

LXXII МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ЯДРО–2022:
ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ И ПРИЛОЖЕНИЯ

СТРУКТУРА АТОМНОГО ЯДРА: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Влияние диффузности ядерного потенциала на структуру нейтронного гало в изотопах Zr вблизи границы нейтронной стабильностиО. В. Беспалова,^{1,*} А. А. Климочкина,² М. М. Мосунов²¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 20.09.2022; после доработки 30.09.2022; принята к публикации 01.10.2022)

Выполнены предсказательные расчеты одночастичной структуры гало в изотопах Zr вблизи границы нейтронной стабильности в дисперсионной оптической модели. Рассмотрено влияние ожидаемого для нейтронно-избыточных ядер роста диффузности ядерного потенциала на среднеквадратичные радиусы гало-состояний и их заселенности. Показано существенное отличие числа нейтронов в гало-состояниях от числа нейтронов в области $r > 12$ фм, где отсутствует пространственная корреляция нейтронов в гало-состояниях с кором ядра.

PACS: 21.10.Pc, 21.10.Gv. УДК: 539.1.

Ключевые слова: нейтронное гало, дисперсионная оптическая модель, ядра вблизи границы нейтронной стабильности.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2310603](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2310603)**ВВЕДЕНИЕ**

Благодаря прогрессу в технике получения и ускорения пучков нестабильных вторичных ионов объекты исследований в ядерной физике резко расширились от стабильных ядер к ядрам вдали от области β -стабильности, перегруженным нейтронами или протонами. Это направление исследований стало одним из самых актуальных в современной ядерной физике и вызвало подъем интереса со стороны экспериментаторов и теоретиков (см. [1–4] и ссылки в них).

Оказалось, что ядра, перегруженные нейтронами или протонами, демонстрируют ряд экзотических свойств и явлений, таких как скин и гало, изменчивость магических чисел, новые области деформации и др. Первое известное ядро с нейтронным гало ${}^6\text{He}$ было обнаружено еще в 1936 г. [5]. Гало в этом ядре сформировано двумя нейтронами сверх α -частицы. Радиус экспериментально полученного в 1985 г. экзотического нестабильного изотопа ${}^{11}\text{Li}$ оказался близок к радиусу ядра ${}^{208}\text{Pb}$ [6]. Ядра легкого веса с гало наиболее изучены, среди них встречаются ядра с гало в основных [7], в возбужденных связанных [8] и несвязанных состояниях [9]. Эксперименты, посвященные исследованию нейтронной периферии тяжелых ядер более редки. В экспериментальной работе по антипротонному поглощению [10] подтверждено увеличение нейтронной периферии и возможное обра-

зование гало у ядер среднего и тяжелого веса. Сложный объект для экспериментального изучения представляют собой и ядра с протонным гало вследствие действия кулоновского барьера, сдвигающего линию протонной стабильности в сторону меньшего избытка протонов.

Исследования ядер с гало послужили плодотворной почвой для развития и проверки применимости ядерных моделей и теоретических подходов. Была показана важность учета тензорных сил, деформации ядер, зависимости спин-орбитального взаимодействия от плотности (см. [11] и ссылки в ней). Значительные успехи были достигнуты при описании структуры однеитронного и двухнейтронного гало. В то же время вопрос о существовании ядер с гало, сформированным более чем двумя валентными нуклонами и получившим название «гигантское», пока остается слабо изученным. Гигантское гало в изотопах Ca, Zr и Se вблизи границы нейтронной стабильности было предсказано в нерелятивистской и релятивистской моделях среднего поля [12–18] с различными вариантами учета континуума и трехчастичного взаимодействия. В этих ядрах предсказано резкое увеличение нейтронного радиуса с ростом массового числа, что может указывать на формирование нейтронного гало и, возможно, гигантского гало, и показана важная роль в этом процессе резонансных состояний в континууме [19].

В настоящей работе исследуется возможность формирования гигантского нейтронного гало в изотопах Zr с $N > 82$ вблизи границы нейтронной стабильности в дисперсионной оптической модели (ДОМ) [20]. Потенциал ДОМ для нестабиль-

* E-mail: besp@sinp.msu.ru

ных близких к сферическим ядер был сконструирован аналогично [21]. Нейтронная и протонная одночастичные характеристики стабильных изотопов $^{90,92,94,96}\text{Zr}$ исследовались по ДОМ ранее [22]. В этой работе было получено согласие с экспериментальными данными по одночастичным энергиям в пределах экспериментальных неопределенностей. В [23] были выполнены расчеты по ДОМ эволюции нейтронных одночастичных энергий связанных состояний изотопов Zr с числом нейтронов N до 88, их результаты предсказывают сохранение магических свойств нейтронно-избыточного ядра ^{122}Zr с числом нейтронов $N = 82$. В настоящей работе внимание уделяется формированию гало в изотопах Zr с $N > 82$ и влиянию на результаты расчета характеристик его одночастичной структуры параметра диффузности ядерного потенциала. Для анализа распределения нейтронной плотности изотопов Zr с целью выделения той ее области, где нейтроны пространственно нескоррелированы с нуклонами кора, используется метод [24].

