

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Расчет одночастичных характеристик изотопов Рb в пределах, близких к границам нуклонной стабильности, в дисперсионной оптической модели

О. В. Беспалова^{1,a}, А. А. Климочкина¹, А. В. Коротков², Т. И. Спасская¹

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений.
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

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

Статья поступила 07.04.2016, подписана в печать 08.07.2016.

Сконструирован нейтронный и протонный дисперсионный оптический потенциал ядра ^{208}Pb в области энергии от -70 до $+60$ МэВ. С его использованием вычислены сечения упругого рассеяния, полные сечения взаимодействия и реакций, а также одночастичные характеристики, нейтронная и зарядовая плотности, среднеквадратичные радиусы и толщина кожи ядра ^{208}Pb . Достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными. Аналогичная методика применена при конструировании протонного дисперсионного оптического потенциала сферических и близких к ним изотопов Рb в пределах границ нуклонной стабильности. Расчет предсказывает тенденцию к расширению протонной частично-дырочной щели, соответствующей замыканию оболочки $Z = 82$, при приближении к границе протонной стабильности.

Ключевые слова: дисперсионная оптическая модель, одночастичные характеристики ядер, магические ядра, границы нуклонной стабильности.

УДК: 539.142.2, 539.143.5, 539.171.016. PACS: 21.60.Cs, 21.10.Pc, 21.10.Gv.

Введение

Изучение оболочечной структуры ядер, расположенных вдали от долины β -стабильности, — одна из наиболее актуальных задач современной ядерной физики. Для стабильных ядер на сегодняшний день накоплен значительный объем экспериментальной информации об одночастичных характеристиках вблизи энергии Ферми E_F , полученных методом совместной оценки данных реакций срыва и подхвата нуклона на одном и том же ядре [1, 2]. Эти данные позволяют проследить в эволюции одночастичных характеристик при изменении N и Z ядра формирование как традиционных, классических магических чисел, так и новых неклассических [2]. Эмпирические данные о структуре нестабильных ядер, появившиеся в последние десятилетия благодаря развитию экспериментальной техники ускорения вторичных пучков нестабильных ядер, стимулировали развитие теоретических подходов для предсказательных расчетов структуры. Достигнут значительный прогресс в развитии микроскопической оболочечной модели, связанный во многом с включением тензорного члена нуклон-нуклонного взаимодействия [3]. В работах Махо и соавторов ([4] и цит. лит.) развита полуфеноменологическая дисперсионная оптическая модель (ДОМ) для расчета дифференциальных сечений упругого рассеяния, поляризации, полных сечений реакций и взаимодействия при рассеянии нуклонов ядрами и одноча-

стичных характеристик ядер (одночастичных энергий, фрагментационных ширин, спектроскопических факторов и спектральных функций, вероятностей заполнения и среднеквадратичных радиусов одночастичных орбит). ДОМ эффективно учитывает корреляции, которые испытывает нуклон в ядре, как распределенные по объему, так и сконцентрированные на поверхности ядра и успешно применяется в расчетах данных по рассеянию налетающих частиц ядрами и их одночастичных характеристик.

Дважды магическое ядро ^{208}Pb — одно из тестовых ядер, на примере которого была развита ДОМ [4]. Для него накоплен значительный экспериментальный материал как по рассеянию, так и по одночастичным характеристикам. В настоящей работе на примере этого ядра проверяется применимость методики определения параметров ДОМ, развитой в [5]. Ранее [4] расчеты одночастичной структуры ядра ^{208}Pb по ДОМ были выполнены лишь для энергетического диапазона вблизи границы Ферми. Позднее в реакции (p, pn) и $(p, 2p)$ с энергией налетающих протонов около 1 ГэВ были получены экспериментальные данные [6] об одночастичных энергиях E_{nlj} и фрагментационных ширинах Γ_{nlj} глубоколежащих одночастичных состояний этого ядра. Эти данные включены в анализ по ДОМ, выполненный в настоящей работе. Результаты расчета сравниваются с полученными в рамках развитой в последние годы одноквазичастичной дисперсион-

ной оптической модели (ОКДОМ) [7]. В [8] было отмечено, что ДОМ приспособлена для расчетов одночастичной структуры нестабильных ядер при изменении чисел нейтронов и протонов в направлении границ нуклонной стабильности. В настоящей работе выполнены предсказательные расчеты по ДОМ эволюции протонной одночастичной структуры близких к сферическим изотопов Pb в пределах границ нуклонной стабильности.

1. Основы дисперсионной оптической модели и ее параметры

Среднее локально-эквивалентное поле дисперсионной оптической модели комплексное:

$$U(r, E) = -U_p(r, E) - U_{so}(r, E) + V_C(r)$$

где $U_p(r, E)$ — центральная часть нуклонного потенциала, $U_{so}(r, E)$ — спин-орбитальный, а V_C — кулоновский потенциал (для протонов). Действительная центральная часть дисперсионного оптического потенциала (ДОП) представляется в виде суммы потенциала хартри-фоковского типа $V_{HF}(r, E)$ и дисперсионной составляющей $\Delta V(r, E)$, так что

$$\begin{aligned} U_p(r, E) &= V_{HF}(r, E) + \Delta V(r, E) + iW_I(r, E) = \\ &= V_{HF}(E)f(r, r_{HF}, a_{HF}) + \Delta V_s(E)f(r, r_s, a_s) - \\ &\quad - 4a_d \Delta V_d(E) \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d) + \\ &\quad + iW_s f(r, r_s, a_s) - i4a_d W_d \frac{d}{dr} f(r, r_d, a_d), \end{aligned}$$

где радиальная зависимость описывается функцией Вудса–Саксона. Индексы HF, s, d относятся соответственно к хартри-фоковской, объемной и поверхностной составляющим потенциала.

Дисперсионная составляющая отражает связь одночастичного движения с более сложными конфигурациями ядра и эффективно учитывает корреляции, которые испытывает нуклон в ядре. Она вычисляется из дисперсионного соотношения по данным о мнимой части ДОП:

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

Здесь P — главное значение интеграла, записанного в разностном виде. Он вычислялся нами с использованием аналитических выражений [9].

В интервале энергий, соответствующих связанным состояниям нуклона, спин-орбитальный потенциал с достаточной точностью может считаться действительным:

$$U_{so}(r, E) = 2V_{so}(E) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r, r_{so}, a_{so}) \mathbf{ls}.$$

Кулоновский потенциал представлялся потенциалом равномерно заряженной сферы радиуса $R = A^{1/3} r_C$. Параметры $V_{so}(E)$, r_{so} , a_{so} , r_C брались из систематики глобальных параметров [10]. Геометрические параметры других компонент нейтронного и протон-

ного ДОП ядра ^{208}Pb также близки или совпадают с предсказаниями этой систематики: $r_{HF} = 1.244$ фм, $a_{HF} = 0.650$ и 0.646 фм, $r_s = 1.235$ и 1.244 фм, $a_s = 0.646$ фм, $r_d = 1.249$ и 1.246 фм, $a_d = 0.510$ и 0.615 фм для нейтронов и протонов соответственно.

