

О ЗАВИСИМОСТИ ДИФFUЗНОСТИ ПОВЕРХНОСТИ ЯДЕР ОТ НЕЙТРОН-ПРОТОННОЙ АСИММЕТРИИ И ЕЕ ВЛИЯНИИ НА ЭВОЛЮЦИЮ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СПЕКТРОВ

О. В. Беспалова^{1,*}, А. А. Климошкина²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Выполнен анализ одночастичных энергий изотопов Si, Ca, Ti, Cr, Fe, Ni, Sn по дисперсионной оптической модели. Исследовалось влияние значений параметра диффузности a_{HF} хартри-фоковской составляющей потенциала на описание экспериментальных данных об эволюции нейтронных одночастичных энергий изотопов Si, нейтронных энергетических щелей $1f_{5/2}-2p_{3/2}$ в изотопах ядер от Ca до Ni и протонных щелей $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ и $1g_{7/2}-2d_{5/2}$ в изотопах Ca и Sn соответственно. Результаты свидетельствуют о зависимости параметра a_{HF} от нейтрон-протонной асимметрии.

The single-particle energies of the isotopes Si, Ca, Ti, Cr, Fe, Ni, Sn were analyzed within the dispersive optical model. The influence of the diffuseness a_{HF} of the Hartree–Fock component of the potential on the description of experimental data on the evolution of neutron single-particle energies of Si isotopes, neutron energy gap $1f_{5/2}-2p_{3/2}$ in isotopes from Ca to Ni and proton energy gaps $2s_{1/2}-1d_{3/2}$ in Ca isotopes and $1g_{7/2}-2d_{5/2}$ in Sn isotopes was studied. As a result, the diffuseness a_{HF} was proposed to depend on the neutron–proton asymmetry.

PACS: 21.10.Pc; 24.10.Ht

ВВЕДЕНИЕ

Распределение плотности ядер — фундаментальная величина, исследованиям которой всегда уделялось пристальное внимание. Экспериментальные данные по распределению протонной (зарядовой) плотности получены с хорошей точностью при рассеянии электронов, а распределение ядерной материи и нейтронов — в реакциях под действием сильновзаимодействующих частиц, в частности протонов [1], с погрешностью, значительно превышающей погрешность протонной плотности. Развитие техники получения и ускорения пучков вторичных заряженных частиц открыло новую область ядер, удаленных от долины β -стабиль-

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

ности. В ней ядра демонстрируют особенности распределения плотности, среди них нейтронная (протонная) «шуба», структура гало. «Шуба» на поверхности ядра состоит из избытка нуклонов одного сорта по сравнению с другим и характеризуется существенной разностью их среднеквадратичных радиусов. Гало представляет собой облако вокруг компактного кора, оно характеризуется длинным хвостом распределения ядерной плотности. Если «шуба» растет постепенно по мере увеличения избытка одного сорта нуклона над другим, то гало возникает более резко, как правило, при заселении состояния с малым значением орбитального момента l , расположенного по энергии непосредственного над состоянием с существенно большим значением l .

Что же происходит с поверхностью ядра, ее протяженностью, когда растет «шуба»? И какова становится протяженность распределения нуклонов другого сорта, не входящего в состав «шубы»? Расчеты в приближении Хартри–Фока с учетом парного взаимодействия теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [2] показывают, что при переходе от стабильного изотопа ^{118}Sn к нейтронно-избыточному изотопу ^{132}Sn диффузность распределения нейтронов a_n растет с 0,555 до 0,698 фм, в то время как диффузность распределения протонов a_p уменьшается с 0,468 до 0,377 фм.