1. ОСНОВЫ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПОДХОДОВ

Дисперсионная оптическая модель [20], развитая в конце прошлого века, опирается на дисперсионное соотношение, связывающее действительную и мнимую части потенциала ДОМ:

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{1}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E')}{E' - E} dE',$$

где P обозначает главное значение. После перехода от нелокального потенциала к локально эквивалентному центральная часть потенциала $V(r, E)$ представляется в виде суммы плавно зависящей от энергии составляющей хартри–фоковского типа и дисперсионной составляющей, которая резко зависит от энергии вблизи энергии Ферми E_F :

$$\begin{aligned} V(r, E) &= V_{HF}(r, E) + \Delta V(r, E) = \\ &= V_{HF}(E)f(r, r_{HF}, a_{HF}) + \Delta V_S(E)f(r, r_S, a_S) - \\ &\quad - 4a_d \Delta V_d(E) \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d), \end{aligned}$$

где $f(r, r_i, a_i)$ — функция Вудса–Саксона. Индексы HF, s, d относятся соответственно к хартри–фоковской, объемной и поверхностной дисперсионным составляющим потенциала ДОМ. Дисперсионная составляющая эффективно учитывает корреляции, которые испытывает нуклон в ядре, как распределенные по объему, так и сконцентрированные на поверхности, и приводит к уменьшению частично–дырочной щели G между последним преимущественно занятым состоянием и первым преимущественно свободным состоянием нуклона в ядре. В настоящей работе мнимая часть ДОП предполагалась симметричной относительно энергии E_F

и была параметризована следующими выражениями для объемной W_s и поверхностной W_d частей:

$$\begin{aligned} W_s(E) &= w_1 \frac{(E - E_F)^2}{(E - E_F)^2 + (w_2)^2}, \\ W_d(E) &= d_1 \frac{(E - E_F)^2 \exp\{-d_2(E - E_F)\}}{(E - E_F)^2 + (d_3)^2}, E > E_F. \end{aligned}$$

Энергия Ферми E_F для нейтронов определялась по данным об энергиях отделения S_n нейтрона от ядра (N, Z) и $(N + 1, Z)$:

$$E_F = -\frac{1}{2}(S_n(N, Z) + S_n(N + 1, Z)).$$

Одни из самых точных значений ядерных масс на сегодняшний день дает массовая модель WS-type+RBF [25]. Экспериментальные данные [26] подтвердили также достоверность предсказаний массовых моделей HFB-22–HFB-26 [27, 28] для границы нейтронной стабильности изотопов Са. В настоящей работе для определения энергии E_F четных изотопов Zr вплоть до $N = 92$ используются значения энергии отделения нейтронов S_n массовой модели HFB-29 [29].

Энергетическая зависимость составляющей хартри–фоковского типа определялась выражением:

$$V_{HF}(E) = V_{HF}(E_F) \exp\left[\frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{HF}(E_F)}\right]. \quad (1)$$

Параметр $V_{HF}(E_F)$ находился из условия согласия суммарного числа нейтронов $N_n = \sum(2j + 1)N_{nlj}$ в состоянии с квантовыми числами nlj с числом N изотопа. Для этого вероятность заполнения N_{nlj} одночастичных орбит определялись по формуле теории БКШ:

$$N_{nlj} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(E_{nlj} - E_F)}{\sqrt{(E_{nlj} - E_F)^2 + (\Delta)^2}} \right) \quad (2)$$

с эмпирическим значением параметра щели спаривания:

$$\Delta = -\frac{1}{4}[S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z)]. \quad (3)$$

Энергии E_{nlj} вычислялись при решении уравнения Шредингера с действительной частью ДОП:

$$\left[\frac{-\nabla^2}{2m} + \hat{U}(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(\mathbf{r}),$$

где

$$\begin{aligned} \hat{U}(r, E_{nlj}) &= V(r, E_{nlj}) + \hat{U}_{so}(r, E_{nlj}), \\ \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) &= \frac{u_{nlj}(r)}{r} Y_{lm}(\Omega). \end{aligned}$$

Радиальная часть $u_{nlj}(r)$ полной волновой функции $\Phi_{nlj}(\mathbf{r})$ была скорректирована с целью учета эффекта нелокальности:

$$\bar{u}_{nlj}(r) = C_{nlj} \sqrt{\frac{m_{HF}^*(r, E)}{m}} u_{nlj}(r),$$

где отношение хартри–фоковской эффективной массы нуклона m_{HF}^* к его полной массе m определяется выражением:

$$\frac{m_{HF}^*(r, E)}{m} = 1 - \frac{d}{dE} V_{HF}(r, E).$$

Коэффициент C_{nlj} находился при нормировке \bar{u}_{nlj} на единицу. Среднеквадратичные радиусы r_{nlj}^{rms} нейтронных состояний определялись по формуле

$$r_{nlj}^{rms} = \sqrt{\int_0^\infty \bar{u}_{nlj}^2 r^2 dr}. \quad (4)$$

Распределение нейтронной плотности $\rho_n(r)$ ядра было вычислено в одночастичном подходе аналогично [30]:

$$\rho_n(r) = \sum_{nlj} \rho_{nlj}(r), \rho_{nlj}(r) = \frac{1}{4\pi r^2} (2j+1) N_{nlj} \bar{u}_{nlj}^2(r). \quad (5)$$

