

МАГИЧНОСТЬ, РАДИУСЫ НЕЙТРОННЫХ ОРБИТ $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ И ГАЛОПОДОБНАЯ СТРУКТУРА В ЯДРАХ $^{52,54}\text{Ca}$

© 2024 г. О. В. Беспалова¹⁾, *, А. А. Климочкина²⁾

Поступила в редакцию 02.11.2023 г.; после доработки 17.11.2023 г.; принята к публикации 17.11.2023 г.

Выполнены расчеты эволюции нейтронных одночастичных спектров изотонов с новым магическим числом нейтронов $N = 32$ и 34 в области $16 \leq Z \leq 32$ в дисперсионной оптической модели. Показано, что в этих изотопах с $N = 32$ и 34 достигается минимум отличия энергии Ферми от полусуммы расчетных энергий последнего преимущественно заполненного и первого преимущественно свободного состояний. Вычисленный среднеквадратичный радиус нейтронного галоподобного состояния $2p_{3/2}$ в дважды магическом ядре ^{52}Ca превысил радиус нижележащего состояния $1f_{7/2}$ на 0.8 Фм. Это согласуется с недавними экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями, объясняющими “неожиданно” большой среднеквадратичный зарядовый радиус этого ядра.

DOI: 10.31857/S0044002724020065, EDN: KRSPAP

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные об энергии возбуждения $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ [1] свидетельствуют о новой магичности изотопов Ca с числами нейтронов $N = 32, 34$ (рис. 1, а), которой посвящено большое количество исследований (см., например, [2–4] и ссылки в них). Для традиционных магических чисел $N = 20$ и 28 одновременно с увеличенными значениями $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ наблюдается уменьшение зарядовых радиусов r_{ch} соответствующих изотопов по сравнению с соседними. Однако для $N = 32$ в изотопах Ca такого уменьшения не происходит [5], и, начиная с ^{48}Ca , радиусы r_{ch} демонстрируют неуклонный рост (рис. 1, б). “Неожиданно” большие радиусы r_{ch} нейтронно-избыточных изотопов Ca, полученные в [5], поставили вопрос о степени проявления магических свойств изотопов ^{52}Ca с числом $N = 32$.

Рост радиуса r_{ch} в ядрах с $N > 28$ был приписан [6] галоподобным особенностям структуры нейтронных орбит $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$, которые заполняются в изотопах Ca с $N > 28$, и сопровождающим это заполнение расширением распределения протонов, “следующих” за нейтронами. В [6] была предсказана разность в 0.7 Фм между среднеквадратичными радиусами r_{rms} нейтронных орбит $1f_{7/2}$

и $2p_{3/2}$, которая соответствует наблюдаемому росту r_{ch} для ^{52}Ca при сохранении этим ядром дважды магической природы. Недавние экспериментальные данные, полученные в реакции выбивания нейтрона из ^{52}Ca [7], показали превышение r_{rms} нейтронов на орбите $2p_{3/2}$ на $0.61(23)$ Фм по сравнению с орбитой $1f_{7/2}$. Так, данные $r_{\text{rms}}^{\text{эксп}}$ составили $4.74(18)$ Фм и $4.13(14)$ Фм для нейтронных состояний $2p_{3/2}$ и $1f_{7/2}$ соответственно. Расчеты по методу Хартри—Фока—Боголюбова с взаимодействием Скирма (SKM), выполненные в [7], привели к

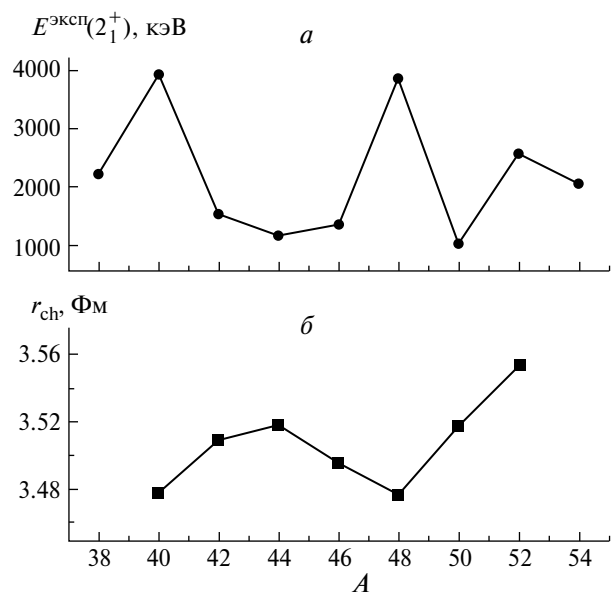


Рис. 1. Экспериментальные энергии $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ (а) и среднеквадратичные зарядовые радиусы r_{ch} (б) четных изотопов Ca.

