ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2010, том 74, № 6, с. 892–894

УДК 539.171.016

АНАЛИЗ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ИЗОТОПАХ ^{64,66,68,70}Zn В РАМКАХ МОДЕЛИ СРЕДНЕГО ПОЛЯ С ДИСПЕРСИОННЫМ ОПТИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

© 2010 г. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, С. Ю. Комаров, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская

НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова
E-mail: besp@sinp.msu.ru

Динамика оболочечных параметров ядер ^{64,66,68,70}Zn вблизи энергии Ферми, полученных методом совместной оценки данных из реакций срыва и подхвата нуклона на одном и том же ядре, демонстрирует возникновение отличия нейтронных одночастичных спектров уровней ядер ^{70}Zn и ^{68}Ni с числом $N = 40$. Анализ экспериментальных данных проведен в рамках модели среднего поля с дисперсионным оптическим потенциалом. Результаты расчетов хорошо описывают уменьшение энергетической щели между уровнями $1g_{9/2}$ и $2p_{1/2}$ в изотопах Zn по сравнению с изотопами Ni.

Исследования проявления и исчезновения магических свойств ядер с изменением в них числа нуклонов – одно из актуальных направлений современной ядерной физики. Так, обнаружено, что кроме магических ядер с классическими числами $N, Z = 2, 8, 20, 40, 50, 126$, свойством магичности обладают ядра (в том числе и нестабильные) с новыми неклассическими магическими числами, например ^{54}Ca с $N = 34$, ^{96}Zr с $N = 56$. Часто такие ядра являются уединенными, т.е. магические свойства у ядра с новым магическим числом N проявляются лишь в сочетании с определенным значением Z (так называемая “магическая пара”) [1].

Число $N = 40$ соответствует заполненной оболочке в осцилляторном потенциале, при этом ядра ^{90}Zr, ^{68}Ni демонстрируют магические свойства. У ядра ^{70}Zn такие свойства отсутствуют (см. рис. 12 в [1]). Один из характерных признаков магических ядер – бóльшая, по сравнению с соседними ядрами, щель Δ между последним занятым и первым свободным одночастичными уровнями. Ядро ^{70}Zn имеет 40 нейтронов и отличается от ^{68}Ni на два протона. В связи с этим возникает вопрос, как влияет добавление двух протонов к четно-четным изотопам никеля на динамику одночастичных нейтронных спектров?

В [2] приведены экспериментальные оболочечные параметры – вероятности заполнения $N_{nlj}^{\text{эксп}}$ и одночастичные энергии $E_{nlj}^{\text{эксп}}$ – нейтронных состояний вблизи энергии Ферми E_F изотопов ^{64,66,68,70}Zn. Анализ полученных оболочечных параметров позволил выделить особенности заполнения нейтронами подоболочек указанных ядер, показать их связь с имеющимися данными об энергиях первых возбужденных состояний 2^+ и о параметрах деформации. Согласно оболочечной модели без смешивания конфигураций, в ^{70}Zn должно быть полностью заполнено нейтронное состояние $2p_{1/2}$ и полностью свободно состояние $1g_{9/2}$. Однако, согласно [2], значительное увеличение спектроскопических факторов состояний $9/2^+$ в изотопах ^{63,65,67,69}Zn свидетельствует о том, что заселенность подоболочки $1g_{9/2}$ в ^{64,66,68,70}Zn увеличивается и в ядре ^{70}Zn достигает значения около двух нейтронов. Обнаружено, что щель между нейтронными состояниями $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в $^{70}_{30}$Zn$_{40}$ значительно меньше, чем в $^{68}_{28}$Ni$_{40}$. Сделано заключение, что число $N = 40$ в ядре $^{70}_{30}$Zn$_{40}$ не является магическим, в то время как ядро $^{68}_{28}$Ni$_{40}$ демонстрирует магические свойства.

Настоящая работа посвящена сравнительному анализу одночастичных энергий состояний $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ и энергетической щели между ними в изотопах ^{58,60,62,64,68}Ni и ^{64,66,68,70}Zn. Анализ проводится с позиций модели среднего поля с дисперсионным оптическим потенциалом, сконструированным по методу [3].