Разумно ожидать, что форма ядерного потенциала следует за формой распределения ядерной плотности, поэтому по первой можно судить о второй. В качестве ядерного потенциала в настоящей работе выступает потенциал дисперсионной оптической модели (ДОМ) [3]. Мы проследили влияние зависимости геометрических параметров, в частности параметра диффузности a_{HF} его составляющей хартри-фоковского типа (далее для краткости хартри-фоковской составляющей) от нейтрон-протонной асимметрии $(N-Z)/A$, на протонные и нейтронные одночастичные энергии изотопов ядер Si, Ca, Ti, Cr, Fe, Ni, Sn и улучшили согласие с имеющимися экспериментальными данными по сравнению со случаем зависимости диффузности a_{HF} лишь от массового числа A ядра.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Основное отличие дисперсионной оптической модели [3] от традиционной — наличие дисперсионной составляющей $\Delta V(r, E)$ в центральной действительной части $V(r, E)$ локально эквивалентного дисперсионного оптического потенциала (ДОП):

$$V(r, E) = V_{\text{HF}}(r, E) + \Delta V(r, E) = V_{\text{HF}}(E)f(r, r_{\text{HF}}, a_{\text{HF}}) + \Delta V_s(E)f(r, r_s, a_s) - 4a_d\Delta V_d(E)\frac{d}{dr}f(r, r_d, a_d), \quad (1)$$

где $f(r, r_i, a_i)$ — функция Вудса–Саксона, индексы HF, s, d относятся соответственно к хартри-фоковской составляющей, объемной и поверх-

ностной составляющим ДОП. Выражение (1) представлено для нейтронов, для протонов оно включает в себя также кулоновский потенциал.

В отличие от $V_{\text{HF}}(r, E)$ дисперсионная составляющая $\Delta V(r, E)$ резко зависит от энергии вблизи энергии Ферми E_F и определяется из дисперсионного соотношения, связывающего действительную V и мнимую W части ДОП:

$$\Delta V(r, E) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} W(r, E') \left(\frac{1}{(E' - E)} - \frac{1}{(E' - E_F)} \right) dE'. \quad (2)$$

Дисперсионная составляющая $\Delta V(r, E)$ эффективно учитывает короткодействующие (распределенные по объему) и дальнедействующие (сконцентрированные на поверхности) корреляции и приводит к уменьшению энергетической щели G между последним преимущественно занятым и первым преимущественно свободным состояниями по сравнению с расчетами в приближении Хартри–Фока.

Энергия Ферми E_F для нейтронов определялась по эмпирическим данным АМЕ16 [4] об энергиях отделения S_n нейтрона от ядра (N, Z) и $(N + 1, Z)$, а при их отсутствии — по результатам предсказаний модели Хартри–Фока–Боголюбова [5]:

$$E_F = -\frac{1}{2}(S_n(N, Z) + S_n(N + 1, Z)). \quad (3)$$

В настоящей работе мнимая часть ДОП предполагалась симметричной относительно энергии E_F и была параметризована следующими выражениями для поверхностной W_d и объемной W_s частей:

$$W_s(E) = w_1 \frac{(E - E_p)^2}{(E - E_p)^2 + w_2^2}, \quad (4)$$

$$W_d(E) = d_1 \frac{(E - E_p)^2 \exp[-d_2(E - E_p)]}{(E - E_p)^2 + (d_3)^2}.$$

Мнимая часть ДОП отражает индивидуальные свойства ядра. В соответствии с оболочечным эффектом интервал значений энергии $|E_F - E_p|$ вблизи E_F , в котором мнимая часть $W = 0$, в магическом ядре больше, чем в соседних ядрах. Для оценки величины этого интервала можно использовать выражение [6]

$$|E_F - E_p| = 0,8 \left[\frac{\Delta S_n}{2} + \min(\Delta S_n, \Delta S_p) \right], \quad (5)$$

где

$$\Delta S_i = (S_i(N, Z) - S_i(N + 1, Z)), \quad i = n, p. \quad (6)$$

Энергетическая зависимость хартри-фоковской составляющей определялась выражением

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}(E_F) \exp \left[\frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}(E_F)} \right]. \quad (7)$$

Параметр $V_{\text{HF}}(E_F)$ находился из условия согласия суммарного числа $N_{n,p} = \sum (2j + 1) N_{nlj}$ нейтронов n или протонов p с числом N или Z ядра соответственно. Для этого вероятность заполнения N_{nlj} одночастичных орбит вычислялась по формуле теории БКШ

$$N_{nlj} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(E_{nlj} - E_F)}{\sqrt{(E_{nlj} - E_F)^2 + (\Delta)^2}} \right) \quad (8)$$