Одночастичные энергии E_{nlj} подоболочки с квантовыми числами nlj вычислялись при решении методом итераций уравнения Шрёдингера:

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

где $\Phi_{nlj}(\mathbf{r})$ — одночастичные волновые функции, m — приведенная масса нуклона, а $V(r, E_{nlj})$ — действительная часть ДОП.

Энергия E_F определялась по данным об энергиях отделения S_i нуклона от ядра с массовым числом A :

$$E_F = -\frac{1}{2}(S_i(A) + S_i(A+1)), \quad i = n, p.$$

Данные о S_i брались нами из [11–13]. При определении E_F для ядра с магическим числом $N(Z)$ можно заменить $S_i(A)$ на энергию E_- последнего преимущественно заполненного, а $-S_i(A+1)$ — на энергию E_+ первого наиболее свободного состояния нуклона. Так, в изотопе ^{208}Pb энергия E_F была определена равной -5.65 МэВ для нейтронов и -5.90 МэВ для протонов.

При аналитическом вычислении дисперсионного интеграла были использованы два вида параметризации мнимой части ДОП, симметричной относительно E_F . Эти параметризации записаны ниже в терминах объемных интегралов $J_{I,s,d}$ (индекс I относится к суммарной мнимой части) для области $E > E_F$. Первая зависит от энергии как E^2 :

$$\begin{aligned} J_s(E) &= W_1 \frac{(E - E_p)^2}{(E - E_p)^2 + \omega_2^2}, \\ J_d(E) &= D_1 \frac{(E - E_p)^2 \exp[-d_2(E - E_p)]}{(E - E_p)^2 + (d_3)^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Вторая зависит от энергии как E^4 :

$$\begin{aligned} J_{I(s)}(E) &= \alpha \frac{(E - E_p)^4}{(E - E_p)^4 + \beta_{I(s)}^4}, \\ J_d^{(s)}(E) &= J_I^{(s)}(E) - J_s^{(s)}(E). \end{aligned} \quad (2)$$

Интервал энергий $(2E_F - E_p) < E < E_p$ вблизи энергии E_F , в котором мнимая часть ДОП приравнивается к нулю, в магическом ядре больше, чем в немагическом. Этот оболочечный эффект приводит к увеличению в ядре с магическим числом нейтронов (протонов) частично-дырочной щели между энергиями E_- и E_+ по сравнению с соседними ядрами. Проявление оболочечного эффекта продемонстрировано нами на примере изотопов Ca, Ti, Cr, Fe, Ni, Zr [14–16]. Для определения параметра E_p протонного ДОП мы использовали выраже-

ние, аналогичное [17]:

$$E_p - E_F = f \cdot \left(\frac{\Delta S_p}{2} + \min(\Delta S_p, \Delta S_n) \right), \quad (3)$$

$$\Delta S_p = S_p(A) - S_p(A+1).$$

Значение коэффициента $f = 0.6$ было найдено при описании экспериментальных протонных энергий E_+ и E_- в ^{208}Pb , которое было достигнуто с параметром $E_p = -2.0$ МэВ. Для нейтронов мы приравняли E_p к E_F . В случае выбора выражений (2) мнимая часть вблизи E_F близка к нулю даже при $E_p = E_F$. Параметр α выражений (2) приравнивался нами к среднему в интервале энергий 40–60 МэВ значению объемного интеграла J_I , предсказываемого систематикой [10]. Параметр $\beta_s = E_k - E_F$ выбирался из условия равенства $J_s(E_k)$ значению $J_s^{\text{KD}}(E_k)$ при энергии E_k , для которой $J_s^{\text{KD}}(E_k) = \alpha/2$.

Параметры мнимой части ДОП (1), (2) нейтронного и протонного ДОП ядра ^{208}Pb были определены нами в согласии с глобальными параметрами [10] и с эмпирическими значениями, полученными в [18]: $D_1 = 92.0$ и 163.3 МэВ·фм³, $d_2 = 0.018$ МэВ, $d_3 = 11.5$ МэВ, $W_1 = 163.0$ и 140.7 МэВ·фм³, $\omega_2 = 90.09$ МэВ; $\alpha = 64.0$ и 97.4 МэВ·фм³, $\beta_I = 11$ и 6 МэВ, $\beta_s = 48.0$ и 65.9 МэВ для нейтронов и протонов соответственно. Энергетическая зависимость $J_d(E)$ нейтронного и протонного ДОП с параметрами (1) показана на рис. 1.

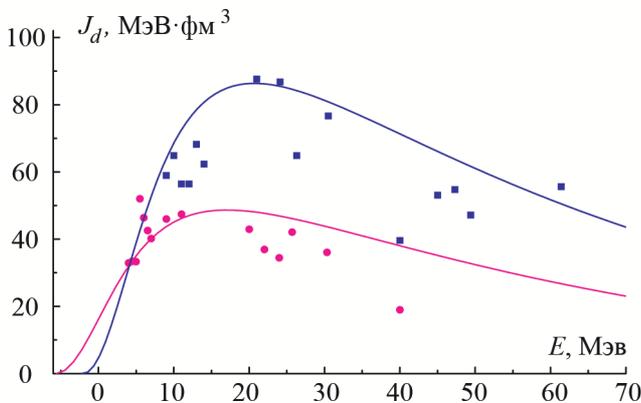


Рис. 1. Объемный интеграл $J_d(E)$ от поверхностной составляющей мнимой части нейтронного (розовые кружки и линия) и протонного (синие квадраты и линия) ДОП ядра ^{208}Pb . Значки — эмпирические данные из [18], линии — $J_d(E)$ из настоящей работы

В работе [17] был проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по рассеянию и одночастичным характеристикам для стабильных ядер по ДОМ. Полученные результаты свидетельствовали в пользу существенной асимметрии поверхностного поглощения для протонов и нейтронов. Так, поверхностное поглощение для нейтронов слабо зависело от относительного нейтронного избытка $(N - Z)/A$, в то время как для протонов — сильно, в частности максимальное значение силового параметра поверхностного поглощения W_d [17] протонов ядром

^{208}Pb примерно на 30% превышает предсказания систематики [10]. Исследование зависимости W_d от $(N - Z)/A$ важно, потому что она может существенно повлиять на динамику частично-дырочной щели ядер вблизи границ нуклонной стабильности.

