рамках оболочечной модели ядра большое значение имеют параметры структуры – вероятности заполнения и энергии отдельных подоболочек. Надежная информация об оболочечной структуре ядер может быть получена из реакций однонуклонной передачи - реакций срыва и подхвата нуклонов. Однако в данных экспериментов этого типа могут существовать значительные систематические ошибки, снижающие ценность и информативность данных. Основными их источниками являются неточность абсолютной нормировки спектроскопических сил ядерных состояний и неоднозначность определения полного момента j переданного нуклона. В работах [1, 2] предложен метод совместного анализа данных реакций срыва и подхвата, позволяющий уменьшить влияние систематических ошибок на расчеты параметров подоболочек. Суть метода состоит в том, что данные реакций срыва и подхвата, а также данные о спинах и четностях приводятся в соответствие друг другу на основе перенормировки спектроскопических сил, модельно-независимых правил сумм и учета всех возможных значений переданного момента j .

Метод [1, 2] заключается во взаимной корректировке исходных данных экспериментов двух типов с тем, чтобы выполнялись следующие соотношения:

$$S_{nlj}^+ + S_{nlj}^- = 2j + 1 \quad (1)$$

для подоболочек, ближайших к энергии Ферми, данные для которых представлены с максимальной полнотой;

$$S_{nlj}^+ + S_{nlj}^- \leq 2j + 1 \quad (2)$$

для остальных подоболочек;

$$\left| \sum_{nlj} S_{nlj}^- - \sum_{nlj} S_{nlj}^+ - N \right| \rightarrow 0 \quad (3)$$

для всех подболочек. В соотношениях (1) – (3) использованы следующие обозначения:

S_{nlj}^{\mp} - суммы индивидуальных спектроскопических сил состояний, надстрочные символы «+» и «-» обозначают срыв и подхват нуклона соответственно, суммирование в соотношении (3) проводится по валентной и верхним подболочкам в первой сумме и нижним подболочкам во второй, а N – число протонов или нейтронов на валентной подболочке согласно оболочечной модели без смешивания конфигураций. Смысл выражения (3) состоит в условии сохранения полного количества нуклонов в ядре. Спектроскопические силы с точностью до коэффициентов равны спектроскопическим факторам состояний.

Для того, чтобы удовлетворить всем оговоренным условиям, вводится новая нормировка спектроскопических сил состояний

$$S_{nlj}^{+}(E_x) \rightarrow n^{+} S_{nlj}^{+}(E_x), S_{nlj}^{-}(E_x) \rightarrow n^{-} S_{nlj}^{-}(E_x) \quad (4)$$

и используется вся доступная информация о значениях спинов-четностей конечных состояний. Учитываются все возможные варианты спинов для состояний с неизвестными значениями J . Это позволяет определить реалистичные интервалы изменений нормировочных множителей n^{+} и n^{-} в соотношении (4) и взаимосогласованные значения спектроскопических сил $n^{+} S_{nlj}^{+}(E_x)$ и $n^{-} S_{nlj}^{-}(E_x)$.

Взаимосогласованные спектроскопические силы используются для определения энергий подболочек

$$-E_{nlj} = (1 - N_{nlj})[B(A + 1) - e_{nlj}^{+}] + N_{nlj}[B(A) + e_{nlj}^{-}] \quad (5)$$

и их заселенностей

$$N_{nlj} = \frac{[n^{-} S_{nlj}^{-} + (2j + 1 - n^{+} S_{nlj}^{+})]}{2(2j + 1)}, \quad (6)$$

где $B(A)$, $B(A+1)$ – энергии отделения соответствующего нуклона в ядре-мишени и соседнем ядре, а e_{nlj}^+ , e_{nlj}^- – центроиды распределений спектроскопических сил.

С помощью вышеописанного метода были получены параметры оболочечной структуры – энергии и числа заполнения нейтронных и протонных подоболочек ядер $^{40,42,44,46,48}\text{Ca}$, $^{46,48,50}\text{Ti}$, $^{50,52,54}\text{Cr}$, $^{54,56,58}\text{Fe}$, $^{58,60,62,64}\text{Ni}$, $^{84,86,88}\text{Sr}$, $^{90,92,94,96}\text{Zr}$, $^{112, 116,118,120, 124}\text{Sn}$ [1-5 и др.]. В [6] описана проведенная модернизация программной части метода. Данная статья посвящена анализу новых данных об оболочечной нейтронной и протонной структурах ядер $^{64,66,68,70}\text{Zn}$. При анализе учтены данные, опубликованные до марта 2008 г.

НЕЙТРОННЫЕ ПОДОБОЛОЧКИ В ЯДРАХ $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$

В табл. 1 приведены полученные в настоящей работе заселенности N_{nlj} и энергии $-E_{nlj}$ нейтронных подоболочек четно-четных ядер $^{64-70}\text{Zn}$ (см. формулы (6) и (5)). Энергетические положения подоболочек и числа нуклонов $N_{nlj}' = N_{nlj} \times (2j+1)$ на них представлены на рис. 1. Расчеты параметров оболочечной структуры выполнены на основе спектроскопических данных по энергиям, и спектроскопическим силам реакций подхвата и срыва $^{64}\text{Zn}(p,d)$, $(pol\ p,d)$ [7, 8], $^{64}\text{Zn}(^3\text{He},\alpha)$ [9, 10], $^{64}\text{Zn}(d,p)$ [11], $^{66}\text{Zn}(^3\text{He},\alpha)$ [12], $^{66}\text{Zn}(d,p)$ [11, 13, 14], $^{68}\text{Zn}(^3\text{He},\alpha)$ [10, 15], $^{68}\text{Zn}(d,t)$, $(pol\ d,t)$ [16, 17], $^{68}\text{Zn}(d,p)$, $(pol\ d,p)$ [11, 18, 19], $^{70}\text{Zn}(^3\text{He}, \alpha)$ [10, 15], $^{70}\text{Zn}(d,p)$ [11]. Для выбора источников данных и для определения спинов и четностей ядерных состояний в настоящей работе использовалась база данных ENSDF [20]. Кроме того, проводился анализ более поздних публикаций, не вошедших в ENSDF. Неопределенности величин, представленных в табл. 1, составляют в среднем $\sim 10\%$.