Нейтронный среднеквадратичный радиус ядра R_n определялся как

$$R_n = \left(\frac{\int_0^\infty r^4 \rho_n(r) dr}{\int_0^\infty r^2 \rho_n(r) dr} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

В [31] вычислены распределения протонной и нейтронной плотностей ядер в рамках сферической модели среднего поля в самосогласованной теории Хартри–Фока–Боголюбова с силами Скирма и релятивистской теории Хартри–Боголюбова. В этой работе на основе модели Хелма [32] построены зависимости параметров нейтронного гало и шубы для четно-четных ядер от числа нейтронов и протонов, изменяющихся вплоть до границ нуклонной стабильности. Однако достоверность выводов модели Хелма для выделения области гало была поставлена под сомнение в [24]. В этой статье было указано, что в модели Хелма эффекты нейтронной шубы и гало не разделены должным образом. А такое разделение особенно важно для ядер среднего и тяжелого атомного веса, для которых вклад шубы в среднеквадратический радиус ядра может быть значительным. В этой работе был развит модельно независимый способ выделения области гало как области за пределами радиуса r_0 , где плотность ядра на порядок меньше плотности гало. Для оценки радиуса r_0 и его теоретической погрешности в [24] предложены соотношения:

$$\frac{d^2 \log_{10} \rho(r)}{dr^2} \Big|_{r=r_0} \equiv \frac{2}{5} \frac{d^2 \log_{10} \rho(r)}{dr^2} \Big|_{r=r_{max}}, \quad r_0 > r_{max}$$

и

$$0.35 \leq \frac{\log_{10}''[\rho(r_0)]}{\log_{10}''[\rho(r_{max})]} \leq 0.50 \quad (\text{штрих обозначает } \frac{d}{dr}). \quad (7)$$

Радиус r_{max} соответствует последнему максимуму второй логарифмической производной полной плотности ядра $\rho(r)$. Модельно–независимый метод [24],

не предполагающий априори разложения плотности на вклады от кора и гало, был использован в настоящей работе для анализа распределений плотности изотопов Zr, вычисленных по ДОМ.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Экспериментальные данные [33–36] показывают, что деформацией изотопов $^{106-112}\text{Zr}$ нельзя пренебрегать. Вычисления [37] в приближении Хартри–Фока с взаимодействием МЗУ–Р6 подтверждают экспериментальные данные о вытянутой форме изотопов Zr с массовыми числами $98 \leq A \leq 112$, и предсказывают ее превращение в сплюснутую в ядре ^{114}Zr . Для ядер Zr с $N = 80, 82$ расчеты [37] соответствуют форме, близкой к сферической. Используемая в настоящей работе версия ДОМ применима к сферическим и близким к ним четно-четным ядрам, поэтому расчеты в данной работе выполнены для четных изотопов Zr с $A \geq 122$. Согласно массовым моделям WS-type+RBF [25] и HFB-29 [29] ^{124}Zr и ^{130}Zr соответственно — последние изотопы, которые имеют отрицательное значение энергии Ферми. Поэтому мы ограничились рассмотрением изотопов с $A \leq 132$. Можно отметить, что расчеты [15] предсказывают границу нейтронной стабильности вблизи ^{138}Zr .

Нейтронный ДОП изотопов $^{118-130}\text{Zr}$ был сконструирован аналогично [21]. На первом шаге параметры мнимой и спин-орбитальной частей ДОП, были экстраполированы из области стабильных ядер на область нейтронно-избыточных ядер в соответствии с систематикой глобальных параметров KD [38] традиционного оптического потенциала, а геометрические параметры хартри–фоковской вудс–саксоновской компоненты r_{HF} , a_{HF} были приравнены к параметрам r_V , a_V этой систематики. Параметр действительной части $V_{HF}(E_F)$ подбирался из условия описания энергии Ферми E_F . Вычисленные среднеквадратичные нейтронные радиусы R_n (5) изотопов Zr показаны на рис. 1 (светлые кружки). В расчет R_n изотопов с $N > 82$ были включены состояния до $2f_{5/2}$ включительно. Начиная с $N = 84$, радиусы R_n демонстрируют резкий рост, нарушающий линейную зависимость. Такое изменение наклона дает основание предполагать возможное формирование нейтронного гало в изотопах Zr с числом нейтронов, превышающим магическое число $N = 82$. Распределения нейтронной плотности изотопов Zr представлены на рис. 2, который наглядно демонстрирует наличие протяженного «хвоста» распределения у изотопов начиная с ^{124}Zr .