Плавная энергетическая зависимость хартри-фокковской составляющей ДОП была параметризована выражениями

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}(E_F) \exp \left[\frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}(E_F)} \right] \quad \text{для } E < E_F, \quad (4)$$

$$V_{\text{HF}}(E) = V_{\text{HF}}^1(E_F) + V_{\text{HF}}^2(E_F) \exp \left[\frac{-\gamma(E - E_F)}{V_{\text{HF}}^2(E_F)} \right] \quad \text{для } E > E_F. \quad (5)$$

Параметр γ находился по экспериментальным данным [6] об энергиях глубоколежащих состояний ^{208}Pb , полученным в реакциях (p, pn) и $(p, 2p)$ с энергией налетающих протонов около 1 ГэВ. Было найдено, что $\gamma = 0.51$ для протонов, 0.44 и 0.40 для нейтронов в случае выбора зависимостей (1) и (2) соответственно. Параметр $V_{\text{HF}}(E_F)$ в случае магического ядра может быть определен из соотношения

$$V_{\text{HF}}(E_F) = \frac{1}{2}(V_{\text{HF}}(E_-) + V_{\text{HF}}(E_+)), \quad (6)$$

где $V_{\text{HF}}(E_{+,-})$ — значения силового параметра хартри-фокковской составляющей ДОП, с помощью которых достигается описание экспериментальных энергий E_- и E_+ . Значение $V_{\text{HF}}(E_F)$ (6) в случае как нейтронного, так и протонного ДОП оказалось близким к определенному из условия согласия с числом $N(Z)$ ядра ^{208}Pb расчетного суммарного числа нейтронов (протонов) в связанных состояниях, вычисляемого с использованием результатов расчета вероятностей заполнения одночастичных состояний $N_{nlj}^{n(p)}$:

$$N_{n(p)} = \sum (2j + 1) N_{nlj}^{n(p)}. \quad (7)$$

Сильные короткодействующие корреляции, ведущую роль в возникновении которых играет p - n -взаимодействие [19] как следствие тензорных сил, выталкивают одночастичную силу в сторону положительных энергий на расстояние в несколько сотен МэВ [20]. Это приводит к тому, что суммарное количество нейтронов (протонов) в связанных состояниях, соответствующее N_{nlj} , вычисленным по приближенным формулам ДОМ [4]:

$$N_{nlj} = 1 - \int_0^\infty \bar{u}_{nlj}^2(r) \times \left[\left\{ m_{\text{HF}}^*/m(r, E_{nlj}) \right\}^{-1} \pi^{-1} \int_{E_F}^\infty \frac{W(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr, \quad E_{nlj} < E_F;$$

$$N_{nlj} = \int_0^\infty \bar{u}_{nlj}^2(r) \times \quad (8)$$

Энергии E_{nlj} (МэВ) и вероятности заполнения N_{nlj} одночастичных орбит в ^{208}Pb

nlj	p			n		
	E_{nlj}^{exp} [4,6]	E_{nlj}^{DOP}	N_{nlj}	E_{nlj}^{exp} [4,6]	E_{nlj}^{DOP}	N_{nlj}
$3d_{3/2}$				-1.40	-1.21	0.01
$2g_{7/2}$				-1.45	-1.78	0.01
$4s_{1/2}$				-1.90	-1.41	0.01
$3d_{5/2}$				-2.37	-1.89	0.02
$1j_{15/2}$				-2.51	-2.27	0.03
$1i_{11/2}$				-3.16	-3.12	0.02
$2g_{9/2}$				-3.94	-3.60	0.06
$3p_{1/2}$	-0.17	1.03	0.01	-7.34	-7.49	0.93
$2f_{5/2}$	-0.98	0.35	0.01	-8.17(0.33)	-8.31	0.96
$3p_{3/2}$	-0.68	0.39	0.01	-8.27	-8.07	0.96
$1i_{13/2}$	-2.9	-2.59	0.03	-10.07(0.45)	-8.66	0.98
$2f_{7/2}$	-2.19	-2.33	0.03	-9.71	-10.26	0.99
$1h_{9/2}$	-3.8	-3.13	0.04	-11.02(0.48)	-10.75	1.00
$3s_{1/2}$	-8.04(0.21)	-7.79	0.92	-15.44(0.50)	-17.36	1.00
$1h_{11/2}$	-8.51(0.32)	-10.05	0.98	-16.76(0.53)	-17.51	1.00
$2d_{3/2}$	-9.63(0.37)	-8.52	0.95	-19.13(0.57)	-17.98	1.00
$2d_{5/2}$		-10.44	0.98		-20.19	1.00
$1g_{7/2}$	-11.78(0.32)	-12.02	0.99	-20.78(0.58)	-21.72	1.00
$1g_{9/2}$	-15.77(0.35)	-18.39	0.99	-24.96(0.63)	-27.72	1.00
$2p_{1/2}$	-19.90(0.46)	-18.49	1.00	-28.93(0.78)	-29.91	1.00
$2p_{3/2}$		-20.36	1.00		-31.35	1.00
$1f_{5/2}$	-25.80(0.51)	-23.8	1.00	-35.22(0.85)	-33.26	1.00
$1f_{7/2}$	-28.61(0.57)	-30.58	1.00	-38.13(0.93)	-37.71	1.00
$2s_{1/2}$	-32.84(0.68)	-33.84	1.00	-42.05(1.0)	-43.02	1.00
$1d_{3/2}$	-35.48(0.79)	-37.30	1.00	-44.86(1.1)	-45.05	1.00
$1d_{5/2}$	-39.55(1.1)	-42.07	1.00	-49.75(1.3)	-48.05	1.00
$1p_{1/2}$	-49.76(1.3)	-50.56	1.00	-58.63(1.6)	-57.98	1.00
$1p_{3/2}$	-54.37(1.6)	-53.4	1.00	-63.68(2.2)	-59.64	1.00
$1s_{1/2}$	-64.81(2.6)	-65.56	1.00	-74.69(2.8)	-74.81	1.00
$N_{n(p)}$			82.4			126.6

$$\times \left[\left\{ m_{\text{HF}}^*/m(r, E_{nlj}) \right\}^{-1} \pi^{-1} \int_{-\infty}^{E_{\text{F}}} \frac{W(r, E')}{(E' - E_{nlj})^2} dE' \right] dr, \quad N_{nlj}^{n(p)}(E_{nlj}^{\text{DOP}}) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{(E_{nlj}^{\text{DOP}} - E_{\text{F}})}{\sqrt{(E_{nlj}^{\text{DOP}} - E_{\text{F}})^2 + (\Delta)^2}} \right), \quad (9)$$

$E_{nlj} > E_{\text{F}},$

занижено, как правило, по сравнению с $N(Z)$. Поэтому оценка числа нуклонов по вероятностям заполнения связанных состояний, вычисляемым по формулам (8), не позволяет надежно определять параметр $V_{\text{HF}}(E_{\text{F}})$. Для этой цели N_{nlj} в (7) были определены нами с использованием выражения

вид которого заимствован из теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) с эмпирическим значением параметра щели спаривания

$$\Delta = -\frac{1}{4} \{S_i(A+1) - 2S_i(A) + S_i(A-1)\}, \quad i = n, p, \quad (10)$$

найденным по данным о S_i [11–13]. Выражения (8), (9) приводят к хорошему согласию значений N_{nlj} [21] с экспериментальными данными, полученными методом совместной оценки данных реакций срыва и подхвата нуклона на одном и том же ядре. В таблице даны значения $N_{n(p)}$ и $N_{nlj}^{n(p)}$, определенные по формулам (7), (9) с параметром щели спаривания $\Delta = 1.015, 1.208$ МэВ соответственно для нейтронов, протонов и с использованием энергий $E_{nlj}^{\text{ДОП}}$, вычисленных с мнимой частью (1) и приведенных в таблице. Параметр $V_{\text{HF}}^{(1)}(E_F) = 15.14$ МэВ (5) нейтронного ДОП ^{208}Pb определялся при усреднении значений $V_{\text{HF}}(E_k)$, найденных при подгонке расчетных сечений упругого рассеяния к экспериментальным данным. В случае протонного ДОП в энергетическом интервале $-65 < E < 50$ МэВ была использована зависимость (4).