Из-за высокой энергии подоболочки $1g_{9/2}$ в ^{64}Zn суммы спектроскопических сил для нее оказываются неполными, и правила сумм для спектроскопических сил с $l = 4$ и $j = 9/2$ выполняются с точностью не выше 18%. Поэтому формула (6) не может быть

использована для определения заселенности этой подболочки. Заселенность $1g_{9/2}$ в ядре ^{64}Zn оценивается равной нулю вследствие отсутствия переходов на состояния $9/2^+$ в реакциях подхвата [7-10]. В целом эти данные достаточно полные: максимальная энергия возбуждения составляет 7.3 МэВ, а спектроскопические силы получены с точностью до 10^{-2} . Данные об энергии подболочки $1g_{9/2}$ в ^{64}Zn оцениваются по формуле (5) исходя из нулевой заселенности и значений центра тяжести состояний $9/2^+$ в реакциях срыва. Аналогично получены параметры подболочки $3s_{1/2}$ этого ядра.

Таблица 1. Заселенности N_{nlj} (сверху) и энергии $-E_{nlj}$ (снизу, МэВ) нейтронных подболочек изотопов Zn.

	^{64}Zn	^{66}Zn	^{68}Zn	^{70}Zn
$2p_{3/2}$	0.64	0.69	x	0.81
	11.1	10.7	x	9.6
$1f_{5/2}$	0.48	0.49	0.79	0.90
	10.0	9.4	10.2	9.8
$2p_{1/2}$	0.22	0.30	0.41	0.38
	8.8	8.4	8.3	7.1
$1g_{9/2}$	0	0.11	0.07	0.19
	6.9	7.0	6.3	6.4
$3s_{1/2}$	0	x	x	x
	3.7	x	x	x

Числа заполнения нейтронных подболочек ядер $^{64}, ^{66}, ^{68}, ^{70}\text{Zn}$ (табл. 1, рис. 1) свидетельствуют о сильном смешивании одночастичных состояний. Оно выражается в плавном спаде заселенностей при уменьшении глубины расположения подболочек, т.е. в «размазывании» распределения последних нуклонов по нескольким

подболочкам. Так, например, числа нуклонов на подболочках $2p_{3/2}$ и $1f_{5/2}$ в ядрах ^{64}Zn и ^{66}Zn приблизительно равны друг к другу. Особым образом сильное смешивание проявляет себя в динамике заселения нейтронами подболочек в изотопах Zn при увеличении числа нейтронов. Каждый последующий четно-четный изотоп отличается от предыдущего

двумя дополнительными нейтронами. Данные, представленные в табл. 1 и на рис. 1, показывают, что пара добавленных нейтронов в среднем распределяется по нескольким