с эмпирическим значением параметра щели спаривания Δ :

$$\Delta = -\frac{1}{4} \{S_n(N + 1, Z) - 2S_n(N, Z) + S_n(N - 1, Z)\}. \quad (9)$$

В качестве энергии E_{nlj} брались значения, вычисленные при решении уравнения Шредингера с действительной частью ДОП $V(r, E_{nlj})$:

$$\left[\frac{-\nabla^2}{2m} + V(r, E_{nlj}) \right] \Phi_{nlj}(\mathbf{r}) = E_{nlj} \Phi_{nlj}(\mathbf{r}). \quad (10)$$

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

$$\bar{u}_{nlj}(r) = C_{nlj} (m_{\text{HF}}^*(r, E)/m)^{1/2} u_{nlj}(r), \quad (11)$$

где отношение хартри-фоковской эффективной массы нуклона m_{HF}^* к его полной массе m определяется выражением [3]

$$\frac{m_{\text{HF}}^*(r, E)}{m} = 1 - \frac{d}{dE} V_{\text{HF}}(r, E). \quad (12)$$

Коэффициент C_{nlj} находился при нормировке $\bar{u}_{nlj}(r)$ на единицу.

Протонная плотность $\rho_p(r)$ вычислялась в одночастичном приближении:

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

Вероятности заполнения при этом находились по приближенным формулам ДОМ [3]:

$$\begin{aligned}
 N_{nlj} &= 1 - \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \times \\
 &\quad \times \left[\left\{ \frac{m_{\text{HF}}^*}{m(r, E_{nlj})} \right\}^{-1} \pi^{-1} \int_{E_F}^{\infty} \frac{W_I(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr, \quad E_{nlj} < E_F, \\
 N_{nlj} &= \int_0^{\infty} \bar{u}_{nlj}^2(r) \left[\left\{ \frac{m_{\text{HF}}^*}{m(r, E_{nlj})} \right\}^{-1} \pi^{-1} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \int_{-\infty}^{E_F} \frac{W_I(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr, \quad E_{nlj} > E_F.
 \end{aligned} \tag{14}$$

Переход от протонной плотности $\rho_p(r)$ к зарядовой $\rho_{\text{ch}}(r)$ был выполнен аналогично [7]:

$$\rho_{\text{ch}}(r) = (\pi a^2)^{-3/2} \int \rho_p(r') \exp \left[-\frac{(r - r')^2}{a^2} \right] d\mathbf{r}', \tag{15}$$

где параметр $a^2 = 0,4 \text{ фм}^2$ приближенно учитывает протонный зарядовый формфактор.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ОБСУЖДЕНИЕ

С хорошей точностью можно считать, что вся энергетическая зависимость потенциала ДОМ сконцентрирована в его силовых параметрах, а геометрические параметры не зависят от энергии [3]. Одна из сильных сторон этой модели — возможность находить геометрические параметры потенциала ДОМ при анализе данных по рассеянию нуклона на ядре, как правило, более многочисленных, чем данные по характеристикам связанных состояний нуклона в ядре. В случае ядер, для которых данные по рассеянию на них нуклонов ограничены или отсутствуют, для этой цели можно также воспользоваться предсказаниями систематик глобальных параметров традиционной (недисперсионной) оптической модели, в частности систематикой Конинга–Делароша (KD) [8], определенной при анализе обширной базы по рассеянию нуклонов стабильными ядрами. В этой систематике геометрические параметры $r_{v,d}$, $a_{v,d}$ как объемной, так и поверхностной частей оптического потенциала зависят от массового числа A ядра и не зависят от нейтрон-протонной асимметрии. Зависимость от $(N-Z)/A$ введена лишь в силовые параметры потенциала [8]. В [9] особое внимание уделено изоспиновой зависимости глобальных параметров традиционной оптической модели, диффузность объемных

членов потенциала [9] зависит от нейтрон-протонной асимметрии. Такая зависимость диффузности a_{HF} хартри-фоковской составляющей потенциала ДОМ представляется особенно важной для ядер, удаленных от долины β -стабильности, в связи со следующими экспериментальными указаниями.