2. Описание данных по рассеянию нуклонов и одночастичным характеристикам на ядре ^{208}Pb и параметры ДОП

Найденные параметры ДОП позволили с достаточно хорошей точностью описать экспериментальные данные по рассеянию нейтронов и протонов ядром ^{208}Pb . Вычисленные дифференциальные сечения $\sigma_{\text{el}}(\theta)$ упругого рассеяния нейтронов с энергиями $E_k = 14.6, 20, 30.4, 39.9$ МэВ на ядре ^{208}Pb

в качестве примера представлены на рис. 2, а в сравнении с экспериментальными данными [22–24]. На рис. 2, б показаны дифференциальные сечения $\sigma_{\text{el}}(\theta)/\sigma_R$ упругого рассеяния протонов с энергиями $E_k = 12.98, 16, 21, 35, 45, 47$ МэВ. Экспериментальные данные взяты из [25, 26]. Соответствие полных сечений σ_t взаимодействия нейтронов с экспериментальными данными [27] при энергии $E_k = 14.6, 20, 30.4, 39.9$ МэВ демонстрируется на рис. 3, а. Вычисленные полные сечения σ_r реакций под действием протонов хорошо согласуются с экспериментальными данными [28] (см. рис. 3, б), за исключением области низких энергий. В этой области результаты расчета занижены по сравнению с σ_r^{exp} . Следует отметить, что сечения σ_r , вычисленные в [17] с поверхностным поглощением протонов, демонстрирующим сильную зависимость от нейтрон-протонной асимметрии, также занижены по сравнению с σ_r^{exp} в этой области энергий.

2.1. Нейтронные и протонные одночастичные характеристики ^{208}Pb

В таблице представлено сравнение расчетных нейтронных и протонных одночастичных спектров ядра ^{208}Pb с экспериментальной информацией. Хорошее соответствие достигнуто как для глубоколежащих состояний, так и для состояний, близких к энергии Ферми. Данные вблизи E_F показаны на

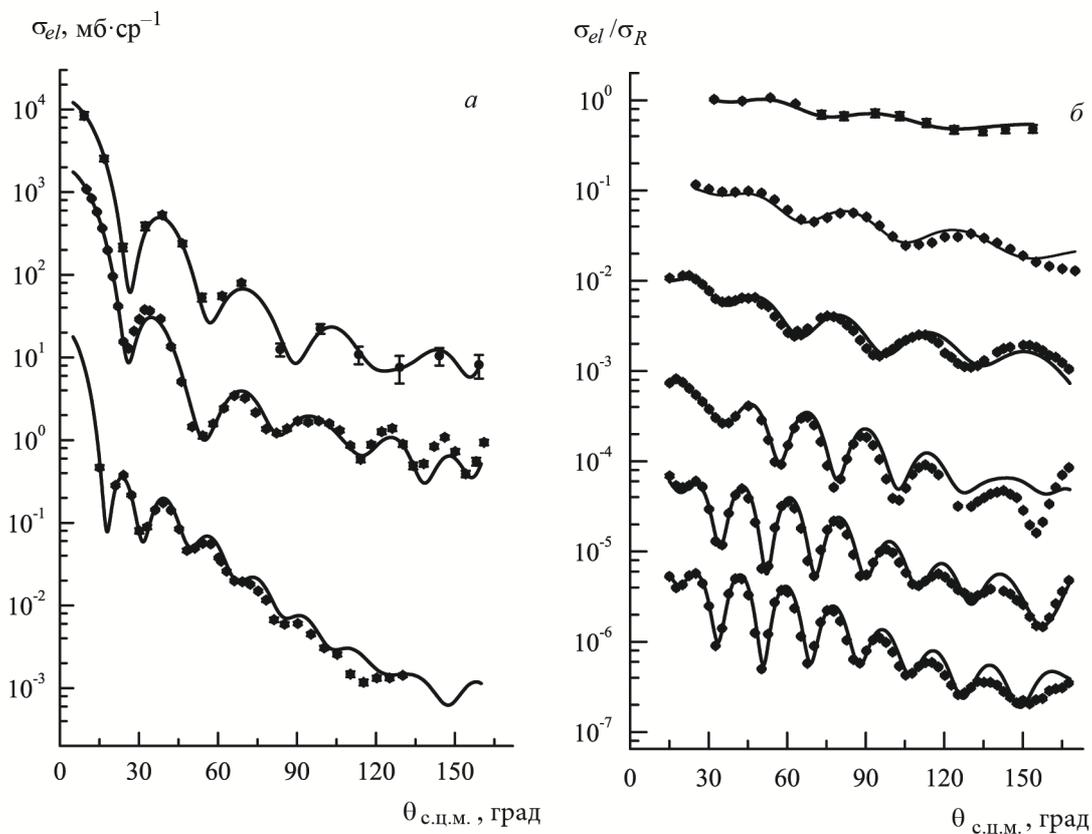


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния на ядре ^{208}Pb нейтронов (а) с энергиями 39.9, 20 ($\times 0.05$), 14.6 ($\times 0.005$) МэВ и протонов (б) с энергиями 12.98, 16 ($\times 10$), 21 ($\times 10^2$), 35 ($\times 10^3$), 45 ($\times 10^4$), 47 ($\times 10^5$) МэВ. Точки — экспериментальные данные, линии — расчет с ДОП

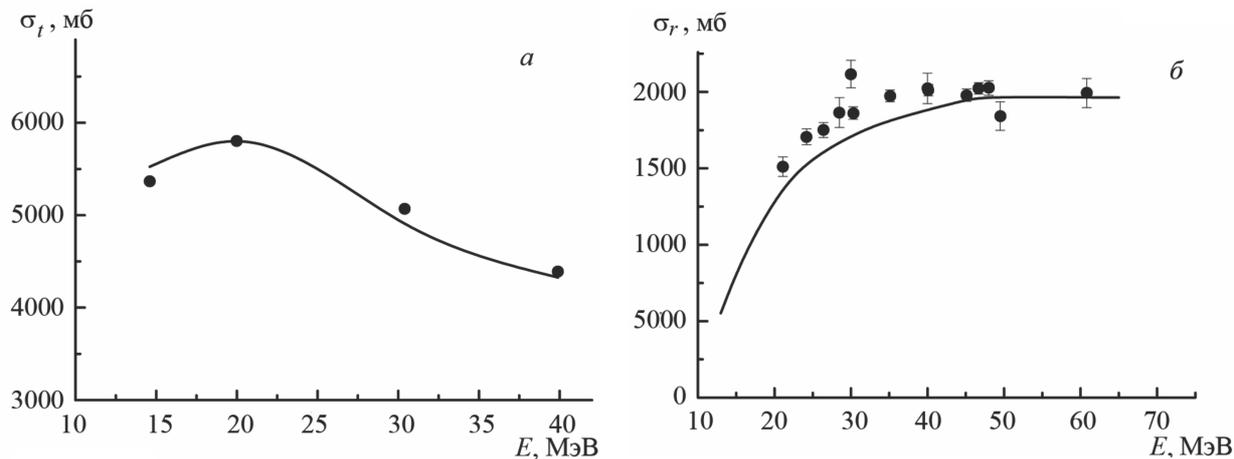


Рис. 3. Полные сечения взаимодействия под действием нейтронов (а) и полные сечения реакций под действием протонов (б) на ядре ^{208}Pb . Точки — экспериментальные данные, линии — расчет с ДОП