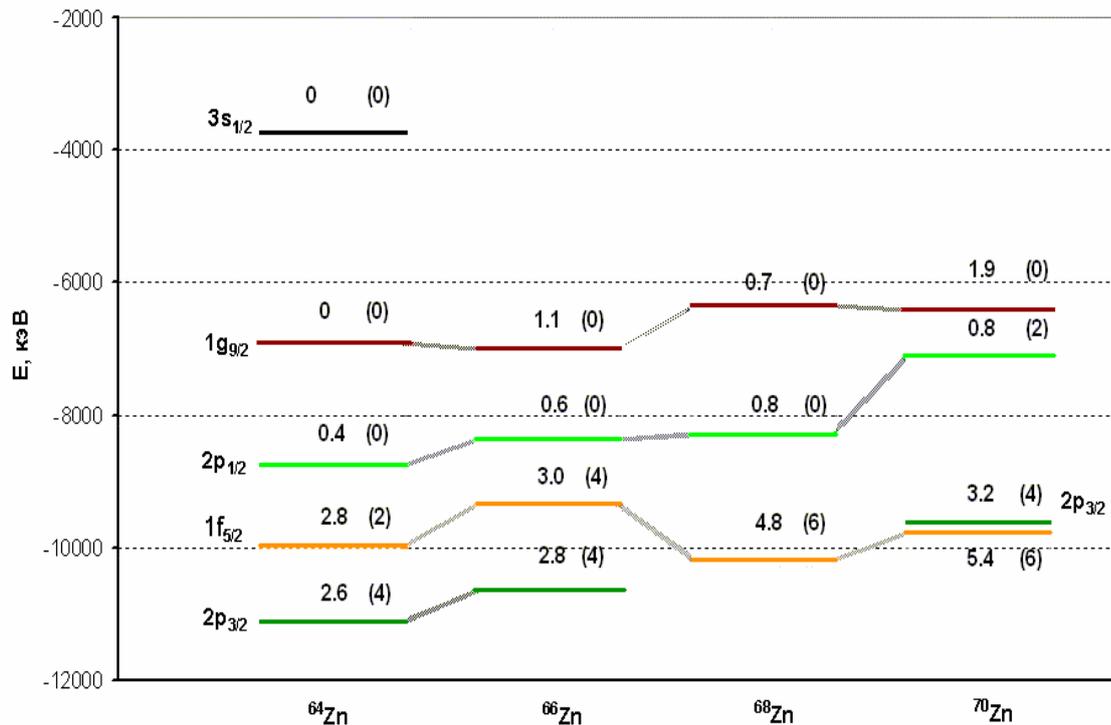


Рис. 1. Энергетические положения нейтронных подоболочек изотопов $^{64}, ^{66}, ^{68}, ^{70}\text{Zn}$ (кэВ). Над или под изображениями подоболочек указаны числа нейтронов на них, полученные в настоящей работе. Рядом в круглых скобках – числа нейтронов согласно оболочечной модели без смешивания конфигураций.

верхним подоболочкам приблизительно равномерно. Можно сказать, что заполнение подоболочек в таких случаях происходит параллельно. Подобный эффект сильного смешивания состояний на основе данных реакций срыва и подхвата был ранее обнаружен при исследовании нейтронных подоболочек ядер $^{58, 60, 62, 64}\text{Ni}$ [21]. Следствием такого рода заполнения подоболочек в обоих случаях является необычная последовательность спинов основных состояний нечетных изотопов [21]. Спины – четности основных состояний ядер $^{63, 65, 67, 69}\text{Zn}$ равны $3/2^-, 5/2^-, 5/2^-, 1/2^-$ соответственно. Таким образом, найденная ранее [21] для изотопов Ni особенность заполнения нейтронных подоболочек характерна и для ядер Zn.

Особый интерес представляют данные о заселении нейтронами подболочки $1g_{9/2}$ в исследуемых изотопах Zn. По мере увеличения числа нейтронов в изотопах число нейтронов на этой подболочке также постепенно увеличивается. Из данных табл. 1 следует, что в ^{64}Zn эта подболочка пуста, а в ^{70}Zn на ней находится почти 2 нейтрона. Заметим, что, согласно оболочечной модели без учета эффектов спаривания и других остаточных взаимодействий, во всех рассмотренных ядрах заселенность подболочки $1g_{9/2}$ должна быть равна нулю.

Таблица 2. Энергии E (МэВ) и спектроскопические силы S состояний с $l = 4$, $J^\pi = 9/2^+$ в реакциях подхвата нейтрона.

	^{63}Zn [7, 8, 9, 10]	^{65}Zn [12]	^{67}Zn [17, 15]	^{69}Zn [36, 15]
E	нет	1.07	0.61	0.44
S	нет	0.65	0.57 – 0.96	1.6 – 2.0

Интенсивное заполнение подболочки $1g_{9/2}$ в изотопах Zn при росте N , представленное в табл.1 и на рис.1, прослеживается на качественном уровне при анализе данных реакций подхвата. В табл. 2

представлены конечные состояния с $J^\pi = 9/2^+$ реакций подхвата нейтрона, имеющие орбитальный момент $l = 4$, в ядрах $^{63}, ^{65}, ^{67}, ^{69}\text{Zn}$. Видно, что в ^{63}Zn таких переходов не зафиксировано, они появляются в ^{65}Zn и более тяжелых изотопах, и спектроскопическая сила состояний достигает своего максимума в ^{69}Zn . Энергии состояний последовательно снижаются. У ядра ^{65}Zn , в дополнение к указанному в табл. 2, есть еще 5 состояний с $l = 4$, чему соответствует скачок величины заселенностей $1g_{9/2}$ при переходе от ^{64}Zn к ^{66}Zn (см. табл. 1).

Большое значение имеют энергии одночастичных состояний. Полученные результаты подтверждают наличие значительной ~ 3.2 МэВ энергетической щели между подболочками $1g_{9/2}$ и $3s_{1/2}$ в изотопе ^{64}Zn , соответствующей магическому числу $N = 50$. Подболочки внутри оболочки $N = 29 - 50$ в изотопах Zn расположены в диапазоне

шириной ~ 5 МэВ, при этом взаимное энергетическое расположение различных подболочек изменяется с изменением числа N нейтронов в изотопе (см. рис. 1).

Эволюция оболочечной структуры позволяет объяснить некоторые наблюдаемые свойства ядер Ni и Zn. В работе [22] отмечено, что энергии первых возбужденных состояний 2^+ в ядрах в окрестности ^{68}Ni имеют ясно выраженную особенность (см. рис. 2 [22]): в ядре ^{68}Ni имеется значительный максимум, в то время как в других ядрах при $N = 40$ максимума нет. На основании этого наблюдения ядро ^{68}Ni отнесено к неклассическим магическим ядрам с парой $(Z, N) = (28, 40)$ [22]. Полученные в настоящей работе результаты согласуются с вышеперечисленными фактами и проясняют механизм исчезновения магичности числа $N = 40$ в изотопах Zn. Его суть состоит в повышении энергетического положения нейтронной подболочки $2p_{1/2}$ относительно соседних подболочек при увеличении N , что приводит к значительному уменьшению энергетической щели между $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$. Эта щель составляет около 0.7 МэВ в ядре ^{70}Zn . Вкупе с большой заселенностью нейтронной подболочки $1g_{9/2}$ в ядре ^{70}Zn обнаруженный