Глобальные параметры KD были определены при подгонке к экспериментальным данным по рассеянию нуклонов стабильными ядрами. Поэтому при применении к ядрам, удаленным от долины β -стабильности, параметры ДОП нуждаются в изменении. В ядрах, перегруженных нейтронами, ожидается увеличение диффузности ядер-

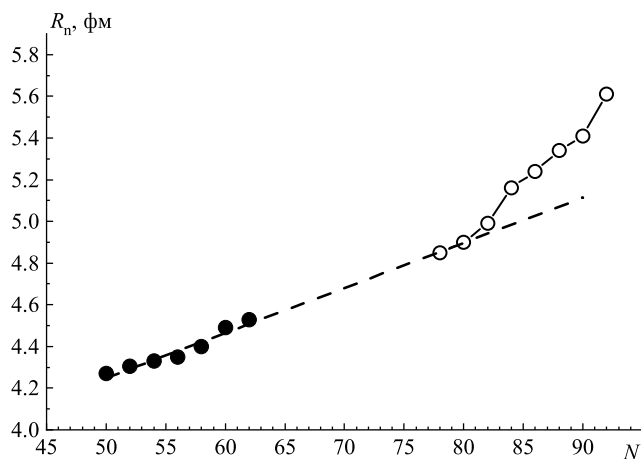


Рис. 1. Нейтронные среднеквадратичные радиусы R_n изотопов Zr. Темные символы — экспериментальные данные, светлые символы — расчет по ДМ с $a_{HF} = a_V^{KD}$, линия проведена «на глаз»

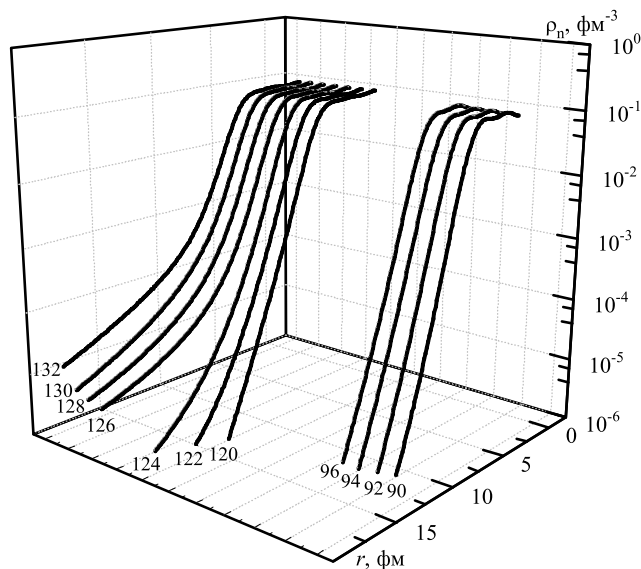


Рис. 2. Распределение нейтронных плотностей ρ_n (5) изотопов Zr с массовыми числами $90 \leq A \leq 96$ и $120 \leq A \leq 132$

ной плотности. Такое увеличение явилось результатом расчетов, в частности плотностей изотопов Ni и Sn в релятивистской модели Хартри–Боголюбова [39], а также плотностей изотопов He и Li по оболочечной модели в большом конфигурационном пространстве и плотностей Ni, Kr и Sn по модели ХФ + БКШ [40].

Ранее [41] мы обратили внимание на существенный рост энергетической щели между экспериментальными данными об энергиях нейтронных состояний $1f_{5/2}$ и $2p_{3/2}$ с увеличением относительного нейтронного избытка $I = (N - Z)/A$ в стабильных ядрах среднего атомного веса вблизи $N = 20 - 28$. В этой работе показано, что такой рост может быть описан при введении в параметр диффузности a_{HF} зависимости от I . Зависимость от I отсутствует

в параметре a_V систематики KD, но есть в параметре a массовой модели WS4 [42]. В настоящей работе для изотопов с $N \geq 82$ выбрана линейная зависимость:

$$a_{HF} = 0.659 + 3.495(I - I_0) \text{ фм}, \quad (8)$$

где $I = I_0$ для ^{122}Zr . Выражение (8) приводит к $a_{HF} = 0.8$ фм в ^{130}Zr . Это значение близко к параметру поверхностной диффузности $a = 0.8094$ фм потенциала вудс–саксоновской формы глобальной массовой формулы WS4 для ^{130}Zr . Оно превышает значение a_V , предсказываемое систематикой KD для этого ядра, на 22%.

Вычисленные одночастичные спектры ядер Zr с $N \geq 82$ (см. рис. 3, а) демонстрируют черты, признанные в [24] идеальными для формирования гало. В спектрах таких ядер есть существенный энергетический зазор E' между высоколежащими состояниями вблизи энергии Ферми E_F и состояниями, расположенными ниже. Высоколежащие состояния при этом сконцентрированы в узком энергетическом интервале. Для ядер с гало характерна маленькая, не более нескольких сотен кэВ, энергия отделения нуклона $S_{n(p)}$. Валентные нейтроны расположены на орбиталях с малым орбитальными числами и большими главными квантовыми числами (например, $3s$ для изотопов $^{62-70}\text{Ca}$ [43]). Последний преимущественно заполненный уровень обладает большим орбитальным моментом (состояние $1g_{9/2}$ в ядрах Ca). В изотопах Zr нейтронное состояние $1h_{11/2}$ отделено щелью $N = 82$ шириной около 2.5 МэВ от уровней $3p_{3/2}$, $2f_{7/2}$ и $3p_{1/2}$, расположенных выше в узком энергетическом диапазоне шириной около 150 кэВ. При этом в изотопах с $N > 82$ уровни $3p_{3/2}$ и $2f_{7/2}$ слабо связаны, уровень $3p_{1/2}$, отделенный от них интервалом шириной 150–200 кэВ, также становится связанным в ^{130}Zr .