¹⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва, Россия.

²⁾Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия.

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

$r_{\text{rms}} = 4.12$ Фм для состояния $1f_{7/2}$ и к 4.49 Фм для состояния $2p_{3/2}$. Если первое значение хорошо согласуется с экспериментальным, то второе заметно меньше его. В настоящей работе выполнены расчеты эволюции нейтронных одночастичных спектров изотонов с магическим числом нейтронов $N = 32$ и 34 в дисперсионной оптической модели (ДОМ), определены среднеквадратичные радиусы r_{rms} нейтронных состояний $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ и распределение нейтронной плотности в изотопах $^{52,54}\text{Ca}$, согласующиеся с экспериментальными данными [7] о галоподобной структуре состояния $2p_{3/2}$ в ядре ^{52}Ca .

2. ОСНОВЫ МОДЕЛИ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЕЕ ПАРАМЕТРОВ

Дисперсионная оптическая модель [8], развитая в конце прошлого века, в отличие от традиционной оптической модели опирается на дисперсионное соотношение, связывающее действительную и мнимую части потенциала ДОМ:

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

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

$$\begin{aligned} V(r, E) &= V_{\text{HF}}(r, E) + \Delta V(r, E) = \\ &= V_{\text{HF}}(E) f(r, r_{\text{HF}}, a_{\text{HF}}) + \Delta V_s(E) f(r, r_s, a_s) - \\ &\quad - 4a_d \Delta V_d(E) \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d), \end{aligned} \quad (2)$$

где $f(r, r_i, a_i)$ — функция Вудса–Саксона. Индексы HF, s , d относятся соответственно к ХФ, объемной и поверхностной 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 дисперсионного оптического потенциала (ДОП) предполагалась симметричной относительно энергии E_F и была параметризована следующими выражениями для объемной W_s и поверхностной W_d частей:

$$W_s(E) = w_1 \frac{(E - E_F)^2}{(E - E_F)^2 + (w_2)^2};$$

$$W_d(E) = d_1 \frac{(E - E_F)^2 \exp[-d_2(E - E_F)]}{(E - E_F)^2 + (d_3)^2}, \quad (3)$$

$E > E_F,$

где w_1, w_2, d_1, d_2, d_3 — параметры. Энергия Ферми E_F определялась по данным об энергиях отделения S_n нейтрона от ядра с (N, Z) и $(N + 1, Z)$ [9]:

$$E_F = -\frac{1}{2}(S_n(N, Z) + S_n(N + 1, Z)). \quad (4)$$

Энергетическая зависимость ХФ-составляющей определялась выражением

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}(E_F) \exp \left[\frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}(E_F)} \right]. \quad (5)$$

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

$$N_{nlj} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{E_{nlj} - E_F}{\sqrt{(E_{nlj} - E_F)^2 + \Delta^2}} \right] \quad (6)$$

с эмпирическим значением параметра щели спаривания:

$$\Delta = -\frac{1}{4} \{ S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z) \}. \quad (7)$$

Таким образом, условие $N_n = N$ соответствует согласию с эмпирическим значением энергии Ферми.

Энергии E_{nlj} , использованные в (6), вычислялись при решении уравнения Шредингера с центральной действительной частью нейтронного ДОП $V(r, E_{nlj})$:

$$\left[-\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 + \hat{U}(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(\mathbf{r}), \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} \hat{U}(r, E_{nlj}) &= V(r, E_{nlj}) + \hat{U}_{so}(r, E_{nlj}), \\ \Phi_{nlj}(r) &= \frac{u_{nlj}(r)}{r} Y_{lm}(\Omega). \end{aligned} \quad (9)$$

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

$$\bar{u}_{nlj}(r) = C_{nlj} \sqrt{\frac{m_{\text{HF}}^*(r, E)}{m}} u_{nlj}(r), \quad (10)$$

где отношение ХФ эффективной массы нуклона m_{HF}^* к его полной массе m определяется выражением

$$\frac{m_{\text{HF}}^*(r, E)}{m} = 1 - \frac{d}{dE} V_{\text{HF}}(r, E). \quad (11)$$

