ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2017, том 81, № 6, с. 764–768

УДК 539.171.016:539.171.017:539.171.16:539.141

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ ^{9}Be ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

© 2017 г. Б. А. Уразбеков[1, 2, *], А. С. Деникин[1, 2], С. К. Сахиев[3], С. М. Лукьянов[2]

[1]Лаборатория ядерных реакций имени Г.Н. Флерова ОИЯИ, Дубна

[2]Государственный университет "Дубна", Дубна

[3]Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

*E-mail: urazbekovb@mail.ru

Работа посвящена анализу данных по упругому и неупругому рассеянию и реакциям малонуклонных передач при взаимодействии ядер дейтрона и ^{9}Be с энергией порядка 10 МэВ/нуклон. Теоретический анализ выполнен в рамках модели двойного фолдинг-потенциала с использованием волновой функции основного состояния ядра ^{9}Be, построенной в трехкластерном $\alpha + \alpha + n$-приближении. Расчеты сечения упругого рассеяния для реакции $d + {}^9$Be с использованием рассчитанного фолдинг-потенциала выполнены в рамках оптической модели. Полученный оптический потенциал применен для анализа сечений реакций передач и неупругого рассеяния в рамках метода искаженных волн. Выполнен сравнительный анализ экспериментальных данных и теоретических расчетов.

DOI: 10.7868/S0367676517060229

ВВЕДЕНИЕ

Изучение кластерной структуры легких ядер в настоящее время является актуальной задачей в связи с бурным развитием экспериментальных методик исследования ядер, лежащих на границе стабильности, позволяющих проверить имеющиеся теоретические представления об особенностях строения легких экзотических ядер. Хорошо известно, что выбор ядра-снаряда, имеющего простейшую структуру, как, например, ядра d, t, ^{3}He, α, позволяет значительно упростить изучение механизмов ядерных реакций и получать непосредственную информацию о структуре ядра-мишени. В этом случае проявление ядром-мишенью ярко выраженной кластерной структуры может приводить к ее существенному влиянию на измеряемые сечения упругого и неупругого рассеяния, а также ядерных реакций нуклонных и кластерных передач.

Ядро ^{9}Be является уникальным примером ядерной системы, демонстрирующей кластерную структуру, оставаясь при этом стабильной частицей. Имеющиеся в настоящее время теоретические подходы [1] позволяют эффективно описывать свойства трехчастичных систем, таких как $^9\text{Be} = \alpha + n + \alpha$ на основе мультикластерной динамической модели с учетом принципа Паули. Построенная таким образом трехчастичная волновая функция основного состояния может быть, в частности, использована для расчетов фолдинг-потенциалов взаимодействия ядер ^{9}Be с различными снарядами. Соответствующий анализ реакции взаимодействия ^{4}He с ядрами ^{9}Be был выполнен нами в предыдущей работе [2]. Было показано, что построенная трехчастичная модель ядра ^{9}Be и полученный на ее основе фолдинг-потенциал адекватно описывает наблюдаемые экспериментальные данные для широкого диапазона энергий столкновения и различных реакций.

Настоящая работа является продолжением работы [2] и посвящена анализу данных по упругому и неупругому рассеянию и реакциям малонуклонных передач при взаимодействии дейтрона с ядрами ^{9}Be с энергией порядка 10 МэВ/нуклон. Цели работы заключаются в описании измеренных экспериментальных данных и сравнении спектроскопической информации с данными, полученными в работе [2] и в работах других авторов [3–7].