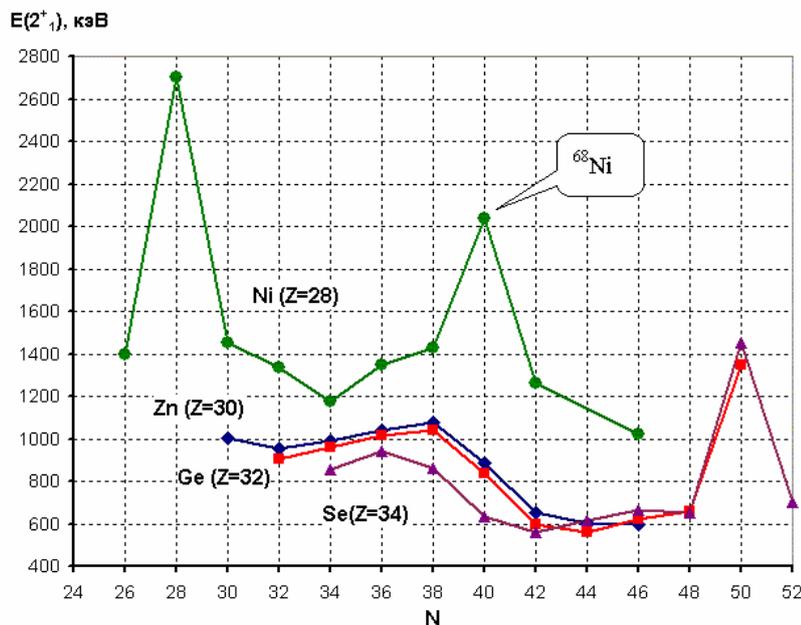


Рис. 2 [22]. Энергии первых возбужденных состояний 2^+ четно-четных изотопов Ni, Zn, Ge, Se.

эффект приводит к тому, что $N = 40$ не является магическим числом для изотопов Zn.

Максимумы энергий $E(2^+)$ в рассматриваемых случаях соответствуют минимумам параметров деформации β_2 [23]. В изотопах Ni минимум β_2 достигается при $N = 40$. В изотопах Zn при $N = 40$

минимум отсутствует: значения β_2 для $^{64}, ^{66}, ^{68}, ^{70}\text{Zn}$ равны 0.230, 0.218, 0.205, 0.228 соответственно. Небольшие максимум $E(2^+_1)$ и минимум β_2 достигаются в ядре ^{68}Zn . Сказанное соответствует особенностям заполнения подболочек в ядрах Zn. В четно-четных изотопах Ge, Se и других ядер с большими Z минимум параметра деформации при $N = 40$ также отсутствует.

В работе [21] с использованием метода совместного анализа данных реакций срыва и подхвата [1, 2] определены значения энергий E_{nlj} для изотопов $^{58,60,62,64}\text{Ni}$. В работе [24] проведена экстраполяция полученных величин E_{nlj} из области стабильных изотопов Ni на область нестабильных и получены оцененные значения E_{nlj} для ^{68}Ni . Согласно оценке [24], значение энергетической щели между $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в ядре ^{68}Ni составляет 3.2 МэВ. Как следствие, в ядрах Ni число $N = 40$ оказывается магическим. Как указывалось, полученная в настоящей работе величина энергетической щели в ^{70}Zn значительно меньше и составляет 0.7 МэВ. Таким образом, наличие в ядре ^{68}Ni значительной подболоечной щели $2p_{1/2} - 1g_{9/2}$ и ее исчезновение в ядре ^{70}Zn объясняет необычный характер зависимостей, представленных на рис. 2.

Одна из причин изменения структуры подболочек может состоять во влиянии нейтронного избытка в ядрах Ni. В [25] и цитируемых работах указано на возможность восстановления гармонического осцилляторного магического числа $N = 40$ в ядрах Ni из-за уменьшения спин-орбитального взаимодействия благодаря нейтронному избытку и возникновению диффузного нейтронного слоя. Согласно [25, 26], особенности свойств ядра ^{68}Ni и соседних ядер (энергии $E(2^+_1)$, приведенные вероятности переходов $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$, энергии отделения 2 нейтронов) определяются конкуренцией двух процессов: с одной стороны, восстановлением гармонического осцилляторного магического числа $N = 40$ в ^{68}Ni , с другой – наличием парных корреляций и возбуждения протонного кора, приводящих к смешиванию конфигураций и возникновению нейтронной

сверхпроводимости. Данные настоящей работы подтверждают существование первого процесса. Необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования для более полного понимания механизмов, формирующих свойства ядер в описываемой области.

ПРОТОННЫЕ ПОДОБОЛОЧКИ В ИЗОТОПАХ $^{64, 66, 68}\text{Zn}$.

В табл. 3 приведены полученные в соответствии с формулами (6) и (5) заселенности N_{nlj} и одночастичные энергии $-E_{nlj}$ протонных подболочек изотопов $^{64, 66, 68}\text{Zn}$. Недостаток экспериментальных данных по подхвату не позволил получить результаты для ^{70}Zn . Энергетические положения подболочек Zn и числа протонов $N_{nlj}' = N_{nlj} \times (2j + 1)$ представлены на рис. 3. Неопределенности значений составляют в среднем $\sim 10\%$. Результаты получены на основе данных реакций $^{64}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27], $^{64}\text{Zn}(d,n)$ [28], $^{66}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27], $^{66}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ [12], $^{66}\text{Zn}(d,n)$ [28], $^{68}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ [29], $^{68}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ [30] с использованием базы данных ENSDF [20].