Коэффициент C_{nlj} находился при нормировке $\bar{u}_{nlj}(r)$ на единицу. Среднеквадратичные радиусы r_{rms} нейтронных состояний определялись согласно соотношению

$$r_{\text{rms}} = \sqrt{\int_0^\infty \bar{u}_{nlj}^2(r) r^2 dr}, \quad (12)$$

а распределение нейтронной плотности — в одночастичном подходе, аналогично [10]:

$$\rho_n(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{nlj} (2j+1) N_{nlj} \bar{u}_{nlj}^2(r). \quad (13)$$

3. ЭВОЛЮЦИЯ МАГИЧЕСКИХ ЧИСЕЛ $N = 32, 34$

Для расчета характеристик нейтронных одночастичных состояний в качестве параметров мнимого, спин-орбитального потенциалов и геометрических параметров r_{HF} , a_{HF} были взяты значения, экстраполированные в соответствии с параметрами глобальных потенциалов Конинга–Делароша (KD) [11]. В результате глубина потенциала $V_{\text{HF}}(E_F)$ являлась единственным свободным параметром, который находился из условия согласия N_n с числом N изотопа с точностью не хуже 0.5%. Погрешности определения параметра γ практически не влияли на энергии нейтронных состояний вблизи E_F . Этот параметр для ^{52}Ca полагался равным 0.42. Расчетные одночастичные нейтронные энергии E_{nlj} изотонов с магичным $N = 32$, вычисленные с такими глобальными параметрами ДОП, показаны на рис. 2 в сравнении с экспериментальными данными [12, 13]. Обращает на себя внимание взаимное расположение энергии Ферми E_F и энергий состояний $2p$, которые являются последним занятым и первым

свободным состояниями в рамках модели независимых частиц (МНЧ). Значение E_F соответствует почти половине суммарной энергии уровней $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ только в изотопах Са и Тi. Это иллюстрирует вставка к рис. 2, на которой представлено различие $\Delta_F = \left| E_F - \left\langle E_{2p_{3/2}}, E_{2p_{1/2}} \right\rangle \right|$ между энергией E_F и средним положением состояний $2p$ в изотопах с $N = 32$. Оно достигает наименьших значений в 0.1 МэВ в ^{52}Ca и ^{54}Ti , что составляет около 10% от щели G между энергиями состояний $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$.

В ядрах с традиционными магическими числами последнее состояние ниже E_F с энергией E_F^- практически полностью заполнено, а первое состояние выше E_F с энергией E_F^+ — свободно. Поэтому для таких ядер энергии S_n (с противоположным знаком) отделения нуклона от него и ядра с $A + 1$ близки соответственно к энергиям E_F^- и E_F^+ , энергия E_F (4) — к их среднему, а основные характеристики ядра хорошо описываются МНЧ. В ядрах ^{52}Ca , ^{54}Ti с новым магическим числом $N = 32$ эмпирические энергии отделения нейтрона $-S_n$ от ядер с $(N = 32, Z)$ и $(N = 33, Z)$ отличаются от расчетных по ДОМ энергий E_{nlj} состояний $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$, однако среднее между энергиями S_n близко к среднему между рассчитанными в ДОМ энергиями E_{nlj} . Такое расположение энергии E_F характерно и для других ядер с традиционными и новыми магическими числами [14] и может рассматриваться в качестве маркера магичности. Для того чтобы при этом ядро проявляло себя как магическое, необходимо наличие значительной энергетической щели G между E_F^- и E_F^+ .

В ДОМ не учитывается вклад тензорного взаимодействия, который важен для количественного объяснения магических свойств ^{52}Ca и ^{54}Ti [4]. За счет тензорных сил протоны заполненной оболочки $1d_{3/2}$ в изотопах Са притягивают нейтроны под оболочки $2p_{3/2}$ и отталкивают — $2p_{1/2}$, расширяя тем самым нейтронную щель $N = 32$ по сравнению с расчетом по ДОМ. В ^{54}Ti такое действие тензорного взаимодействия ослабевает, так как начинает заполняться протонная оболочка $1f_{7/2}$. Несмотря на отсутствие тензорного взаимодействия, ДОМ хорошо описывает динамику необходимого условия для возникновения магического числа $N = 32$. При увеличении Z среднее $\left\langle E_{2p_{3/2}}, E_{2p_{1/2}} \right\rangle$ между энергиями состояний $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ удаляется от E_F (см. рис. 2). При этом минимум разности Δ_F достигается для двух ядер: ^{52}Ca и ^{54}Ti . Такая картина соответствует исчезновению магических свойств числа $N = 32$ (рис. 3) с увеличением Z , которое можно проследить по данным о $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$. Высокие значения этой энергии характерны для ядер ^{52}Ca и ^{54}Ti . И хотя при переходе от дважды магического ядра ^{52}Ca к ^{54}Ti наблюдается существенное уменьшение энергии $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$, ее значение в ^{54}Ti остается выше, чем в изотопе ^{60}Ni с магическим числом $Z = 28$.