В работах [10, 11] даны экспериментальные и оцененные нейтронные одночастичные энергии E_{nlj} состояний вблизи энергии E_F ряда изотопов Ca, Ti, Cr, Fe, Ni. Согласно этим данным зависимость энергетической щели $\Delta E^\nu(1f_{5/2}-2p_{3/2})$ между нейтронными уровнями $1f_{5/2}$ и $2p_{3/2}$ от массового числа A ядра растет для изотопов и уменьшается для изотонов (рис. 1, а). Эта же щель в зависимости от относительного нейтронного избытка $(N-Z)/A$ растет для всех ядер (рис. 1, б). Поэтому для количественного описания щели $\Delta E^\nu(1f_{5/2}-2p_{3/2})$ требуется потенциал, параметры которого также будут зависеть от $(N-Z)/A$. Оказалось, что величина щели $\Delta E^\nu(1f_{5/2}-2p_{3/2})$ очень чувствительна к геометрическим параметрам r_{HF} и a_{HF} . Так, эта щель в ^{50}Ti выросла с 1,2 до 2,8 МэВ при уменьшении параметра радиуса r_{HF} с 1,28 до 1,18 фм и увеличении a_{HF} с 0,5 до 0,65 фм. Таким образом, для успешного описания этой щели как для изотопов, так и для изотонов следует полагать наличие вклада в диффузность a_{HF} , увеличивающегося с ростом $(N-Z)/A$ для нейтронов.

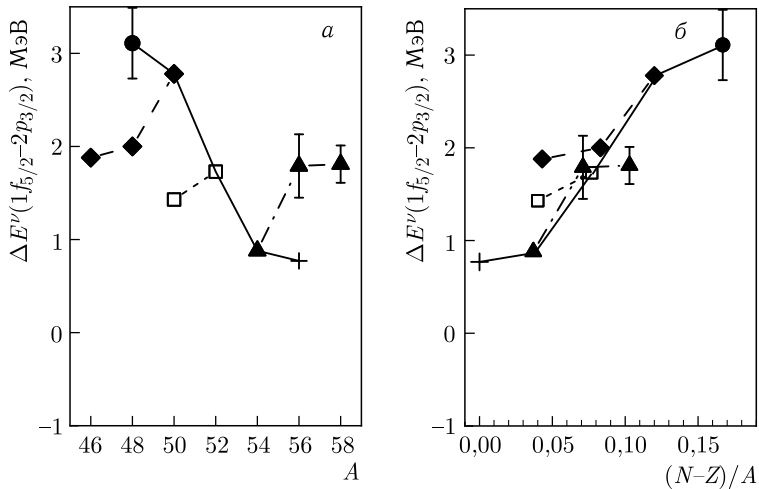


Рис. 1. Энергетическая щель между нейтронными состояниями $1f_{5/2}$ и $2p_{3/2}$ в изотопах Ca (кружки), Ti (ромбы), Cr (квадраты), Fe (треугольники), Ni (крестик) в зависимости от массового числа A (а) и относительного нейтронного избытка $(N-Z)/A$ (б). Темные значки — экспериментальные данные [10, 11], светлые значки — оценка [10], сплошная линия проведена через данные для изотонов с $N = 28$

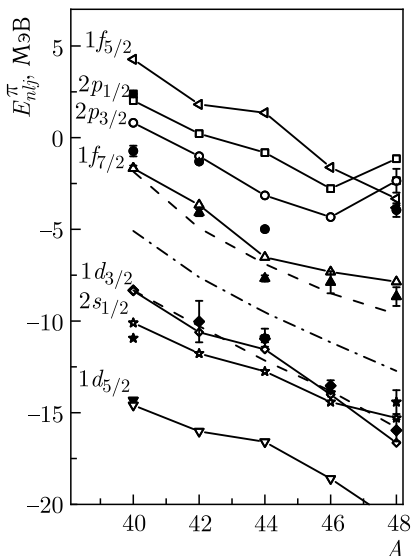


Рис. 2. Протонные одночастичные спектры изотопов Ca. Темные значки — экспериментальные данные [12], светлые значки, соединенные сплошными линиями, — расчет с потенциалом ДОМ. Штрихпунктирная линия — энергия Ферми, штриховые линии — энергия отделения протона S_p (с противоположным знаком) от ядер с $N, Z = 20$ и $N, Z = 21$ [4]