Наиболее полные результаты получены для изотопа ^{64}Zn . Параметры подболочки $2p_{1/2}$ оценены, исходя только из данных реакций подхвата. В целом полученная картина подболочек соответствует традиционной. Энергетические промежутки между подболочками $1d_{3/2}$ и $1f_{7/2}$, а также между подболочкой $1f_{7/2}$ и группой подболочек $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, значительны и равны соответственно 2.6 и 2.9 МэВ. В рамках модели оболочек они ассоциируются с магическими числами $Z = 20$ и $Z = 28$ соответственно. Группа подболочек $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ расположена в изотопах Zn компактно в диапазоне 1 МэВ. Заселенность подболочки $2p_{3/2}$ в ^{64}Zn близка к традиционной, при этом наблюдается довольно высокая заселенность подболочек $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$. В ^{66}Zn , ^{68}Zn заселенность подболочек $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ снижается.

Особенностью полученных результатов является довольно малая заселенность подболочки $1f_{7/2}$ в ядре ^{64}Zn . Число вакансий на $1f_{7/2}$ составляет ~ 1.4 , что является

нетривиальным фактом, если учесть глубокое расположение подболочки $1f_{7/2}$. Большое количество вакансий следует из значительной суммы спектроскопических сил переходов с $l = 3$ на состояния ядра ^{65}Ga в реакции срыва, которые могут быть отнесены к спектроскопической сумме $j = 7/2$. Таких состояний в ядре ^{65}Ga три: 1364, 1851, 2213 кэВ, величины спектроскопических сил которых равны соответственно 0.91, 0.18, 0.73 [28].

Согласно разделу Adopted Levels БД ENSDF, спины этих состояний неопределены, они могут быть $7/2$ или $5/2$. Первая возможность соответствует наличию вакансий на подболочке $1f_{7/2}$, вторая – на $1f_{5/2}$. Для состояний 1364, 2213 кэВ имеются данные реакции $^{64}\text{Zn}(^7\text{Li}, ^6\text{He})$ [31], согласно которым указанные состояния имеют спины-четности $7/2^-$. Для состояния 2206 кэВ, близкого к состоянию 2213 кэВ, данные реакции $^{64}\text{Zn}(p, \gamma)$ [32]

Таблица 3. Заселенности N_{nlj} (сверху) и энергии $-E_{nlj}$ (снизу, МэВ) протонных подболочек изотопов Zn.

	^{64}Zn		^{66}Zn		^{68}Zn
	наст. раб.	[33]	наст. раб.	[33]	наст. раб.
$1d_{3/2}$	1.0	1.00	x	1.00	x
	11.3	15.4	x	14.8	x
$1f_{7/2}$	0.83	1.00	x	0.98	x
	8.7	10.9	x	12.2	x
$2p_{3/2}$	0.48	0.46	0.41	0.42	0.46
	5.8	5.8	6.8	6.5	7.3
$1f_{5/2}$	0.21	0.11	0.13	0.05	0.05
	4.8	3.8	5.5	5.1	5.9
$2p_{1/2}$	0.24	0.31	0.21	0.14	0.17
	≤ 5.0	4.5	6.0	5.0	6.4

дают спин-четность $5/2^-$, однако отождествление этих уровней, согласно ENSDF, не бесспорно. Таким образом, ситуация со спинами указанных трех состояний несколько неопределенная. Поэтому в настоящей работе были проведены расчеты со всеми возможными значениями J^π для всех указанных состояний.

Получено, что достаточно точное выполнение правил сумм для спектроскопических сил и условий сохранения частиц в ядре обеспечивается, если состояния 1364 и 2213 кэВ ядра ^{65}Ga имеют $J = 7/2$ одновременно. В этом случае отклонения от точного выполнения

правил сумм не превышают 10% для каждой из подболочек, а значение модуля в выражении (3) не превышает 1. В случае, если один из уровней 1364 или 2213 кэВ имеет спин $J = 5/2$, отклонение от точного выполнения правил сумм увеличивается и составляет 14%. Эта величина превышает экспериментальную точность относительных спектроскопических сил 10%. Кроме того, ухудшается выполнение условия сохранения числа частиц в ядре: значение модуля в выражении (3) превышает 1.5. Спин состояния 1851 кэВ с наименьшей спектроскопической силой слабо влияет на получаемые решения.