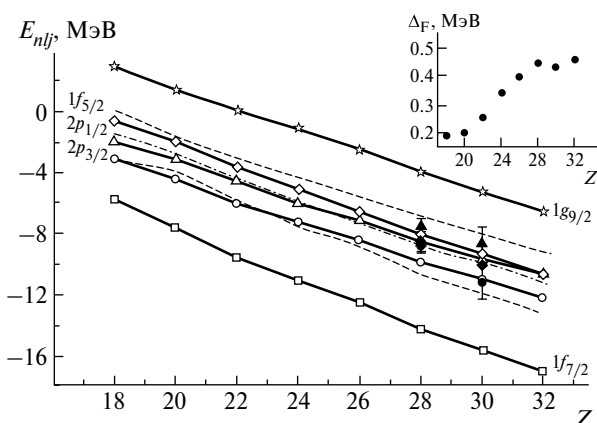


Рис. 2. Нейтронные одночастичные энергии изотонов с $N = 32$. Светлые значки, соединенные сплошными линиями, — расчет с ДОП, штрихпунктирная линия — энергия E_F , штриховые — энергии $-S_n(A)$, $-S_n(A + 1)$. Темные значки — результат совместной оценки данных реакций срыва и подхвата нейтрона на одном и том же ядре [12, 13].

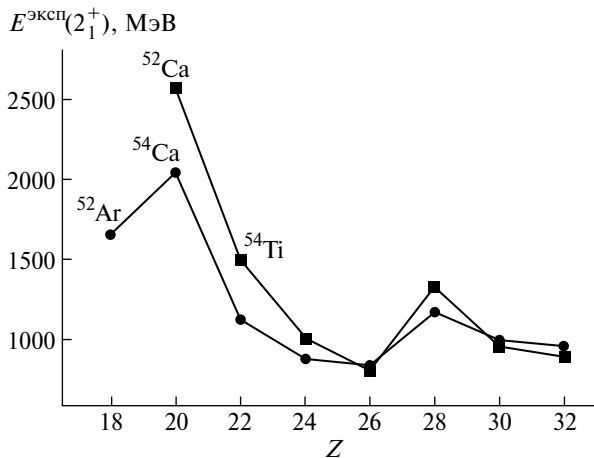


Рис. 3. Экспериментальные энергии $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ изотонов с $N = 32$ (квадраты) и $N = 34$ (кружки).

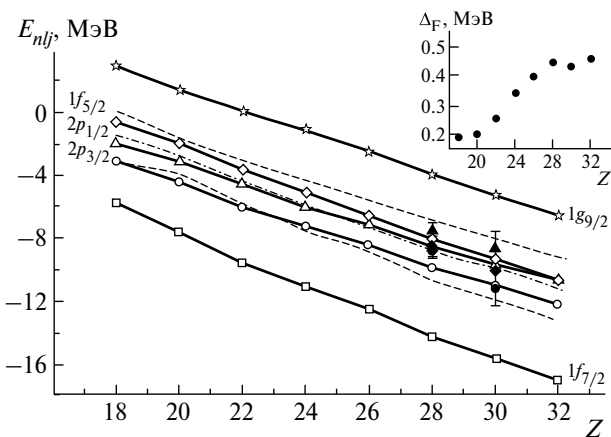


Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для изотонов с $N = 34$.

