

УДК.539.17

Н. А. БУРКОВА, К. А. ЖАКСЫБЕКОВА, Ш. Ш. САГИНДЫКОВ

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛ

В КАНАЛЕ ${}^6\text{He}_{gs} + p$

В рамках *ant*-представления основного состояния ядра ${}^6\text{He}(0^+, 1)$ построен самосогласованный фолдинг-потенциал в канале ${}^6\text{He}_{gs} + p$. Представлены вуд-саксоновская и гауссовская параметризации полученных потенциалов.

Потенциальные модели взаимодействия нуклонов с атомными ядрами можно условно разделить на две группы. К первой группе относятся *феноменологические* модели, в которых для описания процессов рассеяния на ядрах используются так называемые *глобальные потенциалы*, построенные посредством обобщения экспериментальных наблюдаемых.

Так, в [1] приведены *глобальные потенциалы* для ядер-мишеней $40 \leq A \leq 216$ в зависимости от энергии E , массового числа A и заряда мишени Z , известные как потенциалы Беккетти-Гринлиса. Соответствующие параметры потенциалов для ядер p -оболочки $6 \leq A \leq 16$ представлены в [2].

Во вторую группу можно объединить фолдинг-модели [3], которые используют *фолдинг-потенциалы*, построенные методом свертки реалистических микроскопически обоснованных нуклон-нуклонных потенциалов с функциями ядерной плотности.

В монографии [4] представлены наиболее полный в настоящее время обзор оригинальных публикаций по обсуждаемой тематике, а также ряд концептуальных предложений по оценке теоретических методов построения нуклон-ядерных потенциалов с привлечением поляризационных характеристик каналов как упругого, так и неупругого рассеяния.

Заметим, что при всей прозрачности математической формулировки *фолдинг-моделей* практические результаты применения метода свертки нельзя считать однозначно предсказуемыми [4]. В то же время в [5, 6] был предложен подход построения *самосогласованных* фолдинг-потенциалов взаимодействия нуклонов и дейтронов с ядром ${}^6\text{Li}$. Самосогласованность обеспечивается тем, что свертка проводится для V_{NN} - и $V_{\alpha N}$ -потенциалов, с которыми строится исходная трех-

тельная *ant*-волновая функция (ВФ) ядра ${}^6\text{Li}$ в мультикластерной динамической модели с Паули проектированием (МДМП) [7]. Полученные потенциалы успешно описывают сечения упругого рассеяния дейтронов, нейтронов и протонов на ядре ${}^6\text{Li}$ при энергиях $E_{\text{цм}} = 9, 12$ и $22,2$ МэВ соответственно [7].

В [8] аналогичная схема была использована для построения потенциалов взаимодействия α -частиц с ядрами ${}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{Be}$ также в рамках МДМП – *ant*-представления ядра ${}^9\text{Be}$. При этом показано прекрасное описание экспериментальных сечений по упругому рассеянию α -частиц при $E_{\alpha} = 50$ МэВ.

В настоящей статье представлены результаты теоретических расчетов самосогласованного фолдинг-потенциала взаимодействия протонов с ядром ${}^6\text{He}_{gs}$ в основном состоянии.

1. Приведем некоторые элементы формализма построения фолдинг-потенциалов. Далее будем в основном придерживаться обозначений, принятых в работах [5, 6]. Так, на рис. 1 показаны соответствующие T - и V -наборы относительных координат для системы $\{\alpha nn\} + p$, аналогичные [6].

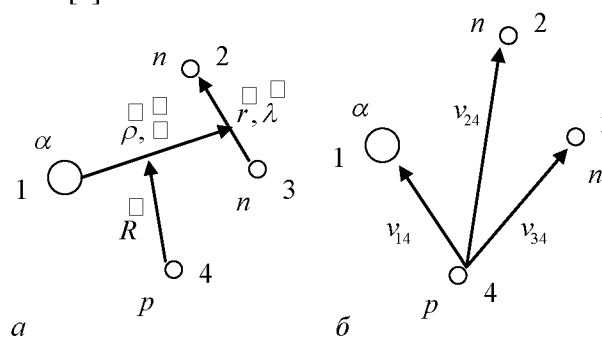


Рис. 1. Относительные координаты для системы $\{\alpha nn\} + p$: а – T -набор, б – V -набор