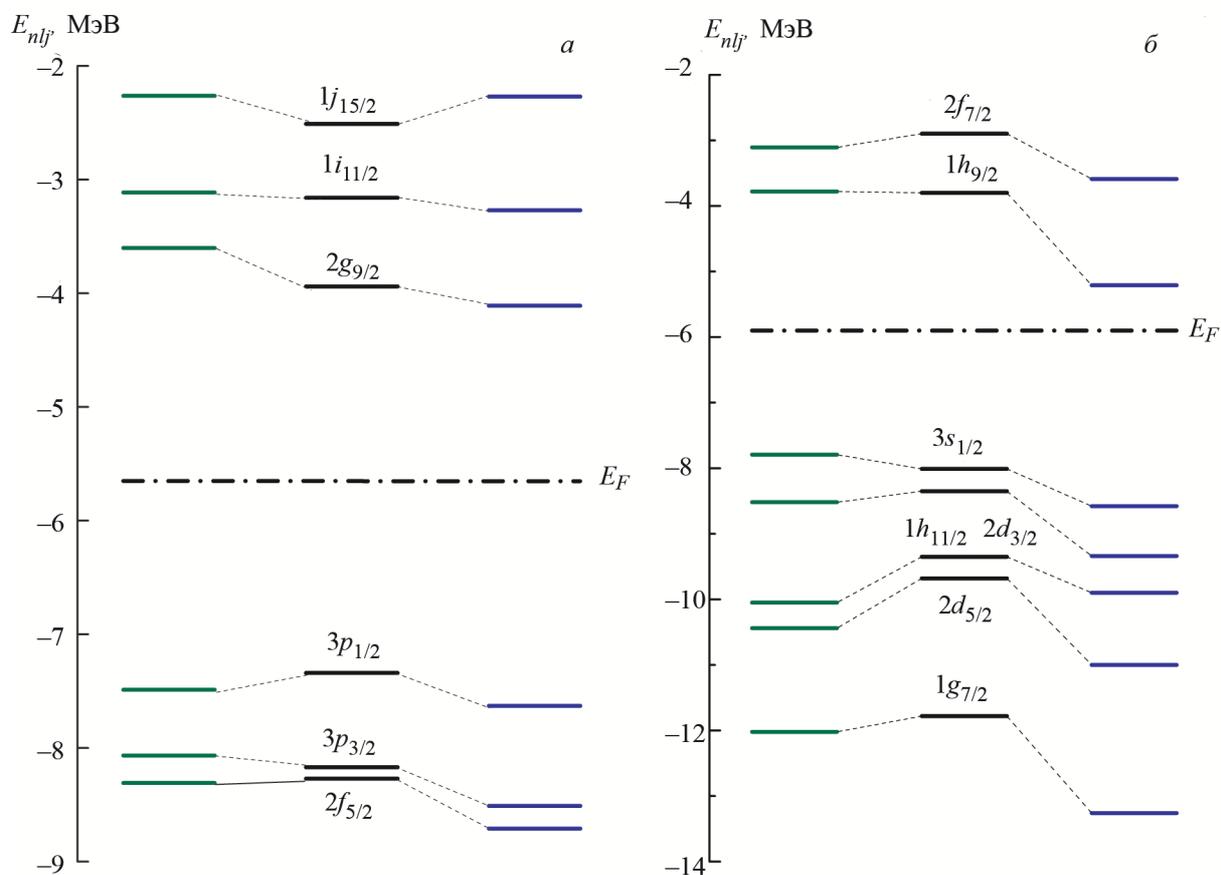


Рис. 4. Нейтронные (а) и протонные (б) одночастичные энергии E_{nlj} ядра ^{208}Pb вблизи энергии Ферми. Слева — расчет с ДОП наст. раб., посередине — экспериментальные данные, справа — результаты расчета [7] по ОКДОМ

рис. 4, на котором приведены также результаты расчета по ОКДОМ [7]. Рисунок демонстрирует достигнутое хорошее согласие расчетных по ДОМ одночастичных спектров с экспериментальными данными.

Фрагментационные ширины были вычислены по формуле

$$\Gamma_{nlj} = 2 \langle W_{nlj}(E_{nlj}) \rangle / \langle m_{nlj}^*/m \rangle,$$

где $\langle W_{nlj}(E_{nlj}) \rangle$ и $\langle m_{nlj}^*/m \rangle$ — усредненные по объ-

ему мнимый потенциал и отношение эффективной полной массы протона к массе свободного протона:

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

Фрагментационные ширины Γ_{nlj} , вычисленные без учета поправок в энергетическую зависимость мнимой части ДОП за счет ее нелокальности, представлены на рис. 5, а, б для нейтронных и протонных одночастичных орбит соответственно в сравнении

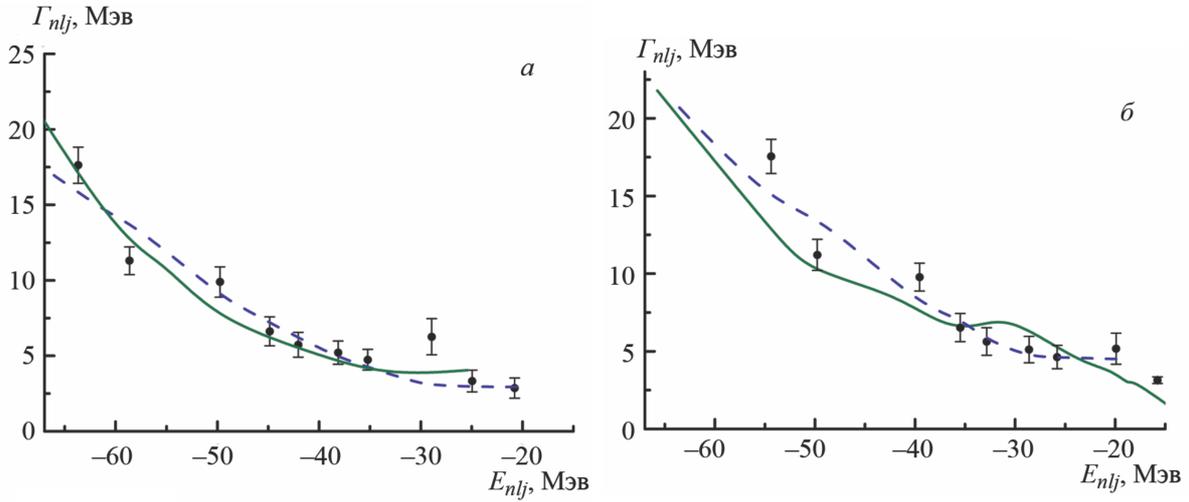


Рис. 5. Нейтронные (а) и протонные (б) фрагментационные ширины Γ_{nlj} ядра ^{208}Pb . Точки — экспериментальные данные [6], сплошная линия — расчет по ДОМ, штриховая — по ОКДОМ [7]

с экспериментальными данными [6] и с результатами расчета по ОКДОМ [7]. Оценка вклада нелокальности объемной составляющей $W_s(E)$ привела к уменьшению ширин глубоколежащих состояний на $\approx 10\%$. Рисунок демонстрирует хорошее согласие расчетных значений Γ_{nlj} как с данными эксперимента, так и с ОКДОМ.