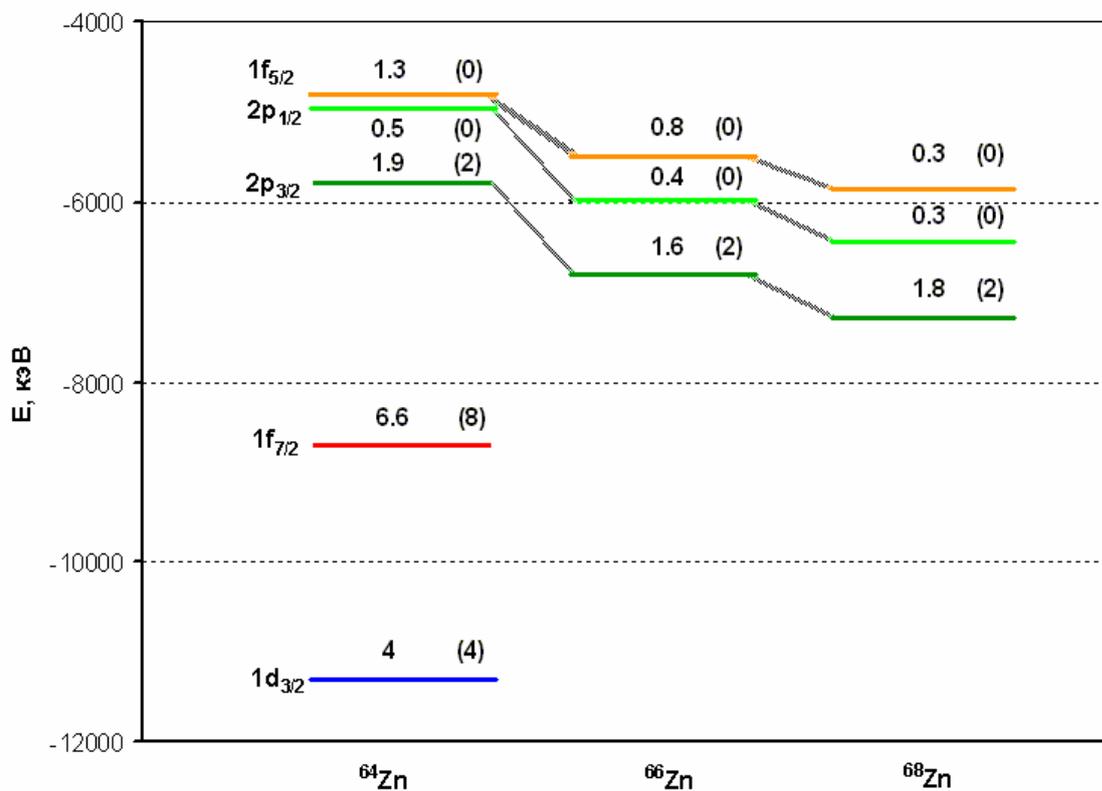


Рис. 3. Энергетические положения протонных подболочек изотопов 64 , 66 , ^{68}Zn (кэВ). Над или под изображениями подболочек указаны числа протонов на них, полученные в настоящей работе. Рядом в круглых скобках – числа протонов согласно оболочечной модели без смешивания конфигураций.

Таким образом, проведенный анализ указывает на значения спина $J = 7/2$ состояний 1364 и 2213 кэВ ядра ^{64}Zn как на более вероятные и тем самым подтверждает данные [31]. Относительно большое количество вакансий на подболочке $1f_{7/2}$ в ядре ^{64}Zn обусловлено

тем, что указанные состояния со спином $J = 7/2$ имеют значительные спектроскопические силы.

Для ядер $^{66}, ^{68}\text{Zn}$ точные значения вероятностей заполнения подболочки $1f_{7/2}$ не определены в силу недостатка данных. Для этих подболочек можно приблизительно оценить число вакансий, исходя только из спектроскопических сил, измеренных в реакциях срыва.

Данные срыва для ядра ^{68}Zn недвусмысленно указывают на наличие ненулевого количества вакансий на подболочке $1f_{7/2}$. Эта оценка следует из спектроскопической силы $S \leq 0.65$ уровня 1336 кэВ ядра ^{69}Ga с экспериментально установленным значением спина-четности $7/2^-$ в данных $^{68}\text{Zn}(^3\text{He},d)$ [30]. В данных реакции $^{68}\text{Zn}(d,n)$ [28] указанная спектроскопическая сила равна 0.42, в дополнение к этому состоянию имеется уровень 1488 кэВ со спектроскопической силой 0.41, имеющий спин-четность $7/2^-$. Оценка минимального числа вакансий на подболочке $1f_{7/2}$ ядра ^{68}Zn дает величину 0.4, что соответствует относительной заселенности 0.95. В то же время, число вакансий на $1f_{7/2}$ в ^{68}Zn может быть и больше: около 0.8, согласно [28].

Количество вакансий на подболочке $1f_{7/2}$ ядра ^{66}Zn оценивается из переходов с $l = 3$ и неизвестными j в реакциях срыва протонов. Согласно расчетам, эти переходы с большей вероятностью могут быть отнесены к $j = 7/2$, поскольку в этом случае условие сохранения числа частиц (3) выполняется точнее. Минимальное количество вакансий на подболочке $1f_{7/2}$ ядра ^{66}Zn оценивается величиной 0.3.

Итак, качественная оценка данных реакций срыва показывает, что в ядрах ^{66}Zn и ^{68}Zn относительная заселенность $1f_{7/2}$ меньше 1 - так же, как и в ^{64}Zn .

Как было отмечено (см. табл. 3 и рис. 3), заселенность подболочек $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ в изотопах ^{66}Zn , ^{68}Zn постепенно снижается по сравнению с ^{64}Zn . Особенно сильно уменьшается заселенность подболочки $1f_{5/2}$ в изотопе ^{68}Zn . Это обусловлено изменением

структуры уровней с $l = 3$ и $J^\pi = 5/2^-$ в данных реакций подхвата протонов на начальном ядре в ^{68}Zn по сравнению с $^{64}, ^{66}\text{Zn}$. Заселенность подболочки $1f_{5/2}$ в изотопах $^{64}, ^{66}\text{Zn}$ порядка ~ 1 протона определяется наличием двух состояний с $l = 3$ и $J^\pi = 5/2^-$ со значительными спектроскопическими силами в районе энергий возбуждения 0.9 – 1.1 МэВ и 1.4 – 1.6 МэВ ядер $^{63}, ^{65}\text{Cu}$ соответственно. В сумме в обоих случаях эти уровни дают S^- около 1. В отличие от этого, в ядре ^{67}Cu только первый из аналогов этих состояний имеет $J^\pi = 5/2^-$ и спектроскопическую силу $S^- = 0.3$. Другое аналогичное состояние отсутствует, вместо него имеется состояние с $E = 1.67$ МэВ и $S^- = 0.9$, имеющее, однако, $J^\pi = 7/2^-$ [29, 20]. Следствием такой перестройки структуры является уменьшение до величины 0.3 числа протонов на подболочке $1f_{5/2}$ в ядре ^{68}Zn .