В ядрах вблизи границ нуклонной стабильности важен учет связи с резонансными состояниями в континууме [19]. Согласно [15] к таким состояниям следует отнести состояния $3p$ и $2f$, в то время как состояния $4s_{1/2}$ и лежащие выше состояния $3d_{5/2}$ и $3d_{3/2}$ представляют собой нерезонансные состояния. Выполненный в этой работе анализ влияния парных корреляций на периферию плотности изотопов Zr показал, что s - и d -состояния вносят важный вклад в плотность пар при $r > 10$ фм, в то время как их вклад в одночастичную нейтронную плотность несуществен. В настоящей работе мы ограничились рассмотрением влияния увеличения диффузности a_{HF} на слабо связанные и резонансные состояния $3p$ и $2f$. Рис. 3, б показывает, что при увеличении числа N от 82 до 92 заполняются состояния $3p$ и $2f_{7/2}$, вероятность их заполнения N_{nlj} повышается до 0.6–0.75. Значения N_{nlj} были вычислены по формуле (2) с параметром щели спаривания (3), определенным по результатам предсказаний HFV-29. Согласно таким расчетам в состояниях $3p$ находится более 1 нейтрона уже в ^{124}Zr , более 2 нейтронов в ^{128}Zr , более 3 нейтронов в ^{130}Zr и более 4 в ^{132}Zr , что позволяет заподо-

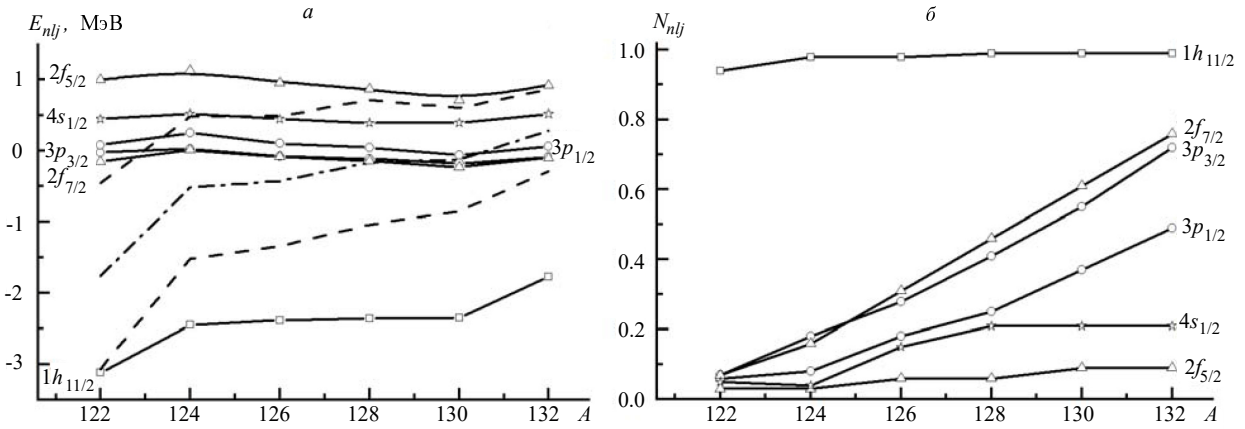


Рис. 3. Нейтронные одночастичные энергии E_{nlj} (а) и вероятности заполнения N_{nlj} (б) изотопов Zr с $A \geq 122$, вычисленные с потенциалом ДОМ

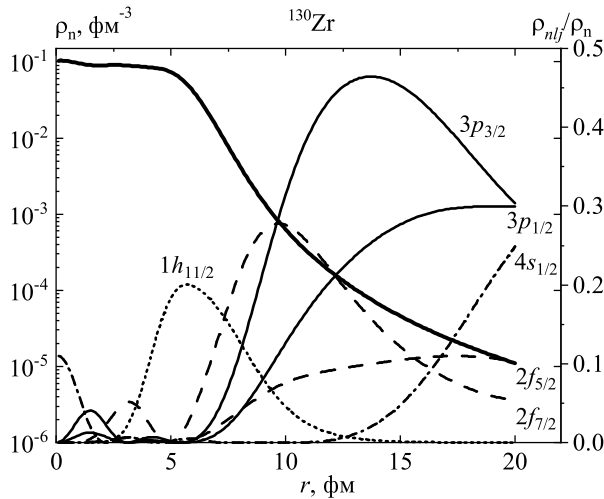


Рис. 4. Отношение (правая ось) плотности нейтронных одночастичных состояний ρ_{nlj} к суммарной нейтронной плотности ρ_n ядра ^{130}Zr (левая ось)

зритель возможное формирование гигантского гало у изотопов Zr с $N \geq 88$.