Также нами были вычислены протонные и нейтронные плотности $\rho_{p(n)}(r)$ ядра ^{208}Pb в одночастичном подходе

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

Переход от протонных плотностей к зарядовым был выполнен с использованием соотношения

$$\rho_-(r) = (\pi a^2)^{-3/2} \int \rho_p(r') \exp[-(r-r')^2/a^2] d\mathbf{r}',$$

где $a^2 = 0.4 \text{ фм}^2$ приближенно учитывает протонный зарядовый форм-фактор и движение центра масс. На рис. 6, а представлены распределения нейтронных и зарядовых плотностей ^{208}Pb , вычисленные с N_{nlj} (8) с мнимой частью (2) и с N_{nlj} (9) с мнимой частью (1) в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Плотности, соответствующие вероятностям заполнения N_{nlj} (8) с мнимой частью (2), умножены на коэффициент 1.08 с целью достижения согласия с числом $Z = 82$. Расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Для сравнения распределения нуклонов в различных ядрах удобно вводить величину гало-фактора $f_g(r)$, характеризующего отношение нейтронной плотности к протонной в сравнении с величиной равной N/Z , теоретическую оценку которого можно представить в виде [29]

$$f_g(r) \approx \frac{\rho_n(r)}{\rho_p(r)} \frac{Z}{N}.$$

Гало-фактор $f_g(r)$ ядра ^{208}Pb , соответствующий расчетным плотностям, показан на рис. 6, б. С экспериментальными данными [30, 31] в пределах

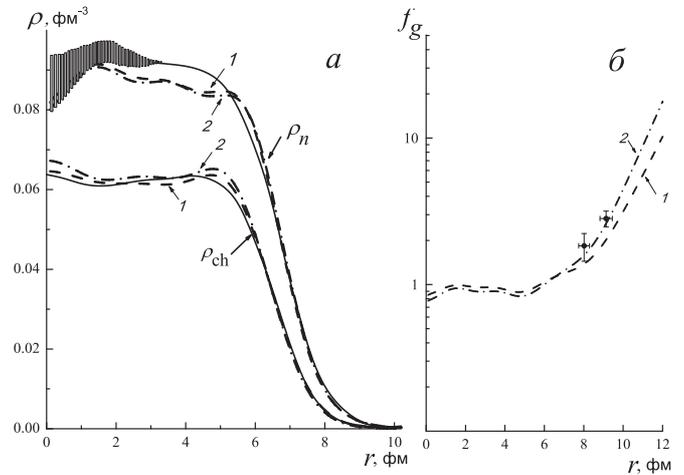


Рис. 6. Нейтронная и зарядовая плотности ядра ^{208}Pb (а), гало-фактор ядра ^{208}Pb (б). Сплошные линии и точки — экспериментальные данные, штриховые линии 1 — расчет с N_{nlj} (8) с мнимой частью (2), штрихпунктирные линии 2 — расчет с N_{nlj} (9) с мнимой частью (1)

погрешностей лучше согласуется фактор $f_g(r)$, соответствующий вероятностям N_{nlj} (9) с мнимой частью (1).

Среднеквадратичный зарядовый радиус ядра ^{208}Pb $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle^{1/2} = 5.50 \text{ фм}$, вычисленный с N_{nlj} (8) с мнимой частью (2), лучше согласуется с экспериментальным значением $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2} = 5.5013(7) \text{ фм}$ [32], чем радиус $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle^{1/2} = 5.44 \text{ фм}$, вычисленный с N_{nlj} (9), (1). Тем не менее даже в последнем случае достигается согласие с экспериментом в пределах 1%. Нейтронный радиус $\langle r_n^2 \rangle^{1/2} = 5.70$ и 5.71 фм , вычисленный с N_{nlj} (8) с мнимой частью (2) и N_{nlj} (9) с мнимой частью (1) соответственно, хорошо согласуется с экспериментальным значением $\langle r_n^2 \rangle_{\text{exp}}^{1/2} = 5.7833 - 0.18^{+0.16} \text{ фм}$ [33], полученным с высокой точностью почти полностью модельно-независимым методом при обработке данных эксперимента

по упругому рассеянию электронов, нарушающему четность. Расчетная толщина нейтронного скина $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$, соответствующая N_{nlj} (8) с мнимой частью (2) и N_{nlj} (9) с мнимой частью (1), составила 0.26 и 0.32 фм соответственно. Экспериментальные значения толщины скина лежат в интервале от $\Delta r_{np} = 0.15(\pm 0.03)_{\text{stat}}(\pm 0.03)_{\text{sys}}$ фм [34] до $\Delta r_{np} = 0.33^{+0.16}_{-0.18}$ фм [33]. Полученные значения Δr_{np} близки к результатам ряда расчетов в рамках нерелятивистских и релятивистских моделей среднего поля [35, 36].

3. Оболочечная структура нестабильных изотопов свинца

Хорошее согласие расчетов по ДОМ с параметрами, ряд которых был заимствован из глобальных параметров [10], с имеющимися экспериментальными данными для дважды магического изотопа ^{208}Pb позволяет ставить задачу предсказательных расчетов эволюции одночастичной структуры и, в частности, эволюции частично-дырочной щели нестабильных изотопов Pb. Исследуемые в рамках сферической версии ДОМ изотопы были нами ограничены числами нейтронов $N = 92, 94$ и $118 \leq N \leq 188$, для которых предсказываемые значения параметра квадрупольной деформации β_2 [12, 13] не превышают 0.2.

Мы воспользовались глобальными параметрами [10] для мнимой части ДОП, а также для

кулоновского и спин-орбитального потенциалов. При этом параметр E_p был определен согласно (3). Геометрические параметры r_{HF} , a_{HF} были выбраны равными r_V , a_V [10]. Силовой параметр V_{HF} находился из описания энергии E_F . Эволюция протонных одночастичных энергий, вычисленная с такими параметрами ДОП, показана на рис. 7, а. Отметим, что в ДОП отсутствует явный учет тензорного члена нуклон-нуклонного взаимодействия, с которым во многом связывают эволюцию структуры ядер вблизи границ нуклонной стабильности. Тем не менее мы наблюдаем эволюцию некоторых уровней, в частности $1i_{13/2}$ опускается с ростом N быстрее, чем $2f_{7/2}$ и $1h_{9/2}$; то же самое можно сказать об уровнях $2d_{5/2}$, $1h_{11/2}$ и уровнях $1g_{9/2}$, $2p_{1/2}$.