Теоретический анализ выполнен в рамках модели двойного фолдинг-потенциала с использованием волновой функции основного состояния ядра ^{9}Be, построенной в трехкластерном $\alpha + \alpha + n$-приближении. Расчеты сечения упругого рассеяния для реакции d (19.5 МэВ) + ^{9}Be выполнены в рамках оптической модели [8]. Полученный оптический потенциал применен для анализа сечений реакций передач и неупругого рассеяния в рамках модели искаженных волн [8]. Выполнен сравнительный анализ экспериментальных данных и теоретических расчетов.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

1.1. Краткое теоретическое введение

Уравнение Шрёдингера, описывающее волновую функцию $\Phi\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)$ двух взаимодействующих ядер $a+A$, представляется в виде

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha}\nabla_R^2+\hat{h}_\xi+\hat{h}_\nu+U\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)\right]\times \times\Phi\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)=E\Phi\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right), \quad (1)$$

где μ_α – приведенная масса, $U\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)$ – потенциал ядро-ядерного взаимодействия, $\vec{\xi},\vec{\nu}$ – внутренние степени свободы ядер a и A, $\hat{h}_\xi$ и $\hat{h}_\nu$ – гамильтонианы, описывающие внутренние состояния ядер a и A, $\vec{R}$ – радиус-вектор относительного движения в системе центра масс (с. ц. м.), E – полная энергия системы $a+A$ в с. ц. м. Разложим волновую функцию $\Phi\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)$ по базису собственных функций операторов $\hat{h}_\xi$ и $\hat{h}_\nu$:

$$\Phi\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)=\sum_{ij}\psi_{ai}\left(\vec{\xi}\right)\psi_{Aj}\left(\vec{\nu}\right)\chi_{ij}\left(\vec{R}\right), \quad (2)$$

где $\chi_{ij}\left(\vec{R}\right)$ – волновая функция относительного движения ядер в различных каналах реакции, индексы i и j соответствуют всем разрешенным правилами отбора состояниям сталкивающихся ядер. В частности, компонента $\chi_{00}\left(\vec{R}\right)$ описывает поведение системы в упругом канале. Подстановка разложения (2) в уравнение (1) дает систему связанных дифференциальных уравнений для неизвестных функций $\chi_{ij}\left(\vec{R}\right)$. В рамках обобщенной оптической модели [9] систему уравнений для $\chi_{ij}\left(\vec{R}\right)$ удается свести к уравнению для функции $\chi_{00}\left(\vec{R}\right)$ в упругом канале

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha}\nabla_R^2+U_{\text{опт}}\left(\vec{R}\right)\right]\chi_{00}\left(\vec{R}\right)= =(E-\varepsilon_\nu-\varepsilon_\xi)\chi_{00}\left(\vec{R}\right), \quad (3)$$

где обобщенный оптический потенциал взаимодействия имеет вид

$$U_{\text{опт}}=V_{00}+\sum_{\kappa\kappa'}V_{0\kappa}\left(\frac{1}{E-H+i\eta}\right)_{\kappa\kappa'}V_{\kappa'0}= =U_\Phi+\Delta U. \quad (4)$$

Первое слагаемое в (4) принято называть фолдинг-потенциалом (см. ниже). Второе слагаемое ΔU – комплексная функция, зависящая от энергии и называемая поляризационным потенциалом, описывает связь упругого канала с каналами возбуждения. Суммирование выполняется по всем возбужденным состояниям снаряда и мишени $\kappa=\{i,j\}$, а матричные элементы $V_{\kappa\kappa'}$ равны

$$V_{\kappa\kappa'}\left(\vec{R}\right)=\left\langle\psi_{ai'}\psi_{Aj'}\left|U\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)\right|\psi_{ai}\psi_{Aj}\right\rangle. \quad (5)$$

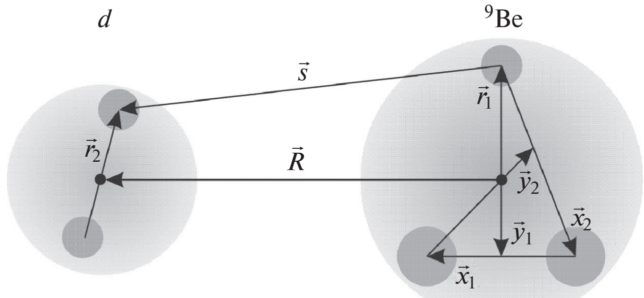

Рис. 1. Схема вычисления $d+{}^9$Be фолдинг-потенциала взаимодействия с изображением трехчастичной волновой функции ядра ^{9}Be.