Вклады отдельных состояний в суммарную плотность на периферии ядра ^{130}Zr демонстрирует рис. 4. Основной вклад в нейтронное гало в области от 10 до 20 фм вносят состояния $3p_{3/2}$ и $3p_{1/2}$, среднеквадратичные радиусы которых r_{nlj}^{rms} (4) превышают радиус лежащего ниже состояния $1h_{11/2}$ более чем в 2 раза (см. рис. 5, б).

Изменение параметра a_{HF} существенно повлияло на одночастичные характеристики состояний вблизи энергии Ферми. Зависимости энергий E_{nlj} , радиусов r_{nlj}^{rms} и заселенностей $n_{nlj} = (2j + 1) N_{nlj}$ состояний вблизи энергии Ферми от параметра диффузности a_{HF} при его изменении от 0.659 [38] до 0.8 фм для ^{130}Zr показана на рис. 5. Увеличение этого параметра привело к подтягиванию уровня $1h_{11/2}$ к энергии E_F . Аналогичный эффект привел [41] к улучшению согласия расчетных энергий нейтронных состояний $2d_{3/2}$ и $2d_{5/2}$ в изотопах

Si с экспериментальными данными [44]. При увеличении a_{HF} радиусы r_{nlj}^{rms} состояний гало $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$ уменьшились, в то время как радиусы состояний с $l \geq 3$, в частности $2f_{7/2}$ и $1h_{11/2}$, увеличились. Это связано с увеличением протяженности хартри-фоксовской составляющей потенциала ДОМ, приводящей к увеличению притяжения для состояний, пространственно удаленных от границы кора, и к его уменьшению для состояний с радиусом r_{nlj}^{rms} вблизи границы кора. В то же время заселенность гало-состояний $3p$ увеличилась с 2.6 до 3.4 нейтронов. Таким образом, увеличение диффузности a_{HF} приближает эти состояния к кору и одновременно способствует их большей заселенности. На аналогичное двойственное влияние парных корреляций на радиус и заселенность гало-состояний обращается внимание в работе [45].

В [24] предложен метод оценки радиуса r_0 , начиная с которого нейтроны расположены в области, где они пространственно декоррелированы с кором ядра. Это значение составило $r_0 \approx 12$ фм в изотопах Zr с $84 \leq N \leq 92$. В качестве примера на рис. 6 проиллюстрирован выбор радиуса r_0 для изотопа ^{130}Zr . В области $r > r_0$ количество нейтронов n_{halo} заметно меньше, чем в состояниях $3p$. Так количество $n_{halo} = 1.06$ нейтрона в области $r_0 \leq r \leq 20$ фм в ^{130}Zr , что существенно меньше 2. Таким образом, при обсуждении вопроса о гигантском гало следует различать количество нейтронов в гало-состояниях и количество нейтронов непосредственно в области гало.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены предсказательные расчеты распределений нейтронной плотности изотопов Zr вблизи границы нейтронной стабильности по дисперсионной оптической модели. Продemonстрировано двоякое влияние увеличения параметра диффузности a_{HF} на радиусы и заселенности гало-состояний. В изотопах Zr с $82 \leq N \leq 92$ такое увеличе-

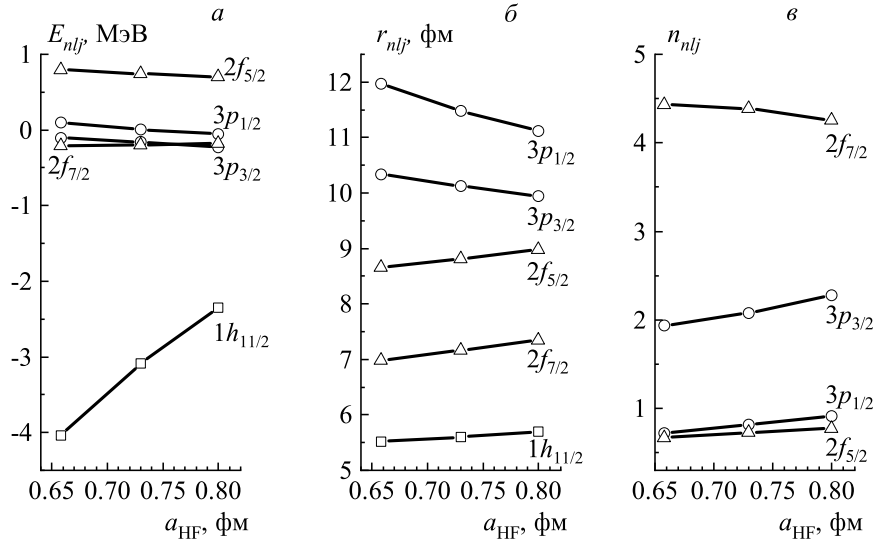


Рис. 5. Зависимость от параметра a_{HF} одночастичных энергий E_{nlj} (а), среднеквадратичных радиусов r_{nlj} (б) и заселенностей n_{nlj} (в) одночастичных состояний в ^{130}Zr