К настоящему времени наиболее достоверные диапазоны изменения энергий $E_{nlj}^{\text{эксп}}$ и вероятностей заполнения $N_{nlj}^{\text{эксп}}$ с учетом неполноты экспериментальной информации о спинах и четностях возбуждаемых состояний ядер получены в [2] для изотопов Zn и в [4] для изотопов Ni в результате модернизации [5] программной части метода совместной оценки данных из реакций срыва и подхвата нуклона. На рисунке представлены энергии

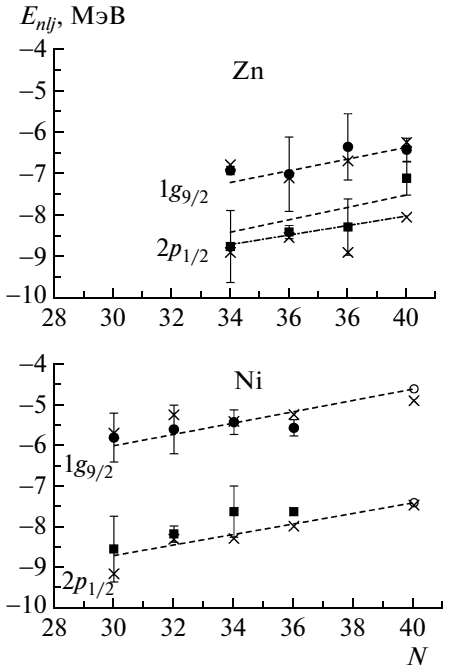
$E^{\text{эксп}}_{1g_{9/2}}$ и $E^{\text{эксп}}_{2p_{1/2}}$ нейтронных состояний изотопов Zn и Ni из [2, 4]. В качестве погрешностей на рисунке указаны лишь погрешности из-за неопределенностей значений спинов и четностей (погрешности перенормированных спектроскопических факторов состояний составляют ≈10%). Нами проведена линейная экстраполяция энергий $E^{\text{эксп}}_{1g_{9/2}}$ и $E^{\text{эксп}}_{2p_{1/2}}$ в предположении близких наклонов их массовых зависимостей в изотопах Zn и Ni и получена более достоверная, чем в [6], оценка энергий этих состояний в нестабильном ядре ^{68}Ni: $E^{\text{оц}}_{1g_{9/2}} = -4.6(5)$ МэВ (значение осталось тем же, что и в [6]), $E^{\text{оц}}_{2p_{1/2}} = -7.4(5)$ МэВ ($E^{\text{оц}}_{2p_{1/2}} = -7.8(8)$ МэВ [6]). Следует отметить, что такую экстраполяцию удалось провести в пределах погрешностей из-за неопределенности значений спинов и четностей.

Модель среднего поля с дисперсионным оптическим потенциалом [7] (ДОП) успешно применяется для описания одночастичной структуры ядер (см. [3]). В рамках этой модели удается в едином подходе описывать одночастичные характеристики как глубоколежащих состояний нуклонов, так и состояний вблизи E_F, а также данные по рассеянию нуклонов ядром. Модель предоставляет естественно возникающие возможности для отслеживания динамики одночастичной структуры ядер и экстраполяций на область нестабильных ядер.

В настоящей работе нейтронный ДОП ядер ^{64,66,68,70}Zn определен с помощью метода [3]. Метод опирается на закономерности мнимой части систематики [8] глобальных параметров традиционного (недисперсионного) оптического потенциала. Так, геометрические параметры a_d, r_s, a_s, r_{so}, a_{so} (здесь и далее обозначения работы [3]) были зафиксированы в соответствии с [8]. Параметр a_{HF} был приравнен к значению a_d [8] для всех исследуемых изотопов.