Расчет по ДОМ предсказывает увеличение частично-дырочной протонной щели G_p при уменьшении числа нейтронов (рис. 7, б). В случае замыкания оболочки $Z = 82$ частично-дырочная протонная щель G_p может быть сопоставлена с разностью энергий отделения $\Delta S_p = [S_p(Z=82, N) - S_p(Z=83, N)]$. На рис. 8 показана величина $\Delta S_p(N)$, определенная по данным AME12 [11] и массовых моделей NFB-24 [12], KTUY05 [13]. Также на рисунке представлены линейные аппроксимации этих данных. Оцененные данные $\Delta S_p^{\text{AME12}}$ демонстрируют некоторый подъем в области $N < 114$. Но в целом интервал чисел нейтронов, для которых есть данные $\Delta S_p^{\text{AME12}}$, не позволяет надежно предсказать тенденции изменения $\Delta S_p(N)$ при приближении к границе

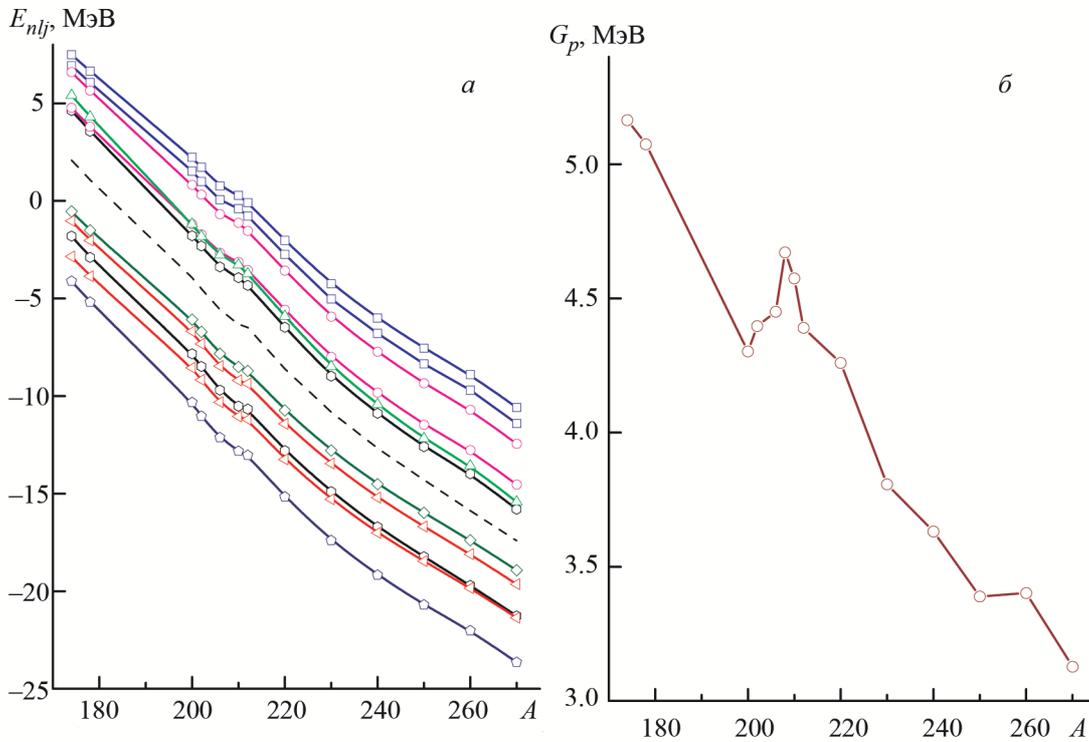


Рис. 7. Эволюция нейтронного одночастичного спектра (а) и щели G_p (б), вычисленные с ДОП для изотопов свинца с $92 < N < 188$. Значки, соединенные линиями, — расчет с ДОП: пятиугольники — подоболочки $1g_{7/2}$, звезды — $2d$, шестиугольники — $1h$, ромбы — $3s$, треугольники — $1i_{13/2}$, кружки — $2f$, квадраты — $3p$; штриховая линия — энергия Ферми

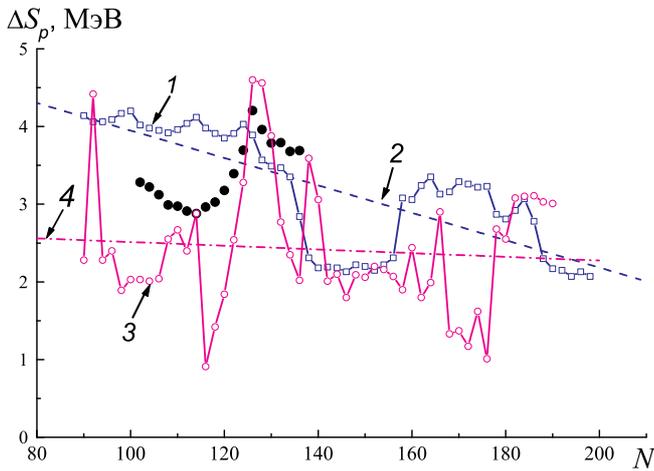


Рис. 8. Зависимость разности энергий отделения протона $\Delta S_p(N)$. Темные кружки — эмпирические данные AME12 [11], линия 1 — данные массовой модели KTUY05 [13], штриховая линия 2 — линейная аппроксимация данных KTUY05, линия 3 — данные массовой модели HFB-24 [12], штрихпунктирная линия 4 — линейная аппроксимация данных HFB-24

протонной стабильности. Предсказания в отношении $\Delta S_p(N)$ массовых моделей KTUY05 и HFB-24 отличаются. Линейная аппроксимация данных ΔS_p^{KTUY05} растет при уменьшении числа нейтронов, в то время как ΔS_p^{HFB-24} не демонстрирует выраженной тенденции к изменению при изменении числа N . Расчеты по ДОМ щели G_p соответствуют предсказаниям массовой модели KTUY05.

В работе [17] было получено, что поверхностное поглощение W_d протонов стабильными изотопами Sn сильнее зависит от относительного нейтронного избытка, чем W_d [10]. Зависимость W_d , предложенная в [8] для ядер с $N < Z$, приведет в изотопах Pb к увеличению поверхностного поглощения с уменьшением числа нейтронов по сравнению с [10] и, следовательно, к уменьшению протонной щели G_p при приближении изотопов Pb к границе протонной стабильности, по сравнению с показанной на рис.7, б.

Выводы

Определен ДОП дважды магического ядра ^{208}Pb . С найденными параметрами ДОП достигнуто хорошее согласие с имеющимися экспериментальными данными по одночастичным энергиям, фрагментационным ширинам как для состояний вблизи энергии Ферми, так и для глубоколежащих состояний, а также по дифференциальным сечениям упругого рассеяния, полным сечениям реакций для протонов и полным сечениям взаимодействия для нейтронов.