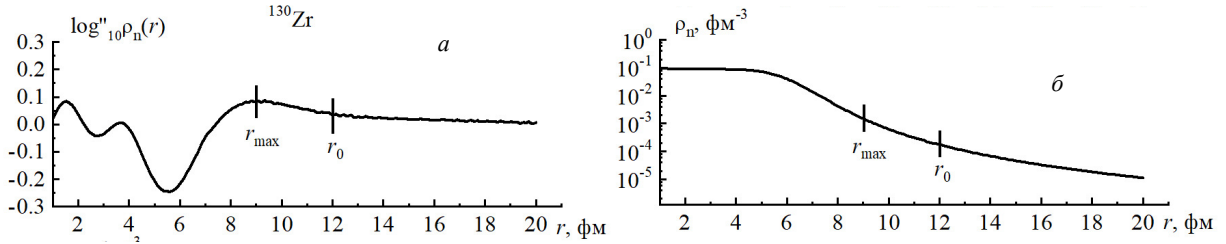


Рис. 6. Вторая производная от распределения нейтронной плотности (а) и нейтронная плотность (б) ядра ^{130}Zr

ние приводит к уменьшению среднеквадратичного радиуса, но одновременно к увеличению количества нейтронов в состояниях $3p$, вносящих основной вклад в нейтронное гало. Количество нейтронов в гало-состояниях существенно превышает их количество в области $r > 12$ фм, т.е. в той области

периферии ядра, где они могут считаться пространственно декоррелированными с кором ядра.

Авторы благодарят проф., доктора физ.-мат. наук С. А. Гончарова за ценные замечания и полезные обсуждения.

- | | |
|---|---|
| <p>[1] Tanihata I., Savajols H., Kanungo R. // <i>Prog. Part. Nucl. Phys.</i> 2013. 68. P. 215.</p> <p>[2] Meng J., Toki H., Zhou S.G., Zhang S.Q. et al. // <i>Prog. Part. Nucl. Phys.</i> 2006. 57. P. 470.</p> <p>[3] Cao X.-N., Ding K.-M., Shi M. // <i>Phys. Rev. C</i> 2020. 102. 044313.</p> <p>[4] Hove D., Garrido E., Sarriguren P., Fedorov D.V. et al. // <i>Phys. Rev. Lett.</i> 2018. 120. 052502.</p> <p>[5] Bjerge T. // <i>Nature</i> 1936. 138. P. 400.</p> <p>[6] Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Shida Y. et al. // <i>Phys. Rev. Lett.</i> 1985. 55. P. 2676.</p> <p>[7] Tanihata I., Savajols H., Kanungo R. // <i>Progr. in Part. and Nucl. Phys.</i> 2013. 68. P. 215.</p> <p>[8] Liu Z.H., Lin C.J., Zhang H.Q., Li Z.C. et al. // <i>Phys. Rev. C</i> 2001. 64. 034312.</p> <p>[9] Belyaeva T.L., Goncharov S.A., Demyanova A.S., A.A. Ogloblin et al. // <i>Phys. Rev. C</i> 2018. 98. 034602.</p> <p>[10] Lubicki P., Jastrzebski J., Trzciska A., Kurcewicz W. et al. // <i>Phys. Rev. C</i> 1998. 57. P. 2962.</p> | <p>[11] Otsuka T., Gade A., Sorlin O., Suzuki T. et al. // <i>Rev. Mod. Phys.</i> 2020. 92. 015002.</p> <p>[12] Meng J., Toki H., Zeng J.Y., Zhang S.Q. et al. // <i>Phys. Rev. C</i> 2002. 65. 041302.</p> <p>[13] Terasaki J., Zhang S.Q., Zhou S.G., Meng J. // <i>Phys. Rev. C</i> 2006. 74. 054318.</p> <p>[14] Meng J., Ring P. // <i>Phys. Rev. Lett.</i> 199. 80. P. 460.</p> <p>[15] Zhang Y., Matsuo M., Meng J. // <i>Phys. Rev. C</i> 2012. 86. 054318.</p> <p>[16] Sandulescu N., Geng L.S., Toki H., Hillhouse G.C. // <i>Phys. Rev. C</i> 2003. 68. 054323.</p> <p>[17] Cao X.-N., Ding K.-M., Shi M., Liu Q. et al. // <i>Phys. Rev. C</i> 2020. 102. 044313.</p> <p>[18] Cao X.-N., Liu Q., Niu Z.-M., Guo J.-Y. // <i>Phys. Rev. C</i> 2019. 99. 024314.</p> <p>[19] Meng J. // <i>Nucl. Phys. A</i> 1998. 635. P. 3.</p> <p>[20] Mahaux C., Sartor R. // <i>Adv. Nucl. Phys.</i> 1991. 20. P. 1.</p> <p>[21] Беспалова О.В., Романовский Е.А., Спас-</p> |
|---|---|