Для описания основного состояния ядра ${}^6\text{He}_{g.s.}$ используем МДМП ВФ, полученные в [7], а именно *анн*-представление:

$$\Psi_{jm_j}(\mathbf{r}, \mathbf{\rho}) \quad (1)$$

$$\sum_{\substack{\lambda\mu, lm, \\ LM, SM_s}} C_{\lambda\mu lm}^{LM} C_{LM SM_s}^{jm_j} \chi_{SM_s}(2, 3) \Phi_{\lambda\mu lm}(\mathbf{r}, \mathbf{\rho}),$$

где координатная часть представляет собой суперпозицию гауссоид и векторных сферических функций $Y_{\lambda\mu}(\mathbf{r}) = r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\Omega_r)$

$$\Phi_{\lambda\mu lm}(\mathbf{r}, \mathbf{\rho}) = \sum_{ij} C_{ij} e^{-\alpha_i r^2} Y_{\lambda\mu}(\mathbf{r}) e^{-\beta_j \rho^2} Y_{lm}(\mathbf{\rho}). \quad (2)$$

Потенциал V_{HeN} -взаимодействия вычисляется как среднее значение по ВФ (1) от суммы парциальных αN - и NN -потенциалов, определенных согласно рис. 1, б,

$$V_{\text{HeN}}(\mathbf{r}, \mathbf{\rho}, \mathbf{R}) = v_{14}(\mathbf{r}_{14}) + v_{24}(\mathbf{r}_{24}) + v_{34}(\mathbf{r}_{34}). \quad (3)$$

Далее полагаем, что потенциалы в (3) также можно формально представить в виде разложения по гауссовскому базису

$$v_{i4} = \sum_n V_n e^{-\gamma_{i4}^{(n)} r_{i4}^2}, \quad \text{где } i=1 \div 4. \quad (4)$$

Итак, искомый *фолдинг-потенциал* вычисляется как интеграл перекрывания:

$$V_{\text{HeN}}(\mathbf{R}) = \left\langle \Psi_{jm_j}(\mathbf{r}, \mathbf{\rho}) \chi_{1/2m_N}(4) \middle| \mathcal{G}_{\text{HeN}} \times \right. \\ \left. \times (\mathbf{r}, \mathbf{\rho}, \mathbf{R}) \middle| \Psi_{jm_j}(\mathbf{r}, \mathbf{\rho}) \chi_{1/2m_N}(4) \right\rangle. \quad (5)$$

Очевидно, что в (5) интегрирование проводится по переменным \mathbf{r} и $\mathbf{\rho}$, при этом согласование одночастичных и относительных T - и V -наборов координат рис. 1 связано со следующими преобразованиями:

$$\left\{ \mathbf{r}_{14}, \mathbf{r}_{24}, \mathbf{r}_{34}, \mathbf{r}_{44} \right\} \Rightarrow \left\{ \mathbf{r}, \mathbf{r}, \mathbf{r}, \mathbf{r} \right\} \Rightarrow \\ \Rightarrow \left\{ \mathbf{r}_{14}, \mathbf{r}_{24}, \mathbf{r}_{34}, \mathbf{R}_{cm} \right\}, \quad (6)$$

где \mathbf{R}_{α} – координата центра масс α -частицы, \mathbf{R}_{cm} –

координата центра масс семинуклонной системы. Представим эти преобразования в явном виде:

$$\begin{cases} \mathbf{r} = \frac{1}{2}(\mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3) - \mathbf{R}_{\alpha} \\ \mathbf{\rho} = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 \\ \mathbf{R} = \frac{1}{6}(4\mathbf{R}_{\alpha} + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3) - \mathbf{r}_4 \\ \mathbf{R}_{cm} = \frac{1}{7}(4\mathbf{R}_{\alpha} + \mathbf{r}_2 + \mathbf{r}_3 + \mathbf{r}_4); \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathbf{R}_{\alpha} = -\frac{1}{3}\mathbf{r} + \frac{1}{7}\mathbf{R} + \mathbf{R}_{cm} \\ \mathbf{r}_2 = -\frac{1}{2}\mathbf{r} + \frac{2}{3}\mathbf{\rho} + \frac{1}{7}\mathbf{R} + \mathbf{R}_{cm} \\ \mathbf{r}_3 = \frac{1}{2}\mathbf{r} + \frac{2}{3}\mathbf{\rho} + \frac{1}{7}\mathbf{R} + \mathbf{R}_{cm} \\ \mathbf{r}_4 = -\frac{6}{7}\mathbf{R} + \mathbf{R}_{cm}; \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathbf{r}_{14} = -\mathbf{r} + \mathbf{R} \\ \mathbf{r}_{24} = -\frac{1}{2}\mathbf{r} + \frac{2}{3}\mathbf{\rho} + \mathbf{R} \\ \mathbf{r}_{34} = \frac{1}{2}\mathbf{r} + \frac{2}{3}\mathbf{\rho} + \mathbf{R} \\ \mathbf{R}_{cm} = \mathbf{R}_{cm}. \end{cases} \quad (7)$$