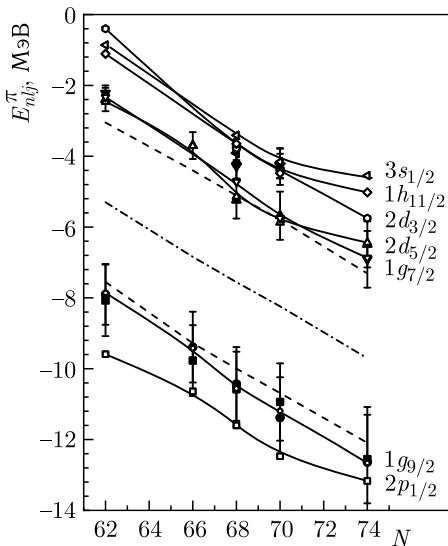


Рис. 3. Протонные одночастичные спектры изотопов Sn. Темные значки — экспериментальные данные [13, 14]. Остальные обозначения аналогичны рис. 2

Эволюция протонных одночастичных спектров также указывает на зависимость геометрических параметров потенциала ДОМ от нейтрон-протонной асимметрии. При увеличении числа нейтронов в изотопических цепочках Ca и Sn экспериментальные энергии E_{nlj} соответственно состояний $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ и $1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$ меняют порядок следования [12–14]. Описать смену уровней $2s_{1/2}$ – $1d_{3/2}$ в ^{48}Ca удалось (рис. 2), приравняв диффузность a_{HF} к 0,48 фм, что существенно меньше, чем $a_v^{\text{KD}} = 0,671$ фм [8]. Для количественного описания порядка следования уровней $1g_{7/2}$ – $2d_{5/2}$ в ядре ^{124}Sn (рис. 3) потребовалось увеличить параметр радиуса r_{HF} до 1,263 фм ($r_v^{\text{KD}} = 1,222$ фм) и уменьшить a_{HF} до 0,583 фм ($a_v^{\text{KD}} = 0,658$ фм).

Рост диффузности a_{HF} с увеличением относительного избытка нейтронов позволил также согласовать расчетную эволюцию нейтронного уровня $1d_{3/2}$ изотопической цепочки ядер Si при приближении к грани-

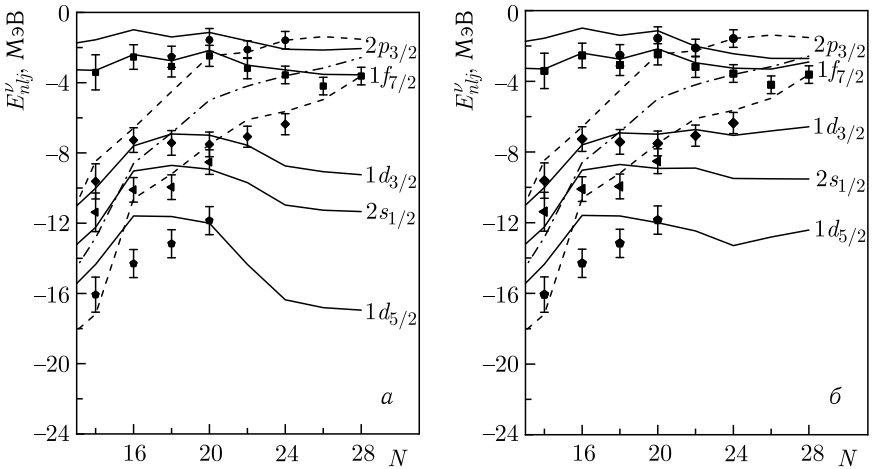


Рис. 4. Нейтронные одночастичные спектры изотопов Si. Темные значки — экспериментальные данные [15], сплошные линии — расчет с $a_{HF} = a_v^{KD}$ (а) и $a_{HF} = 0,75, 0,80, 0,9$ и $1,0$ фм (б) для $N = 22, 24, 26, 28$. Остальные обозначения аналогичны рис. 2