1.2. Модель двойного фолдинга

Первое слагаемое в (4)

$$V_{00}\equiv\left\langle\psi_{a0}\psi_{A0}\left|U\left(\vec{R},\vec{\xi},\vec{\nu}\right)\right|\psi_{a0}\psi_{A0}\right\rangle. \quad (6)$$

является вещественной функцией. Метод расчета вещественной части оптического потенциала был предложен в работе [10] и представляет собой “модель двойного фолдинга”. В соответствии с этой моделью фолдинг-потенциал взаимодействия можно получить, усредняя нуклон-нуклонное взаимодействие по объемам ядер снаряда и мишени (см. рис. 1):

$$U_\Phi\left(\vec{R}\right)=\int d\vec{r}_1\int d\vec{r}_2\ \rho_1\left(\vec{r}_1\right)\rho_2\left(\vec{r}_2\right)\times \times V_{NN}\left(\vec{s}=\vec{R}+\vec{r}_2-\vec{r}_1\right), \quad (7)$$

где V_{NN} – эффективный нуклон-нуклонный потенциал, например, M3Y-типа [11, 12], ρ_i –плотность распределения вещества в основном состоянии ядра i.

1.3. Плотность распределения вещества ядер

Плотность ядерного вещества дейтрона определим, усредняя волновую функцию основного состояния $\Psi\left(\vec{r}\right)$ по угловым переменным

$$\rho_d\left(\frac{1}{2}r\right)=\int\left|\Psi\left(\vec{r}\right)\right|^2d\Omega_r. \quad (8)$$

Плотность распределения вещества ядра ^{9}Be в данной работе рассчитана с использованием трехчастичной $\alpha+\alpha+n$-волновой функции [6] и представляется в виде трех слагаемых

$$\rho_{^9\text{Be}}\left(\vec{r}\right)=2\rho_\alpha\left(\vec{r}\right)+\rho_n\left(\vec{r}\right). \quad (9)$$

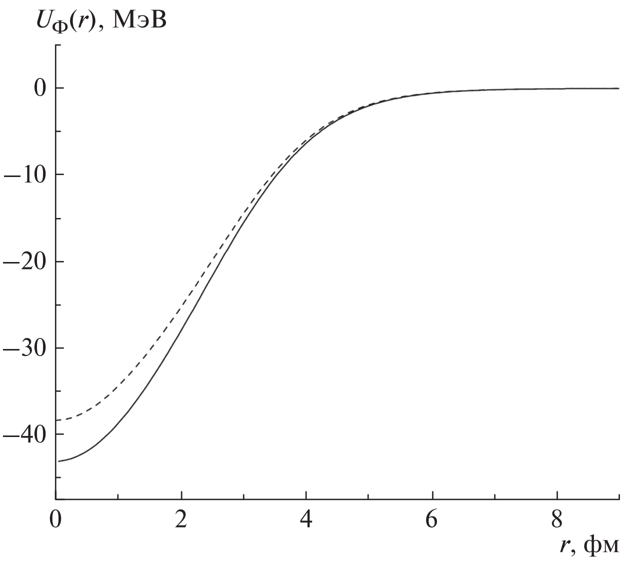

Рис. 2. Ядро-ядерный потенциал взаимодействия системы $d + {}^9Be$, рассчитанный в рамках двойной фолдинг-модели. Сплошная линия – фолдинг-потенциал на основе M3Y-Paris, прерывистая линия – фолдинг-потенциал на основе M3Y-Reid.