Соотношения (7) используем для вычислений координатной части интеграла (5)

$$I(\mathbf{R}) = \int \int Y_{\lambda\mu}^*(\mathbf{r}) Y_{lm}^*(\mathbf{\rho}) Y_{\lambda\mu}(\mathbf{r}) Y_{lm}(\mathbf{\rho}) \times \\ \times \exp(-\gamma_{i4} r_{i4}^2 - \alpha_{ik} r^2 - \beta_{jm} \rho^2) d\mathbf{r} d\mathbf{\rho}, \quad (8)$$

где $\alpha_{ik} = \alpha_i + \alpha_k$, $\beta_{jm} = \beta_j + \beta_m$. Дальнейшие преобразования интеграла (8) связаны с диагонализацией квадратичной формы в показателе экспоненты, которую запишем в следующем формализованном виде:

$$a_1 \cdot \mathbf{r}^2 + a_2 \cdot \mathbf{R}^2 + a_3 \cdot \mathbf{r} \mathbf{R} + a_4 \cdot \mathbf{r}^2 + \\ + a_5 \cdot \mathbf{r} \mathbf{\rho} + a_6 \cdot \mathbf{r} \mathbf{R}. \quad (9)$$

Здесь коэффициенты a_i определены для рассматриваемой задачи следующим образом в соответствии с координатным V -набором рис. 1, б:

$$\begin{cases} a_1 = \beta_{jm} + 1/9\gamma_{14} \\ a_2 = \gamma_{14} \\ a_3 = -2/3\gamma_{14} \\ a_4 = \alpha_{ik} \\ a_5 = 0 \\ a_6 = 0; \end{cases} \begin{cases} a_1 = \beta_{jm} + 4/9\gamma_{24} \\ a_2 = \gamma_{24} \\ a_3 = 4/3\gamma_{24} \\ a_4 = \alpha_{ik} + 1/4\gamma_{24} \\ a_5 = -2/3\gamma_{24} \\ a_6 = -\gamma_{24}; \end{cases}$$

$$\begin{cases} a_1 = \beta_{jm} + 4/9\gamma_{34} \\ a_2 = \gamma_{34} \\ a_3 = 4/3\gamma_{34} \\ a_4 = \alpha_{ik} + 1/4\gamma_{34} \\ a_5 = 2/3\gamma_{34} \\ a_6 = \gamma_{24}. \end{cases} \quad (10)$$

Следующие линейные преобразования координат приводят квадратичную форму (9) к диагональному виду $d_1 \cdot r_1^2 + d_2 \cdot r_2^2 + d \cdot R^2$:

$$\begin{cases} \rho = r_1 + \alpha R, \\ r = r_2 + \beta r_1 + \xi R, \\ R = R_1, \end{cases} \quad (11)$$

где использованы такие обозначения:

$$\beta = -\frac{a_5}{2a_4}; \quad \gamma = -\frac{a_6}{2a_4}; \quad \alpha = -\frac{a_3 + \gamma a_5}{2a_1 + \beta a_5};$$

$$\xi = \gamma + \alpha\beta; \quad d_1 = a_1 + \beta \cdot \frac{a_5}{2}; \quad d_2 = a_4;$$

$$d = a_2 + a_6 \frac{\gamma}{2} + (a_3 + \gamma a_5) \frac{\alpha}{2}. \quad (12)$$

2. В настоящей статье рассматривается канал взаимодействия ядра ${}^6\text{He}_{gs}$ с протоном. В основном состоянии ${}^6\text{He}_{gs}$ характеризуется полным моментом, четностью и изоспином $-j^\pi, T = 0^+, 1$. Очевидно также, что спин канала в этом случае фиксирован и равен $s_c = 1/2$.

Далее в расчетах использованы ВФ, полученные в [7], причем согласно табл. 1 учитываются две $[\lambda L, S]$ компоненты, суммарный вес которых составляет порядка 98%.