це нейтронной стабильности с экспериментальными данными [15]. На рис. 4, а показаны результаты расчета эволюции одночастичного нейтронного спектра изотопов Si с параметром a_{HF} , приравненным к a_v^{KD} (значения остальных параметров см. в [15]). Такие значения позволили описать нейтронные энергии состояния $1d_{3/2}$ стабильных изотопов. Однако для нейтронно-избыточных изотопов Si расхождение между экспериментальными данными и вычисленными энергиями этого состояния растет с увеличением избытка нейтронов. Расхождение было преодолено (рис. 4, б) в предположении существенного роста диффузности $a_{HF} = 0,75, 0,80$ для нейтронно-избыточных изотопов Si с $N = 22, 24$ соответственно. Спектры, представленные на этом рисунке, соответствуют дальнейшему увеличению диффузности $a_{HF} = 0,9$ и $0,1$ фм для изотопов с $N = 26, 28$. Такой расчет приводит к увеличению концентрации уровней вблизи энергии E_F и к уменьшению частично-дырочной щели в изотопе ^{42}Si вблизи границы нейтронной стабильности, соответствующему исчезновению магического числа $N = 28$ [16].

Таким образом, можно предположить следующую зависимость параметра a_{HF} хартри-фоксовской составляющей потенциала ДОМ от A и $(N-Z)/A$:

$$a_{HF} = a_{HF}^0 - a_{HF}^1 A \pm a_{HF}^2 \frac{(N-Z)}{A} \quad (+ \text{ для } n, - \text{ для } p). \quad (16)$$

Особенности распределения протонов, возникающие с увеличением избытка нейтронов, иллюстрирует рис. 5. На нем представлены заря-

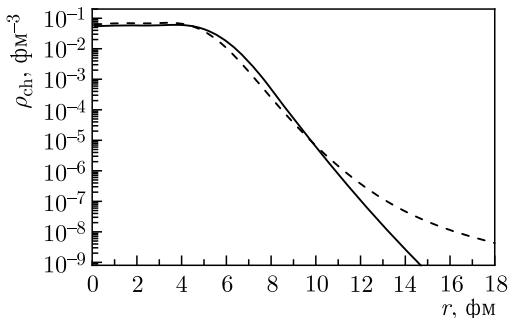


Рис. 5. Зарядовые плотности ядер ^{100}Sn (штриховая линия) и ^{132}Sn (сплошная), вычисленные с ДОП [17]