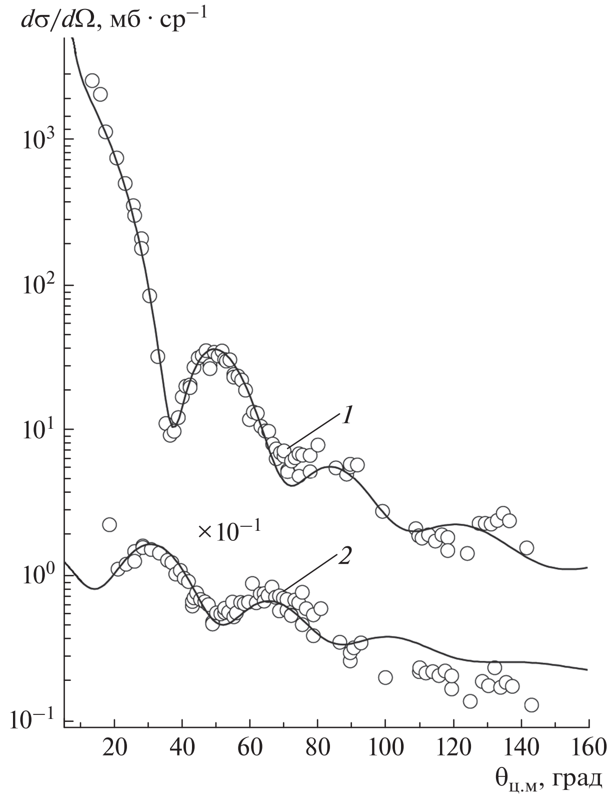

Рис. 3. Дифференциальные сечения рассеяния дейтронов с энергией $E = 19.5$ МэВ, на ядре ^{9}Be: кривая *1* – упругое рассеяние, кривая *2* – неупругое рассеяние (^{9}Be образуется в состоянии 2.43 МэВ, $J^\pi = 5/2^-$). Экспериментальные данные – из [16].

При этом предполагается, что нейтрон является точечной частицей, а нуклоны в α-кластерах имеют плотность распределения вещества $\rho_{\alpha,вн}(r) = 0.4229\exp\left(-0.7024r^2\right)$ [10]. Материальную плотность валентного нейтрона в первом наборе координат Якоби можно представить в виде (см. рис. 1)

$$\rho_n\left(\frac{8}{9}\vec{y}_1\right) = \int\left|\Psi^{JM_J}\left(\vec{x}_1,\vec{y}_1\right)\right|^2 d\vec{x}_1 d\Omega_{y_1}, \qquad (10)$$

где учтено, что $\vec{r}_n = \frac{8}{9}\vec{y}_1$. Материальную плотность α-кластера в ядре ^{9}Be удобно рассчитывать в другом наборе координат Якоби, например $\left(\vec{x}_2,\vec{y}_2\right)$:

$$\rho_\alpha\left(\vec{r}\right) = \int\rho_{отн}\left(\vec{r}\right)\rho_{\alpha,вн}\left(\vec{r}-\vec{R}\right)d\vec{R}, \qquad (11)$$

где $\vec{R}$ – расстояние от центра масс ядра ^{9}Be до центра масс α-кластера. Поскольку $\vec{r}_\alpha = \frac{5}{9}\vec{y}_2$, материальная плотность распределения центра масс α-кластера в этом наборе координат имеет вид

$$\rho_{отн}\left(\frac{5}{9}\vec{y}_2\right) = \int\left|\Psi^{JM_J}\left(\vec{x}_1,\vec{y}_1\right)\right|^2 d\vec{x}_2 d\Omega_{y_1}. \qquad (12)$$

Используя фурье-преобразование, выражение (12) можно переписать в виде

$$\rho_\alpha\left(r'\right) = \frac{4\pi}{(2\pi)^{3/2}}\int j_0\left(qr'\right)\rho_{\alpha,вн}\left(-q\right)\rho_{отн}\left(q\right)q^2dq, \qquad (13)$$

где $j_0(qr)$ – сферическая функция Бесселя нулевого порядка.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Экспериментальные по угловому распределению упругого рассеянных d (19.5 МэВ) на ^{9}Be были проанализированы в рамках оптической модели с помощью базы знаний NRV [8]. В качестве реальной части оптического потенциала был взят модельный фолдинг-потенциал. На рис. 2 представлена зависимость фолдинг-потенциала взаимодействия, рассчитанная с использованием эффективных нуклон-нуклонных потенциалов M3Y-Reid и M3Y-Paris [11, 12]. Отметим, что глубина вещественной части V_0 найденного оптического потенциала оказалась примерно в 2 раза меньше, чем рекомендуют глобальные параметризации оптических потенциалов (см., например, [13]). Мнимая часть оптического потенциала была подобрана минимизацией среднеквадратичного отклонения теоретического углового распределения от экспериментального. Показанные на рис. 3 (кривая *1*) результаты показывают хорошее согласие с экспериментальными данными.