Таблица 1. Парциальные $[\lambda L, S]$ -компоненты ВФ ядра ${}^6\text{He}$

	j^π, T	$[\lambda L, S]$	$MS, P\%$	$SBB, P\%$	S, T
${}^6\text{He}_{g.s.}$	$0^+, 1$	$[000, 0]$	88,193	88,908	0,1
		$[111, 1]$	10,188	9,692	1,1

В расчетах использованы следующие потенциалы: в плече αN -потенциал Сака-Биденхарна-Брейта (SBB)

$$U_{14}(r_{14}) = -V_0 \cdot e^{-\gamma_{14} r_{14}^2}, \quad V_0 = 47,32 \text{ МэВ},$$

$$\gamma_{14} = 0,189 \text{ фм}^{-2}. \quad (13)$$

В плече NN используются потенциалы Аффана-Тана, причем различаются синглетные и триплетные состояния. Параметры приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры потенциала Аффана-Тана

	$V_1,$ МэВ	$\gamma_{i4}^{(1)},$ фм ⁻²	$V_2,$ МэВ	$\gamma_{i4}^{(2)},$ фм ⁻²	$V_3,$ МэВ	$\gamma_{i4}^{(3)},$ фм ⁻²
Singlet	880	5,2	-67,1	0,62	-21,0	0,38
Triplet	1000	5,4	-143,4	0,82	-43,0	0,60

В заключение приведем в явном виде интегралы (8) для компонент табл. 1:

$$I_{[000,0]}(R) = \sum_{ij, mk, n} C_{ij} C_{mk} V_n e^{-d \cdot R^2} \cdot \frac{\pi}{16[d_1 d_2]^{3/2}}, \quad (14)$$

$$I_{[111,1]}(R) = \sum_{ij, mk, n} C_{ij} C_{mk} V_n e^{-d \cdot R^2} \times$$

$$\times \frac{\pi}{16[d_1 d_2]^{3/2}} \left[\frac{9}{4d_1 d_2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\alpha^2}{d_2} + \frac{\gamma^2}{d_1} \right) \cdot R^2 \right]. \quad (15)$$

В результате имеем следующий вид для усредненного фолдинг-потенциала:

$$\bar{V} = g_{\alpha N} + \frac{1}{2} g_s + \frac{3}{2} g_t. \quad (16)$$

Причем каждая из парциальных компонент $[000, 0]$ и $[111, 1]$ определяется выражением (16).

3. В настоящем разделе представлены результаты расчетов потенциалов (16) в аналитическом и графическом виде. В табл. 3 приведены параметры для параметризации потенциала в форме Вуда-Саксона

$$V_{WS} = \frac{V_0}{1 + e^{(R-R_0)/a}}. \quad (17)$$

Таблица 3. Вуд-саксоновская параметризация потенциала (16)

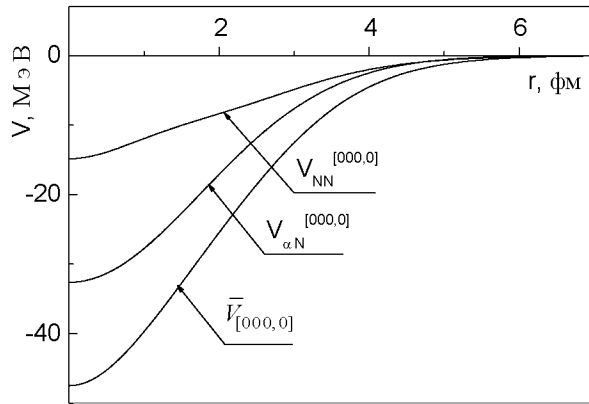
${}^6\text{He}_{g.s.} + p$	a , фМ	R_0 , фМ	V_0 , МэВ
[000,0]	0,8882	1,9024	-54,1216
[111,1]	0,8785	1,8158	-6,9299
\bar{V}	0,8875	1,8920	-61,0627

В табл. 4 представлены параметры потенциала (16) для гауссовской формы с укороченным базисом:

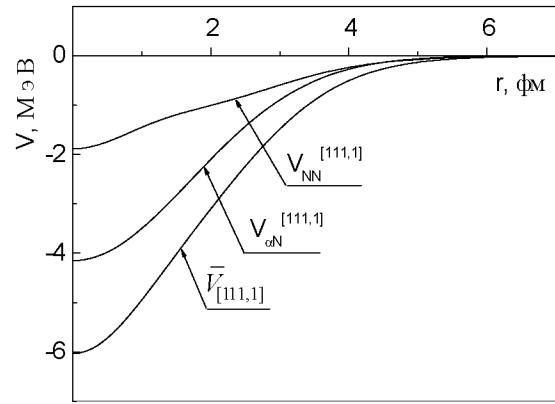
$$V_G = \sum_{i=1}^N C_i \cdot e^{-\alpha_i R^2}. \quad (18)$$