довые распределения плотности $\rho_{\text{ch}}(r)$ протонно-избыточного ^{100}Sn и нейтронно-избыточного ^{132}Sn изотопов олова, вычисленные с потенциалом ДОМ [17], который обеспечил хорошее согласие плотностей $\rho_{\text{ch}}(r)$ с экспериментальными данными для стабильных изотопов. Из рисунка видно, что рост числа нейтронов приводит к изменению распределения плотности протонов в ^{132}Sn . Протоны из центра ядра переходят на поверхность, увеличивая радиус распределения зарядовой плотности и уменьшая протяженность ее поверхности. В нейтронно-дефицитном изотопе ^{100}Sn протяженность поверхности зарядовой плотности выросла по сравнению с нейтронно-избыточным изотопом ^{132}Sn .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ нейтронных и протонных одночастичных энергий вблизи энергии Ферми изотопов ряда ядер среднего и среднетяжелого атомного веса в дисперсионной оптической модели. Результаты указывают на зависимость (16) диффузности a_{HF} хартри-фоковской составляющей потенциала ДОМ от нейтрон-протонной асимметрии. Это отличает ее от глобального параметра a_v^{KD} действительной части потенциала традиционной (недисперсионной) оптической модели [8], определенной по экспериментальным данным о рассеянии нуклонов стабильными ядрами и зависящей лишь от массового числа ядра. Параметры зависимости (16), которая представляется важной в области ядер со значительной протон-нейтронной асимметрией, планируется определить в дальнейшем по мере накопления экспериментальных данных по одночастичным характеристикам ядер, удаленных от долины β -стабильности. Зависимость диффузности a_{HF} от нейтрон-протонной асимметрии может повысить предсказательную способность ДОМ для таких ядер. Следует в то же время иметь в виду, что точность предсказаний в сферической версии ДОМ ограничена в отношении ядер с деформацией, рост которой ожидается вблизи границ нуклонной стабильности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sakaguchi H., Zenihiro J.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2017. V. 97. P. 1.
2. *Antonov N., Kadrev D.N., Gaidarov M.K. et al.* // Phys. Rev. C. 2005. V. 72. P. 044307.
3. *Mahaux C., Sartor R.* // Adv. Nucl. Phys. 1991. V. 20. P. 1.
4. *Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al.* // Chin. Phys. C. 2012. V. 36. P. 1603.
5. *Goriely S., Chamel N., Pearson J.M.* // Phys. Rev. C. 2013. V. 88. P. 024308.
6. *Mueller J.M., Charity R.J., Shane R. et al.* // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 064605.
7. *Jaminon M., Mahaux C.* // Nucl. Phys. A 1985. V. 440. P. 228.
8. *Koning A.J., Delaroche J.P.* // Nucl. Phys. A. 2003. V. 713. P. 231.
9. *Weppner S.P., Penney R.B., Diffendale G.W., Vittorini G.* // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 034608.
10. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ермакова Т.А., Ишханов Б.С., Романовский Е.А., Спасская Т.И., Тимохина Т.П.* // ЯФ. 2008. Т. 71. С. 37 (*Bespalova O. V., Boboshin I. N., Varlatov V. V., Ermaikova T. A., Ishkhanov B. S., Romanovsky E. A., Spasskaya T. I., Timokhina T. P.* // Phys. At. Nucl. 2008. V. 71. P. 36).
11. *Grawe H., Lewitowicz M.* // Nucl. Phys. A. 2001. V. 693. P. 116.
12. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Романовский Е.А., Спасская Т.И.* // ЯФ. 2003. Т. 66. С. 673 (*Bespalova O. V., Boboshin I. N., Varlatov V. V., Ishkhanov B. S., Romanovsky E. A., Spasskaya T. I.* // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 644).
13. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ермакова Т.А., Ишханов Б.С., Романовский Е.А., Спасская Т.И., Тимохина Т.П.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 678 (*Bespalova O. V., Boboshin I. N., Varlatov V. V., Ermaikova T. A., Ishkhanov B. S., Romanovsky E. A., Spasskaya T. I., Timokhina T. P.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. P. 766).
14. *Беспалова О.В., Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Романовский Е.А., Спасская Т.И., Тимохина Т.П.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69. С. 116 (*Bespalova O. V., Boboshin I. N., Varlatov V. V., Ishkhanov B. S., Romanovsky E. A., Spasskaya T. I., Timokhina T. P.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2005. V. 69. P. 124).
15. *Bespalova O. V., Fedorov N.A., Klimochkina A. A., Markova M. L., Spasskaya T. I., Tretyakova T. Yu.* // Eur. Phys. J. 2018. A. V. 54. P. 2.
16. *Motiyama S., Wimmer K., Bazin D., Belarge J., Bender P., Elman B., Gade A., Kemper K. W., Kitamura N., Longfellow B., Lunderberg E., Niikura M., Ota S., Schrock P., Tostevin J.A., Weisshaar D.* // Phys. Rev. C. 2020. V. 102. P. 034325.
17. *Беспалова О.В., Климочкина А.А., Спасская Т.И.* // ЯФ. 2020. Т. 83. С. 10 (*Bespalova O. V., Klimochkina A. A., Spasskaya T. I.* // Phys. At. Nucl. 2020. V. 83. P. 9).