Полученные оптические потенциалы были использованы при вычислении дифференциально-

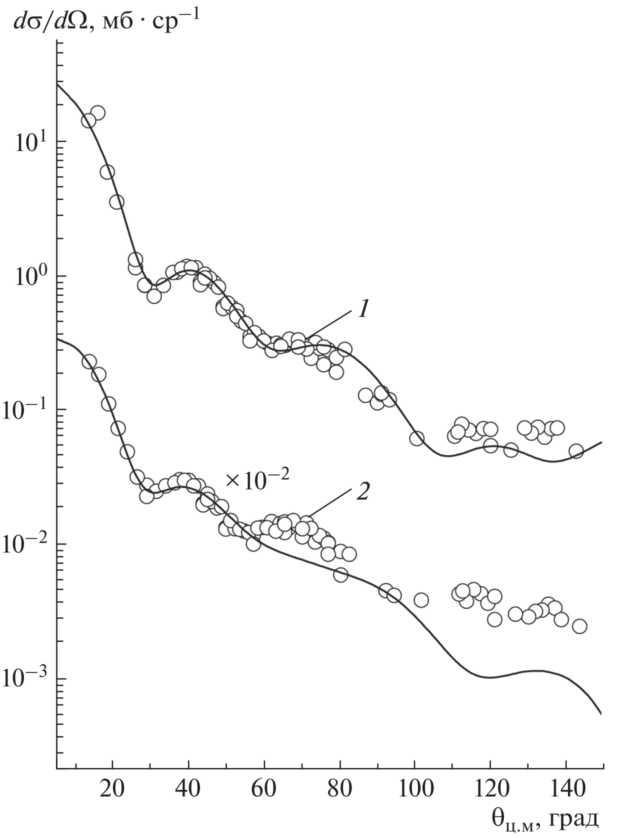

Рис. 4. Угловые распределения реакции передачи ^{9}Be(d, t)^{8}Be для различных энергий возбуждения конечного ядра ^{8}Be: кривая *1* – основное состояние $J^\pi = 0^+$, кривая *2* – $E^* = 3.03$ МэВ, $J^\pi = 2^+$. Экспериментальные данные – из [16].