Расчет нейтронной и зарядовой плотностей, га-ло-фактора и среднеквадратичных радиусов ядра ^{208}Pb демонстрирует пригодность для этих целей не только приближенных формул ДОМ для вероятностей заполнения N_{nlj} , но и формулы (9), заимствованной из теории БКШ.

Выполнен расчет эволюции протонного одночастичного спектра и энергетической частично-дырочной щели G_p нестабильных изотопов свинца по сферической версии ДОМ. Использование глобальных параметров [10] для мнимой части ДОП приводит к расширению щели G_p при уменьшении числа нейтронов. Этот результат согласуется с предсказаниями массовой модели KTUY05.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-32-00388 мол_а.

Список литературы

1. Boboshin I.N., Varlamov V.V., Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. // Nucl. Phys. A. 1989. **496**. P. 93.
2. Бобошин И.Н. // Магические числа и эволюция оболочечной структуры атомных ядер: Дисс. ... докт. физ.-мат. наук. М., 2010.
3. Honma M., Otsuka T., Brown B.A., Mizusaki T. // Phys. Rev. C. 2002. **65**. 061301.
4. Mahaux C., Sartor R. // Adv. in Nucl. Phys. 1991. **20**. P. 1.
5. Беспалова О.В., Романовский Е.А., Спасская Т.И. // ЯФ. 2015. **78**, № 1, 2. С. 123. (Bespalova O.V., Romanovsky E.A., Spasskaya T.I. // Phys. Atom. Nucl. 2015. **78**, N 1. P. 118.)
6. Воробьев А.А., Доценко Ю.В., Лободенко А.А. и др. // ЯФ. 1995. **58**. С. 1923. (Vorobjev A.A., Dotsenko Yu.V., Lobodenko A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 1995. **58**. P. 1817.)
7. Коломийцев Г.В., Игашов С.Ю., Урин М.Г. // ЯФ. 2014. **77**, № 9. С. 1164.
8. Charity R.J., Mueller J.M., Sobotka L.G., Dickhoff W.H. // Phys. Rev. C. 2007. **76**. 044314.
9. VanderKam J.M., Weisel G.J., Tornow W. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 2000. **26**. P. 1787.
10. Koning A.J., Delaroche J.P. // Nucl. Phys. A. 2003. **713**. P. 231.
11. Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al. // Chin. Phys. C. 2012. **36**. P. 1603.
12. Goriely S., Chamel N., Pearson J.M. // Phys. Rev. C. 2010. **82**. 035804.
13. Koura H., Tachibana T., Uno M., Yamada M. // Prog. Theor. Phys. 2005. **113**. P. 305.
14. Bespalova O.V., Ermakova T.A., Klimochkina A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2013. **76**. P. 1482.
15. Bespalova O.V., Ermakova T.A., Klimochkina A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2012. **75**, N 11. P. 1350.
16. Bespalova O.V., Romanovsky E.A., Spasskaya T.I. // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2012. **76**. P. 502.
17. Mueller J.M., Charity R.J., Shane R. et al. // Phys. Rev. C. 2011. **83**. 064605.
18. Finlay R.W., Wierzbick J., Das R.K., Dietrich F.S. // Phys. Rev. C. 1989. **39**. P. 804.
19. Subedi R. et al. // Science 2008. **320**. P. 1476.
20. Dickhoff W.H., Barbieri C. // Prog. Part. Nucl. Phys. 2004. **52**. P. 377.
21. Беспалова О.В., Ермакова Т.А., Климошкина А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. **77**, № 4. С. 443. (Bespalova O.V., Ermakova T.A., Klimochkina A.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2013. **77**, N 4. P. 397.)

22. *Devito R.P., Khoa D.T., Austin S.M.* et al. // Phys. Rev. C. 2012. **85**. 024619.
23. *Hansen L.F., Dietrich F.S., Pohl B.A.* et al. // Phys. Rev. C. 1985. **31**. P. 111.
24. *Finlay R.W., Annand J.R.M., Cheema T.S.* et al. // Phys. Rev. C. 1984. **30**. P. 796.
25. *Rathmell R.D., Haeberli W.* // Nucl. Phys. A. 1972. **178**. P. 458.
26. *van Oers W.T.H., Haw H., Davison N.E.* et al. // Phys. Rev. C. 1974. **10**. P. 307.
27. *Finlay R.W., Abfalterer P., Fink G.* et al. // Phys. Rev. C. 1993. **47**. P. 237.
28. *Carlson R.F.* // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1996. **63**. P. 93.
29. *Baran A., Pomorski K., Warda M.* // Z. Phys. A. 1997. **357**. P. 33.
30. *Trzcinska A., Jastrzebski J., Lubinski P.* et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. **87**. 082501.
31. *Klos B., Trzcinska A., Jastrzebski J.* et al. // Phys. Rev. C. 2007. **76**. 014311.
32. *Fricke G., Bernhardt C., Heilig K.* et al. // Atom. Data Nucl. Data Tables. 1995. **60**. P. 177.
33. *Abrahamyan S.* et al. (PREX Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2012. **108**. 112502.
34. *Tarbert C.M.* et al. (Crystal Ball at MAMI and A2 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2014. **112**. 242502.
35. *Centelles M.* et al. // Phys. Rev. C. 2010. **82**. 054314.
36. *Meucci A., Vorabbi M., Finelli C.G.P.* // Phys. Rev. C. 2014. **90**. 027301.

The single-particle characteristics of Pb isotopes near the drip lines calculated within the dispersive optical model

O. V. Bessalova^{1,a}, A. A. Klimochkina¹, A. V. Korotkov², T. I. Spasskaya¹

¹ *Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU), Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

² *Department of Physics of Atomic Nucleus and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

E-mail: ^a bosp@sinp.msu.ru.

The neutron and proton dispersive optical potential for the ²⁰⁸Pb nucleus has been determined for the energy region from -70 to $+60$ MeV and used to calculate the differential elastic scattering, the total interaction and reaction cross sections, as well as the single-particle characteristics, the neutron and charge densities, rms radii, and the thickness of the nucleus skin. The calculated results are in good agreement with the experimental data. The proton dispersive optical model potential for the spherical and close to spherical Pb isotopes within the neutron and proton drip lines has been obtained by a similar method. The calculation predicts a trend towards the growth of the proton particle-hole gap, which corresponds to $Z = 82$ shell closure as Z approaches the proton drip line.

Keywords: dispersive optical model, single-particle characteristics of nuclei, magic nuclei, nucleon drip lines.
 PACS: 21.60.Cs, 21.10.Pc, 21.10.Gv.

Received 8 July 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2017. 71, No. 1. Pp. 51–60.*

Сведения об авторах

1. Беспалова Ольга Викторовна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-49-07, e-mail: bosp@sinp.msu.ru.
2. Климочкина Анна Александровна — мл. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-49-07.
3. Коротков Александр Владимирович — студент.
4. Спасская Тамара Ивановна — науч. сотрудник; тел.: (495) 939-37-63.