Аналогично можно проследить динамику нового магического числа $N = 34$. В МНЧ числу $N = 34$ соответствует заполнение всех подоболочек ниже $2p_{1/2}$ включительно, вышележащая подоболочка $1f_{5/2}$ свободна. В стабильных изотонах ^{62}Ni и ^{64}Zn ситуация другая. Согласно результатам совместной оценки данных реакций срыва и подхвата нейтрона [13] состояние $2p_{1/2}$ расположено выше энергии E_F и заполнено лишь на четверть, что не предполагает замыкания подоболочки $N = 34$ в этих ядрах. Согласно расчету по ДОМ (рис. 4) при уменьшении Z уровень $2p_{1/2}$ опускается ниже E_F , так что последняя оказывается между уровнями $2p_{1/2}$ и $1f_{5/2}$. В этом проявляется магичность числа $N = 34$ в изотонах ^{54}Ca и ^{52}Ar , которая находит свое отражение в энергиях $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ (см. рис. 3). Отличие $\Delta_F = |E_F - \langle E_{2p_{1/2}}, E_{1f_{5/2}} \rangle|$ энергии E_F от среднего значения энергий последнего преимущественно занятого и первого преимущественно свободного состояний $2p_{1/2}$ и $1f_{5/2}$ показано на врезке к рис. 4 для $N = 34$. Оно достигает наименьшего значения ≈ 0.2 МэВ в ^{54}Ca и ^{52}Ar , что составляет

около 17% от щели между энергиями состояний $2p_{1/2}$ и $1f_{5/2}$. Таким образом, в расчетных одночастичных спектрах магичность числа $N = 34$ менее выражена по сравнению с $N = 32$. Это качественно согласуется с уменьшением экспериментальной энергии $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ (см. рис. 1, а) в ^{54}Ca по сравнению с ^{52}Ca . Значение Δ_F для соседнего с ^{54}Ca изотона ^{56}Ti с $N = 34$ по абсолютной величине близко к значению для ^{56}Cr с $N = 32$, для которого магические свойства числа $N = 32$ уже не проявляются. Такая картина согласуется с энергиями $E^{\text{эксп}}(2_1^+)$ изотонов с $N = 32, 34$ в ядрах ^{56}Ti и ^{56}Cr , которые отличаются друг от друга лишь на 10% (см. рис. 3).

4. РАДИУСЫ НЕЙТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ $1f_{7/2}$ И $2p_{3/2}$

Ранее в [15] нами был выполнен расчет нейтронных и протонных радиусов изотопов Ca по ДОМ. Расчетный протонный радиус $\langle r_p \rangle$ ^{48}Ca оказался меньше, чем у соседних изотопов, а при дальнейшем росте числа N он продемонстрировал рост, качественно согласующийся с экспериментальными данными [5].

Среднеквадратичные радиусы r_{rms} ^{52}Ca для нейтронных орбит $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$, вычисленные нами с теми же параметрами, которые определены при вычислении энергий нейтронных орбит, равны соответственно 4.22 и 5.04 Фм. Разность этих r_{rms} составляет 0.82 Фм, что согласуется с экспериментальными данными 0.61(23) Фм с учетом их погрешности. Радиус r_{rms} состояния $1f_{7/2}$ находится в согласии с экспериментальным радиусом $r_{\text{rms}}^{\text{эксп}} = 4.13(14)$ Фм, в то время как r_{rms} состояния $2p_{3/2}$ завышен по сравнению с $r_{\text{rms}}^{\text{эксп}} = 4.74(18)$ Фм.

Индивидуальные особенности ядер можно учесть, изменяя, в частности, геометрические параметры ХФ-составляющей ДОП. Следует отметить, что зависимость глобального параметра диффузности a_V систематики КД от массового числа A имеет значительную неопределенность [16], что может быть связано с отсутствием зависимости этого параметра от нейтрон-протонной асимметрии $(N - Z) / A$ [17]. Для нового магического ядра ^{52}Ca параметр диффузности a_{HF} был уменьшен до 0.58 Фм ($\text{KD } a_V = 0.67$ Фм). Такой параметр диффузности a_{HF} соответствует более резкой границе потенциала и может быть сопоставлен с параметром a_{HF} для ^{48}Ca [12], являющегося кором для ядра ^{52}Ca . С параметрами $a_{\text{HF}} = 0.58$ Фм и $r_{\text{HF}} = 1.2$ Фм ($\text{KD } r_V = 0.195$ Фм) были получены значения $r_{\text{rms}} = 4.13$ Фм и 4.94 Фм для состояний $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ в ^{52}Ca . Последнее значение лучше согласуется с экспериментальными данными [5]. В ядре ^{54}Ca , согласно МНЧ, состояние $2p_{1/2}$ — последнее заполненное. С измененными по сравнению с КД параметрами ($a_{\text{HF}} = 0.58$ Фм, $r_{\text{HF}} = 1.2$ Фм,