Параметры r_{HF}, r_d были найдены сеточным поиском с целью достижения минимума величины χ^2 (см. выражение (8) из [3]). Величина χ^2 вычислялась с полной погрешностью значений $E^{\text{эксп}}_{nlj}$ из-за ошибок спектроскопических факторов (≈10%) и неопределенности спинов и четностей. Энергетическая зависимость мнимой части ДОП была аппроксимирована формулой (4) из [3] с $n = 4$ и $E_0 \neq E_F$. Ее параметры β_I и E_0 варьировались для лучшего описания данных о $E^{\text{эксп}}_{nlj}$. Также варьировался параметр глубины V_{so} спин-орбитального потенциала. Параметры α_I и β_s определялись по методике [3] с использованием закономерностей систематики [8].

Для нахождения параметра наклона γ экспоненциальной энергетической зависимости хартри-фоковской составляющей ДОП значение энергии самого глубокого уровня $1s_{1/2}$ было оценено равным –60 МэВ для ядер ^{64,66,68,70}Zn. Энергия E_F определялась как энергия, при которой вероятность заполнения N_{nlj}, аппроксимирующая экспериментальные данные, достигает значения 0.5.



Одночастичные энергии нейтронных подоболочек $1g_{9/2}$ и $2p_{1/2}$ ядер ^{64,66,68,70}Zn и ^{58,60,62,64,68}Ni. Темные точки – экспериментальные данные, светлые точки – оценка настоящей работы, кресты – расчет с ДОП, штриховая линия – линейная аппроксимация по четырем точкам, штрихпунктирная – по трем (см. текст).

Таблица 1. Параметры нейтронного ДОП ядер ^{64,66,68,70}Zn

Параметры ДОП	^{64}Zn	^{66}Zn	^{68}Zn	^{70}Zn
α_I	86.0	84.5	83.0	82.0
β_S	55	54	60	60
r_s	1.203	1.204	1.205	1.206
E_F	–10.5	–8.75	–8.5	–8.0
$V_{HF}(E_F)$	47.88	47.00	46.60	44.93
γ	0.435	0.420	0.423	0.435
r_{HF}	1.279	1.278	1.278	1.277
r_d	1.320	1.278	1.278	1.277
V_{so}	7.0	7.0	6.0	7.0
r_{so}	1.024	1.025	1.027	1.028

Примечание. Значения α_I указаны в МэВ · фм^3, E_F, $V_{HF}(E_F)$, β_S – в МэВ, V_{so} – в МэВ · фм^2, r_{HF}, r_d, r_s, r_{so} – в фм, γ – безразмерный параметр; $\beta_I = 0.7$ МэВ, $E_0 = -3$ МэВ, $a_{HF} = a_d = 0.534$ фм, $a_s = 0.668$ фм, $a_{so} = 0.59$ фм.

Таблица 2. Одночастичные энергии (МэВ) нейтронных подоболочек ядер ^{64,66,68,70}Zn

Подоболочка	^{64}Zn		^{66}Zn		^{68}Zn		^{70}Zn	
	$E_{nlj}^{\text{эксп}}$	$E_{nlj}^{\text{ДОП}}$	$E_{nlj}^{\text{эксп}}$	$E_{nlj}^{\text{ДОП}}$	$E_{nlj}^{\text{эксп}}$	$E_{nlj}^{\text{ДОП}}$	$E_{nlj}^{\text{эксп}}$	$E_{nlj}^{\text{ДОП}}$
$1g_{9/2}$	6.91(69)	6.77	7.00(70)	7.09	6.34(64)	6.68	6.41(64)	6.23
$2p_{1/2}$	8.75(123)	8.89	8.40(85)	8.53	8.289(107)	8.89	7.10(71)	8.04
$1f_{5/2}$	9.95(103)	9.24	9.36(94)	8.86	10.19(112)	9.64	9.78(120)	8.43
$2p_{3/2}$	11.11(117)	10.39	10.76(107)	10.09		10.26	9.62(96)	9.82
χ^2		0.22		0.18		0.28		0.75

Таблица 3. Энергетическая щель Δ (МэВ) между нейтронными состояниями $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в изотопах Ni и Zn