Параметры протонных подболочек $1g_{9/2}$ в изотопах Zn можно оценить приблизительно. Данные подхвата на изотопах ^{64}Zn и ^{66}Zn показывают наличие переходов с $l = 4$ в районе энергий возбуждения 2.5 МэВ и приводят к оценке 0.03 – 0.04 минимальной вероятности заполнения подболочки $1g_{9/2}$. Для $^{68}, ^{70}\text{Zn}$ полученные в реакциях подхвата энергии возбуждения недостаточны для оценки заселенностей. Данные срыва на $^{64}, ^{66}, ^{68}, ^{70}\text{Zn}$ говорят о том, что она расположена выше 2 МэВ относительно $1f_{5/2}$.

В работе [33] представлены результаты расчетов параметров протонных подболочек ядер ^{64}Zn и ^{66}Zn на основе данных срыва и подхвата. Данные [33] и результаты настоящей работы (см. табл. 3) в целом находятся в соответствии друг с другом. Близкие значения обоих параметров получены для подболочек $2p_{3/2}$. Вероятность заполнения подболочки $1f_{7/2}$ в ядре ^{64}Zn , согласно [33], равна 1, что расходится со значениями, полученными в настоящей работе. Подробности их получения приведены выше, они состоят в анализе спинов-четностей состояний, образующихся в реакциях срыва. Уменьшению заселенности соответствует повышение энергетического положения $1f_{7/2}$.

Наиболее сильно отличаются значения энергий подболочки $1d_{3/2}$ в ^{64}Zn , полученные в [33] и в настоящей работе. Значения энергий различаются приблизительно на 4 МэВ. Расхождение связано с тем, что в [33] используются данные из реакции подхвата $^{64}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ [34], в то время как в настоящей работе представлены результаты, полученные с использованием данных реакции подхвата $^{64}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27]. Данные об уровнях с $l = 2$ ядра ^{63}Cu , полученные из реакции $^{64}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27] и из реакции $^{64}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ [30, 34, 35], имеют структурные различия. В данных реакции $^{64}\text{Zn}(t,\alpha)$ многочисленные уровни с $l = 2$ и большими спектроскопическими силами расположены в районе энергий возбуждения 3 – 4 МэВ среди уровней с другими l . Значения $l = 2$ для таких уровней используются в таблице Adopted Levels БД ENSDF для определения спинов-четностей $3/2^+$, $5/2^+$. В данных реакции $^{64}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ нет переходов с $l = 2$ ниже энергий возбуждений 5.8 МэВ, а выше этой энергии нет никаких переходов, кроме $l = 2$. В настоящей работе были проведены отдельные расчеты с использованием данных обоих типов реакций подхвата: $^{64}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27] и $^{64}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ [30, 34, 35]. Использование данных реакции $^{64}\text{Zn}(t,\alpha)$ приводит к более точному выполнению правил сумм, т.е. к большему согласию с экспериментами срыва. Поэтому данные из первого источника рассматриваются как более предпочтительные.

Заметим, что аналогичные противоречия имеются для данных реакций $^{66}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27] и $^{66}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ [33]. В [33] указывается на превышение в 1.3 - 1.6 раз сумм полученных спектроскопических сил над максимальным значением $2j + 1$ для подболочек $1d_{3/2}$ и $1d_{5/2}$ в данных $^{66}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ (см. табл. III цитируемой работы). Проведенные в настоящей работе расчеты также показали, что применение данных $^{66}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ приводит к сильному, в 1.5 раза, нарушению правил сумм (2) для подболочки $1d_{5/2}$. Следовательно, имеется значительная систематическая ошибка в экспериментальных данных $^{66}\text{Zn}(d,^3\text{He})$ [33], которая не компенсируется перенормировкой. Поэтому в настоящей работе при получении параметров подболочек изотопа ^{66}Zn в качестве исходных экспериментальных

данных использовались данные реакции подхвата $^{66}\text{Zn}(t,\alpha)$ [27]. Для снятия противоречий между источниками данных необходимы дальнейшие эксперименты по изучению реакций подхвата протонов на ядрах Zn с различными частицами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе совместного анализа данных реакций однонуклонной передачи и данных о спинах-четностях ядерных состояний в настоящей работе определены числа заполнения и энергии нейтронных подболочек в изотопах $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$ и протонных подболочек в изотопах $^{64, 66, 68}\text{Zn}$.

Заполнение нейтронных подболочек в изотопах $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$ показывает большую степень смешивания одночастичных состояний. При увеличении числа нейтронов в изотопах добавленная пара нейтронов приблизительно равномерно распределяется по нескольким высоколежащим подболочкам. Подболочка $1g_{9/2}$ при этом интенсивно заполняется, и в ^{70}Zn на ней находится порядка 2 нейтронов. Полученные результаты позволили связать особенности одночастичной структуры и имеющиеся данные об энергиях первых возбужденных состояний 2^+ и параметрах деформации ядер Ni, Zn. Как следует из этих данных, число $N = 40$ является магическим для ядер Ni и не является магическим для ядер Zn и других ядер, т.е. ядро ^{68}Ni является неклассическим магическим ядром с парой $(Z, N) = (28, 40)$ [22]. Ранее получено [21, 24], что энергетическая щель между $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в ядре ^{68}Ni значительна и составляет около 3 МэВ. В настоящей работе обнаружено, что аналогичная энергетическая щель в ядре ^{70}Zn небольшая и составляет 0.7 МэВ, нейтронная подболочка $1g_{9/2}$ в этом ядре сильно заселена.