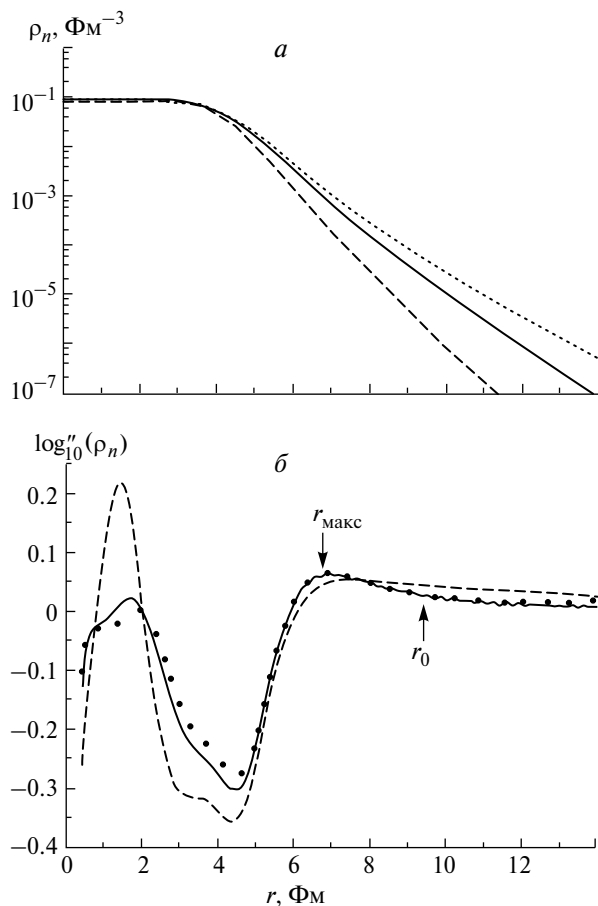


Рис. 5. Нейтронная плотность $\rho_n(r)$ (а) и вторая производная от ее логарифма $\log''_{10}[\rho_n(r)]$ (б) для изотопов ^{48}Ca (штриховая кривая), ^{52}Ca (сплошная) и ^{54}Ca (точечная).

$V_{HF}(E_F) = 46.9$ МэВ) для состояния $2p_{1/2}$ в ^{54}Ca получено значение $r_{\text{rms}} = 5.48$ Фм, большее, чем для состояния $2p_{3/2}$.

Существенное улучшение согласия r_{rms} состояния $2p_{3/2}$ в ^{52}Ca с экспериментом возможно при учете тензорного взаимодействия, притягивающего нейтроны в этом состоянии и, следовательно, уменьшающего r_{rms} . Учет тензорного вклада во взаимодействие Скимма (SGII + T) в приближении ХФ + БКШ для ^{52}Ca привел к уменьшению радиуса r_{rms} орбит $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ соответственно на 0.09 и 0.1 Фм. Отметим, что и в этих расчетах полученный радиус $r_{\text{rms}} = 4.44$ Фм нейтронного состояния $2p_{3/2}$, так же как и в [5], занижен по сравнению с экспериментальным.

На рис. 5, а представлены нейтронные плотности $\rho_n(r)$ ядер $^{52,54}Ca$ и ^{48}Ca , вычисленные по ДОМ с параметрами $a_{HF} = 0.58$ Фм и $r_{HF} = 1.2$ Фм. Как видно из рисунка, для ядер ^{52}Ca и ^{54}Ca характерен более протяженный хвост распределения плотности, напоминающий структуру гало. В [18] предложен модельно-независимый метод выделения области, в которой нуклоны гало пространственно

не коррелируют с кором. Метод основан на изменении наклона плотности $\rho_n(r)$ на поверхности ядра, где она сформирована как нуклонами кора, так и гало. Изменение наклона приводит к появлению характерного максимума при $r = r_{\text{макс}}$ в радиальном распределении второй логарифмической производной плотности $\log''_{10}[\rho_n(r)]$ по радиусу (рис. 5, б). Согласно [18] при $r_{\text{макс}}$ плотность кора и гало дают одинаковый вклад в суммарную плотность ядра. Функция $\log''_{10}[\rho_n(r)]$ для ^{52}Ca имеет слабо выраженный максимум при $r_{\text{rms}} = 6.8$ Фм, в отличие от ^{48}Ca . Аналогичный максимум характерен и для ядра ^{54}Ca . Этот результат находится в согласии с представлением о галоподобной структуре изотопов $^{52,54}Ca$.