- ская Т.И. // *Яд.Физ.* 2015. **78**, № 1-2. С. 123. (Bespalova O.V., Romanovsky E.A., Spasskaya T.I. // *Phys. Atom. Nucl.* 2015. **78**. P. 118).
- [22] Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ермакова Т.А. и др. // *Яд. Физ.* 2006. **69**, №5. С. 824. (Bespalova O.V., Boboshin I.N., Varlatov V.V., Ermakova T.A. et al. // *Phys. At. Nucl.* 2006. **69**, N 5. P. 796.).
- [23] Беспалова О.В., Романовский Е.А., Спаская Т.И. // *Изв. РАН. сер. Физ.* 2012. **76**, № 4. С. 560. (Bespalova O.V., Romanovsky E.A., Spasskaya T.I. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Physics.* 2012. **76**, N 4. P. 502.).
- [24] Rotival V., Duguet T. // *Phys. Rev. C.* 2009. **79**. 054308.
- [25] Ma N.-N., Zhang H.-F., Bao X.-J., Zhang H.-F. // *Chin. Phys. C.* 2019. **43**, N 4. 044105.
- [26] Tarasov O.B., Ahn D.S., Bazin D., Fukuda N. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2018. **121**. 022501.
- [27] Goriely S., Chamel N., Pearson J.M. // *Phys. Rev. C.* 2010. **82**. 035804.
- [28] Goriely S., Chamel N., Pearson J.M. // *Phys. Rev. C.* 2013. **88**. 024308.
- [29] Goriely S. // *Nucl. Phys. A.* 2015. **933**. P. 68.
- [30] Jaminon M., Mahaux C., Ngo H. // *Nucl. Phys. A.* 1985. **440**. P. 228.
- [31] Mizutori S., Dobaczewski J., Lalazissis G.A., Nazarewicz W. et al. // *Phys. Rev. C.* 2000. **61**. 044326.
- [32] Helm R.H. // *Phys. Rev.* 1956. **104**. P. 1466.
- [33] Lorusso G., Nishimura S., Xu Z.Y., Jungclaus A. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2015. **114**. 192501.
- [34] Sumikama T., Yoshinaga K., Watanabe H., Nishimura S. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2011. **106**. 202501.
- [35] Browne F., Bruce A.M., Sumikama T., Nishizuka I. et al. // *Phys. Lett. B.* 2015. **750**. P. 448.
- [36] Paul N., Corsi A., Obertelli A., Doornenbal P. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2017. **118**. 032501.
- [37] Miyahara S., Nakada H. // *Phys. Rev. C.* 2018. **98**. 064318.
- [38] Koning A.J., Delaroche J.P. // *Nucl. Phys. A.* 2003. **713**. P. 231.
- [39] Lalazissis G.A., Vretenar D., Ring P. // *Phys. Rev. C.* 1998. **57**. P. 2294.
- [40] Antonov A.N., Kadrev D.N., Gaidarov M.K., Moya de Guerra E. et al. // *Phys. Rev. C.* 2005. **72**. 044307.
- [41] Беспалова О.В., Климочкина А.А. // *ЭЧАЯ* 2022. **53**, № 2. С. 428. (Bespalova O.V., Klimochkina A.A. // *Phys. Part. and Nucl.* 2022. **53**, N 2. P. 476.).
- [42] Wang N., Liu M., Wu X., Meng J. // *Phys. Lett. B.* 2014. **734**. P. 215.
- [43] Беспалова О.В., Климочкина А.А. // *Яд. Физ.* 2017. **80**. С. 516. (Bespalova O.V., Klimochkina A.A. // *Phys. Atom. Nucl.* 2017. **80**. P. 919).
- [44] Беспалова О.В., Федоров Н.А., Климочкина А.А., Маркова М.Л. et al. // *Eur. Phys. J. A.* 2018. **54**. P. 2.
- [45] Zhang Y., Chen Y., Meng J. // *Phys. Rev. C.* 2017. **95**. 014316.

Influence of Nuclear Potential Diffuseness on the Neutron Halo Structure in Zr Isotopes near the Neutron Drip Line

O.V. Bespalova^{1,a}, A.A. Klimochkina², M.M. Mosunov²

¹*D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow, 119991, Russia*

²*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow, 119991, Russia*

E-mail: ^a*besp@sinp.msu.ru*

The single-particle characteristics of the halo structure of Zr isotopes near the neutron drip line were calculated within the dispersive optical model. The influence of the increase in the diffuseness of the nuclear Hartree-Fock type potential on the root-mean-square radii of halo states and their populations was considered. A significant difference was shown between the number of neutrons in halo states and in the $r > 12$ fm region, where there is no spatial correlation of neutrons with the core of nucleus.

PACS: 21.10.Gv.

Keywords: neutron halo, dispersive optical model, nuclei near the neutron drip line.

Received 20 September 2022.

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 1. Pp. 113–120.

Сведения об авторах

1. Беспалова Ольга Викторовна — доктор физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: ovbespalova@gmail.com.
2. Климочкина Анна Александровна — канд. физ.-мат. наук, доцент; e-mail: o_k_o_l_o@mail.ru.
3. Мосунов Максим Михайлович — студент; e-mail: mosunov.mmm19@physics.msu.ru.