Энергетические положения протонных подболочек изотопов Zn в целом соответствуют традиционной схеме. Смешивание конфигураций приводит к образованию

большого числа вакансий на низколежащей подболочке $1f_{7/2}$ и заполнению подболочек выше $2p_{3/2}$. Особенно сильно этот эффект наблюдается у изотопа ^{64}Zn , в меньшей степени у ^{66}Zn , ^{68}Zn . Для получения информации о высоколежащих состояниях необходимы эксперименты по изучению реакций подхвата протонов на изотопах $^{68}, ^{70}\text{Zn}$ с высокими энергиями частиц. Для снятия противоречий между источниками данных необходимы дальнейшие эксперименты по изучению реакций подхвата протонов на ядрах Zn с участием различных частиц.

Авторы благодарны проф. В.В. Варламову, проф. Е.А. Романовскому, к. ф. – м. н. О.В. Беспаловой за ценные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ НШ-485.2008.2 для ведущих научных школ и Госконтракта № 02.513.12.0046.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Boboshin I.N., Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M.* // Nucl. Phys. A. 1989. V. 496. P. 93.
2. *Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М.* // Деп. ВИНТИ. 1986. № 6140-B86.
3. *Bespalova O.V. et al.* // Yad.Fiz. 2008. V. 71. P. 37.
4. *Беспалова О.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 448.
5. *Беспалова О.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 443.
6. *Беспалова О.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. С. 896-902.
7. *Metford P.A.S., Taylor T., Cameron. J.A.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 308. P. 210.
8. *Johnson R.R., Jones. G.D.* // Nucl. Phys. A. 1968. V. 122. P. 657.
9. *Betigeri M.G., Duhm H.H., Santo R., Stock R., Bock. R.*// Nucl. Phys. A. 1967. V. 100. P. 416.
10. *Borlin D.D.* // Thesis, Washington University. 1967.
11. *Von Ehrenstein D., Schiffer. J.P.* // Phys.Rev. V. 1967. 164. P. 1374; Erratum Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 1174.
12. *Betigeri M.G., David P., Debrus J., Mommsen H., Riccato A.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 171. P. 401.
13. *Abu-Ghazaleh A. L., Naqib I.M., Brown G.* // J. Phys. (London) G. 1977. V. 3. P. 253.
14. *Ismail H.A., Moore W.H., Hallock J.N., Enge H.A.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 1662.
15. *David P., Riccato A.* // Report. 1973. BMFT-FB-K-73-20.
16. *Bonsaru B., Nurzynski J., Gebbie D.W., Hollas C.L., Whineray S. et al.* // Nucl. Phys. A. 1975. V. 237. P. 93.
17. *Bieszk J.A., Vigdor S.E.* // Phys. Rev. C. 1981. V. 23. P. 1404.
18. *Ismail H.A., Hallock J.N., Moore W.H., Enge H.A.* // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 708.

19. *Bieszk J.A., Thomson J.A.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 359. P. 269.
20. ENSDF NNDC (<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>), Relational ENSDF ЦДФЭ НИИЯФ МГУ (<http://cdfc.sinp.msu.ru/services/ensdfr.html>).
21. *Bespalova O.V. et al.* // Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. 2003. V. 67. P. 828.
22. *Бобошин И.Н.* // Препринт НИИЯФ МГУ. 2008. № 2008-7/843.
23. *Raman S., Nestor C.W., Tikkanen P., Jr.* // At. Data Nucl. Data Tables. 2001. V. 78. P. 1.
24. *Беспалова О.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. №3. С. 451.
25. *Sorlin O. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 092501.
26. *Langanke K. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 044314.
27. *Bachner D., Bock R., Duhm H.H., Santo R., Stock R., Hinds S.* // Nucl. Phys. A. 1967. V. 99. P. 487.
28. *Couch R.G., Biggerstaff J.A., Perey F.G., Raman S., Seth K.K.* // Phys. Rev. C. 1970. V. 2. P. 149.
29. *Zeidman B., Nolen J.A., Jr.* // Phys. Rev. C. 1978. V. 18. P. 2122.
30. *Riccato A., David P.* // Nucl. Phys. A. 1974. V. 228. P. 461.
31. *Zeller A.F., Ophel T.R., Weisser D.C.* // J. Phys. (London) G. 1978. V. 4. P. 1607.
32. *Rangacharyulu C., Chatterjee M.B., Pruneau C., St-Pierre C.* // Can. J. Phys. 1982. V. 60. P. 815.
33. *Mairle G., Seeger M., Ermer M., Grabmayr P., Mondry A., Wagner G.J.* // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2113.
34. *Seeger M., Kihm Th., Knopfle K.T., Mairle G., Schmidt-Rohr U. et al.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 533. P. 1.
35. *Hansen O., Harakeh M.H., Maher J.V., Put L.W., Vermeulen J.C.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 313. P. 95.
36. *McIntyre L.C.* // Phys. Rev. 1966. V. 152. P. 1013.

Игорь Николаевич Бобошин, Сергей Юрьевич Комаров

**ПАРАМЕТРЫ ОДНОЧАСТИЧНОЙ СТРУКТУРЫ
ИЗОТОПОВ $^{64, 66, 68, 70}\text{Zn}$**

Препринт НИИЯФ МГУ № 2009-6/850

Работа поступила в ОНТИ 02.06.2009