Мы оценили также количество нейтронов $N(r_{\text{макс}})$ и $N(r_0)$ в ядрах $^{52,54}Ca$, которые расположены в области $r \geq r_{\text{макс}}$ и в области гало $r \geq r_0$. Последняя определена в [18] как область за пределами радиуса r_0 , при котором плотность гало в 10 раз превышает плотность кора. Значение r_0 для $^{52,54}Ca$ близко к 9.5 Фм. В ядре ^{52}Ca в области $r \geq r_{\text{макс}}$ расположено около $N(r_{\text{макс}}) \approx 0.5$ нейтрона, а в области $r \geq r_0$ всего лишь $N(r_0) = 0.03 \pm 0.01$ нейтронов. Теоретическая погрешность $N(r_0)$ найдена в соответствии со способом оценки погрешности r_0 , предложенным в [18]. Аналогичные значения для ^{54}Ca составили $N(r_{\text{макс}}) \approx 0.8$ нейтрона и $N(r_0) = 0.07 \pm 0.03$ нейтрона. Это соответствует представлению о $^{52,54}Ca$ как о ядрах с галоподобной структурой, но не собственно с гало в силу малости числа $N(r_0)$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены расчеты, предсказывающие одночастичные нейтронные характеристики изотонов с новыми магическими числами $N = 32, 34$ в рамках дисперсионной оптической модели. Показано, что для изотонов ^{52}Ca , ^{54}Ti с $N = 32$ и ^{52}Ag , ^{54}Ca с $N = 34$ характерна близость середины между последним преимущественно заполненным и первым преимущественно свободным нейтронными состояниями в МНЧ к определяемой эмпирически энергии Ферми E_F , что отражает магические свойства этих ядер. Для соседних изотонов эта близость быстро исчезает. Такая особенность расчетных спектров может быть полезна для предсказаний возможных кандидатов в новые магические ядра.

Рассчитанный среднеквадратичный радиус r_{rms} последнего преимущественно заполненного нейтронного состояния $2p_{3/2}$ в ^{52}Ca превысил радиус нижележащего состояния $1f_{7/2}$ на 0.8 Фм, что согласуется с представлением о галоподобной структуре состояния $2p_{3/2}$, которая рассматривается в качестве причины “неожиданно” большого зарядового радиуса этого ядра. Однако r_{rms} нейтронного состояния $2p_{3/2}$ в ДОМ завышен по сравнению с экспериментальным, что можно объяснить отсутствием в этой модели учета притягивающего тензорного

взаимодействия нейтронов в $2p_{3/2}$ состоянии с протонами в заполненном состоянии $1d_{3/2}$.

Рассчитанные нейтронные плотности $\rho_n(r)$ ядер $^{52,54}\text{Ca}$ и ^{48}Ca показали, что для ядер ^{52}Ca и ^{54}Ca присутствует, в отличие от ^{48}Ca , максимум второй производной от логарифма плотности $\log_{10}[\rho_n(r)]$, характерный для ядер со структурой гало. Однако этот максимум слабо выражен, а число нейтронов в области периферии ядра, где они пространственно не коррелированы с нуклонами кора, несущественно. Такая картина соответствует представлению лишь о галоподобных особенностях распределения нейтронов в состояниях $2p$ в ядрах ^{52}Ca и ^{54}Ca , которые заключаются в большем среднеквадратичном радиусе этих состояний по сравнению с нижележащим состоянием $1f_{7/2}$.