Ядро	$\Delta^{\text{эксп}}$	$\Delta^{\text{ДОП}}$	Ядро	$\Delta^{\text{эксп}}$	$\Delta^{\text{ДОП}}$
^{58}Ni	2.74 (100)	3.46	^{64}Zn	1.84 (90)	2.12
^{60}Ni	2.57 (60)	3.06	^{66}Zn	1.40 (90)	1.44
^{62}Ni	2.20 (70)	2.88	^{68}Zn	1.94 (100)	2.21
^{64}Ni	2.06 (20)	2.75	^{70}Zn	0.68 (50)	1.81
^{68}Ni	2.80 (60)	2.57			

Параметр $V_{HF}(E_F)$ находился при описании значений $E_{nlj}^{\text{эксп}}$, наиболее близких к E_F. Значения параметров нейтронного ДОП ядер ^{64,66,68,70}Zn даны в табл. 1. Энергии $E_{nlj}^{\text{ДОП}}$, вычисленные при решении уравнения Шрёдингера с ДОП, и соответствующие значения величины $\chi^2 < 1$ представлены в табл. 2 в сравнении с экспериментальными данными из [2].

На рисунке обращает на себя внимание существенное различие щелей Δ между подоболочками $2p_{1/2}$ и $1g_{9/2}$ в изотопах Ni и Zn. В табл. 3 приведены экспериментальные и вычисленные с ДОП значения щели Δ. Средние значения щели $\left\langle\Delta^{\text{эксп}}\right\rangle =$ = 2.47 (60) и 1.46 (80) МэВ для изотопов Ni и Zn соответственно. Эти значения удалось хорошо описать с ДОП: $\left\langle\Delta^{\text{ДОП}}\right\rangle = 2.94$ и 1.89 МэВ для изотопов Ni и Zn соответственно. Экспериментальная щель $\left\langle\Delta^{\text{эксп}}\right\rangle$ уменьшилась в 1.7 раз при переходе от Ni к Zn, расчетная – в 1.5 раза.

Особенно сильное уменьшение щели $\Delta^{\text{эксп}}$ наблюдается для ^{70}Zn. В связи с этим следует отметить, для этого ядра исходные данные по спектроскопическим факторам реакции подхвата (которые в дальнейшем были подвергнуты перенормировке в [2]) были получены в работе 60-х годов прошлого века (ссылку см. в [2]) при анализе в рамках МИВ сечения реакции (^{3}He, α). Результаты такого анализа сильно зависят от выбора параметров оптического потенциала ^{3}He и α [9], которые к тому времени не были известны в достаточной степени достоверно, поэтому полная погрешность $\Delta^{\text{эксп}}$ в ^{70}Zn может превышать определенную в [2]. В связи с этим на рисунке кроме штриховой линии, проведенной по всем экспериментальным значениям $E_{2p_{1/2}}^{\text{эксп}}$ для изотопов Zn, нанесена штрих-пунктирная линия, проведенная по значениям $E_{2p_{1/2}}^{\text{эксп}}$ для изотопов ^{64,66,68}Zn.

Тем не менее даже с учетом возможной большой погрешности значения щели $\Delta^{\text{эксп}}$ для ^{70}Zn нейтронные оболочечные параметры ядер ^{64,66,68,70}Zn, полученные в [2], свидетельствуют об исчезновении в них магичности числа $N = 40$. Анализ полученных данных в рамках модели среднего поля с ДОП позволил согласовать расчетные одночастичные энергии с экспериментальными в пределах погрешности последних.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (контракт 02.740.11.0242 по мероприятию 1.1 “Проведение научных исследований коллективами научно-образовательных центров” и гранта поддержки ведущих научных школ 02.120.21.485-НШ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бобошин И.Н.* // Классические и новые магические ядра. № 2008-7/843. НИИЯФ МГУ. 2008.
2. *Бобошин И.Н., Комаров С.Ю.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 11. С. 1541.
3. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др.* // ЯФ. 2009. Т. 72. № 10. С. 1686.
4. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 4. С. 575.
5. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 6. С. 896.
6. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 3. С. 451.
7. *Mahaux C., Sartor R.* // Adv. Nucl. Phys. 1991. V. 20. P. 1.
8. *Koning A.J., Delaroche J.P.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231.
9. *Гончаров С.А., Добеш А., Долинский Э.И. и др.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 662.