Таблица 4. Гауссовская параметризация потенциала (16) в канале ${}^6\text{He}_{g.s.} + p$

N=14		N=7		N=3	
α_i , фМ ²	C_i	α_i , фМ ²	C_i	α_i , фМ ²	C_i
0,01579	-0,00096	0,02218	0,01502	0,14211	-50,05212
0,05960	-0,55983	0,08641	-5,31441	0,69017	-2,43251
0,11231	-10,17076	0,17444	-63,84629	3,35190	-1,13647
0,17364	-51,52707	0,30466	27,74946		
0,24544	-0,13772	0,53209	-10,10840		
0,33124	13,55170	1,07415	-1,96656		
0,43689	10,73066	4,18444	-0,05855		
0,57222	-8,58021				
0,75474	-10,75707				
1,01859	5,34346				
1,43980	-1,05397				
2,22601	-0,37944				
4,19486	0,01095				
15,83685	-0,00013				



a

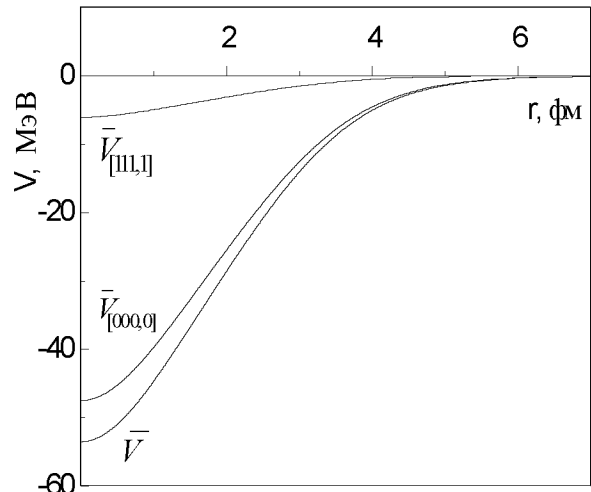


b

Рис. 2. Фолдинг-потенциалы в канале ${}^6\text{He}_{g.s.} + p$:

a – компонента [000,0], б – компонента [111,1],

в – \bar{V} и парциальные $\bar{V}_{[\lambda L, S]}$



v

На рис. 2 представлены результаты расчетов парциальных и усредненных потенциалов (16). Как видно из рис., компоненты, спроектированные в αN -плече и NN , вообще говоря, одного порядка и отличаются примерно на фактор 2. Сравнительный вклад компонент $[000,0]$ и $[111,1]$ примерно соответствует весовым соотношениям табл. 1.

В заключение отметим, что построенные фолдинг-потенциалы в канале ${}^6\text{He}_{g.s.} + p$ будут использованы в расчетах фотоядерных реакций на ядре ${}^6\text{Li}$ с неполяризованными и линейно поляризованными фотонами.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Becchetti F.D., Greenlees G.W.* // Phys. Rev. 1969. V. 182, N 4. P. 1190.
2. *Watson B.A., Singh P.P., Segel R.E.* // Phys. Rev. 1969. V. 182, N 4. P. 977.
3. *Satchler G.R.* Direct nuclear reaction. New York, 1983. 833 p.
4. *Немец О.Ф., Ясногородский А.М.* Поляризационные исследования в ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1980. 347 с.

5. *Камаль М., Ворончев В.Т., Кукулин В.И.* // Препринт P-88-799. ОИЯИ. 1988. 20 с.

6. *Kamal M., Voronchev V.T., Kukulin V.I., Krasnopolsky V.M., Nakao Y., Kudo K.* // Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1992. V. 18. P. 379.

7. *Kukulin V.I., Pomerantsev V.N. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 151.

8. *Жусупов М.А., Сахиев С.К., Сагиндыков Ш.Ш.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2000. Т. 64, № 1. С. 127.

Резюме

${}^6\text{He}(0^+, 1)$ ядросының негізгі күйінің *ann*-өрнекіленуі аумағында ${}^6\text{He}_{g.s.} + p$ каналында өзүйлесімді фолдинг-потенциал түзілген. Алынған потенциалдардың Вуд-саксондық және гаусстық параметрленуі келтірілген.

Summary

Within the *ann*-presentation of ${}^6\text{He}(0^+, 1)$ nucleus in ground state a self-consistent folding potential was constructed for ${}^6\text{He}_{gs} + p$ channel. The obtained potentials are presented both in Wood-Saxon and Gauss forms.

КазНУ им. аль-Фараби,
г. Алматы

Поступила 01.04.06г.