Авторы благодарят аспиранта физического факультета МГУ С.В. Сидорова за предоставленные результаты выполненного им расчета радиусов нейтронных состояний ^{52}Ca в приближении ХФ + БКШ с учетом и без учета тензорного вклада во взаимодействие Сфирма.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. База данных ENSDF, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
2. A. Gade, R. V. F. Janssens, D. Bazin, R. Broda, B. A. Brown, C. M. Campbell, M. P. Carpenter, J. M. Cook, A. N. Deacon, D.-C. Dinca, B. Fornal, S. J. Freeman, T. Glasmacher, P. G. Hansen, B. P. Kay, P. F. Mantica, *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 021302(R) (2006).
3. D. Steppenbeck, S. Takeuchi, N. Aoi, P. Doornenbal, M. Matsushita, H. Wang, H. Baba, N. Fukuda, S. Go, M. Honma, J. Lee, K. Matsui, S. Michimasa, T. Motobayashi, D. Nishimura, T. Otsuka, *et al.*, Nature **502**, 207 (2013).
4. M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown, and T. Mizusaki, Eur. Phys. J. A **25**, 499 (2005).
5. R. F. Garcia Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebeler, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, *et al.*, Nature Phys. **12**, 594 (2016).
6. J. Bonnard, S. M. Lenzi, and A. P. Zuker, Phys. Rev. Lett. **116**, 212501 (2016).
7. M. Enciu, H. N. Liu, A. Obertelli, P. Doornenbal, F. Nowacki, K. Ogata, A. Poves, K. Yoshida, N. L. Achouri, H. Baba, F. Browne, D. Calvet, F. Château, S. Chen, N. Chiga, A. Cors, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **129**, 262501 (2022).
8. C. Mahaux and R. Sartor, Adv. Nucl. Phys. **20**, 1 (1991).
9. M. Wang, W. J. Huang, F. G. Kondev, G. Audi, and S. Naimi, Chin. Phys. C **45**, 030003 (2021).
10. M. Jaminon and C. Mahaux, Nucl. Phys. A **440**, 228 (1985).
11. A. J. Koning and J. P. Delaroche, Nucl. Phys. A **713**, 231 (2003).
12. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Т. П. Тимохина, ЯФ **71**, 37 (2008) [O. V. Bessalova, I. N. Boboshin, V. V. Varlamov, T. A. Ermakova, B. S. Ishkhanov, E. A. Romanovsky, T. I. Spasskaya, and T. P. Timokhina, Phys. At. Nucl. **71**, 36 (2008)].
13. О. В. Беспалова, И. Н. Бобошин, В. В. Варламов, Т. А. Ермакова, Б. С. Ишханов, А. А. Климошкина, С. Ю. Комаров, Ч. Коура, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 575 (2010) [O. V. Bessalova, I. N. Boboshin, V. V. Varlamov, T. A. Ermakova, B. S. Ishkhanov, A. A. Klimochkina, S. Yu. Komarov, H. Koura, E. A. Romanovsky, and T. I. Spasskaya, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **74**, 542 (2010)].
14. О. В. Беспалова, Е. А. Романовский, Т. И. Спасская, ЯФ **78**, 123 (2015) [O. V. Bessalova, E. A. Romanovsky, and T. I. Spasskaya, Phys. At. Nucl. **78**, 118 (2015)].
15. О. В. Беспалова, А. А. Климошкина, ЯФ **80**, 516 (2017) [O. V. Bessalova and A. A. Klimochkina, Phys. At. Nucl. **80**, 919 (2017)].
16. C. D. Pruitt, J. E. Escher, and R. Rahman, Phys. Rev. C **107**, 014602 (2023).
17. О. В. Беспалова, А. А. Климошкина, ЭЧАЯ **53**, 428 (2022) [O. V. Bessalova and A. A. Klimochkina, Phys. Part. Nucl. **53**, 476 (2022)].
18. V. Rotival and T. Duguet, Phys. Rev. C **79**, 054308 (2009).

THE MAGICITY, THE RADII OF NEUTRON ORBITS $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$ AND HALO-LIKE STRUCTURE OF $^{52,54}\text{Ca}$ NUCLEI

© 2024 O. V. Bessalova¹⁾, A. A. Klimochkina²⁾

¹⁾Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

²⁾Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

The evolution of neutron single-particle spectra of isotones with $N = 32$ and 34 new magic neutron numbers in the region $16 \leq Z \leq 32$ was calculated in the dispersive optical model. It was shown that the minimum of the difference between the Fermi energy and the half-sum of the energy levels of the last predominantly occupied state and the first predominantly unoccupied state is achieved in the magic isotones with $N = 32$ and 34. The calculated root-mean-square radius of the neutron halo-like state $2p_{3/2}$ in double magic ^{52}Ca nucleus exceeded the radius of the underlying $1f_{7/2}$ state by 0.8 fm. It is consistent with the recent experimental data and theoretical predictions that explain “unexpectedly” large root-mean-square charge radius of this nucleus.