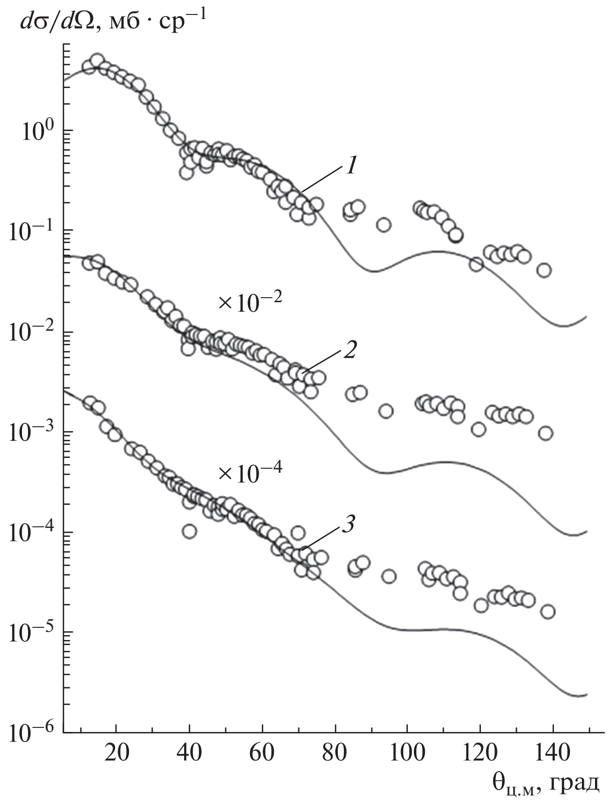

Рис. 5. Угловые распределения реакции передачи ^{9}Be(d, p)^{10}Be для различных энергий возбуждения конечного ядра ^{10}Be: кривая *1* – основное состояние $J^\pi = 0^+$; кривая *2* – $E^* = 3.37$ МэВ, $J^\pi = 2^+$; кривая *3* – $E^* = 5.96$ МэВ, $J^\pi = 2^+$. Экспериментальные данные – из [16].

го сечения для неупругого рассеяния в рамках метода сильной связи каналов с помощью NRV [8]. Проведены расчеты сечения возбуждения низколежащего состояния 5/2$^-$ (2.43 МэВ), принадлежащего ротационной полосе в ядре ^{9}Be. Угловое распределение, показанное на рис. 3 (кривая *2*), также хорошо согласуется с экспериментальным. Расчеты позволяют оценить величину параметра квадрупольной деформаций ядра мишени $\beta_2(^9\mathrm{Be}) = 0.81$, который находится в согласии с данными из других источников [2–4].

Теоретические расчеты углового распределения для реакций нуклонных передач ^{9}Be(d, p)^{10}Be и ^{9}Be(d, t)^{8}Be проведены в рамках метода искаженных волн с помощью NRV [8]. Параметры оптической модели, использованные в NRV, представлены в табл. 1. Оптические параметры для системы t + ^{8}Be были взяты из [14] с небольшим изменением параметра радиуса мнимой части, а для системы p + ^{10}Be – из [15] с некоторой корректировкой параметра диффузности мнимой части потенциала.

Таблица 1. Параметры оптических потенциалов для расчетов в рамках метода искаженных волн и метода связи каналов

Система	V_0, МэВ	r_v, фм	a_v, фм	W_0^D, МэВ	r_w, фм	a_w, фм	r_C, фм
d + ^{9}Be	Фолдинг-потенциал			10.89	1.3	0.88	1.3
t + ^{8}Be	153.9	0.6	0.7	8.6	1.17	0.8	1.2
p + ^{10}Be	40.8	1.05	0.65	9.3	1.4	0.84	1.2

Таблица 2. Спектроскопические факторы в сравнении с параметрами из других работ

Реакция	J^π	E^*, МэВ	S_{ij}	S_{ij} [5]	S_{ij} [6]	S_{ij} [3]	S_{ij} [7]
$^9Be(d, p)^{10}Be$	0^+	0.0	1.1	1.21	2.357	–	–
	2^+	3.368	0.2	0.17	0.274	–	–
	2^+	5.958	0.5	0.54	0.421	–	–
$^9Be(d, t)^8Be$	0^+	0.0	0.46	–	–	0.51	0.58
	2^+	3.030	0.68	–	–	0.75	0.73

Результаты расчетов дифференциального сечения для реакций ^{9}Be(d, p)^{10}Be и ^{9}Be(d, t)^{8}Be с возбуждением низколежащих состояний конечных ядер показаны на рис. 4 и 5 соответственно. Проведенные расчеты позволили определить спектроскопические факторы низколежащих состояний ядер ^{10}Be и ^{8}Be. Найденные значения, представленные в табл. 2, находятся в хорошем согласии с данными из других работ [2–7].

Отметим, что рассчитанные угловые распределения хорошо согласуются с данными в области малых углов рассеяния. Однако в области больших углов теория заметно недооценивает сечение, что, по всей видимости, обусловлено неучтенными каналами, идущими через образование составного ядра с последующим испарением нуклонов, а также с другими, более сложными, механизмами рассматриваемых реакций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были проведены анализы данных по упругому и неупругому рассеянию и реакциям малонуклонных передач в реакциях взаимодействия дейтрона с ядрами ^{9}Be при энергии столкновения 19.5 МэВ. Выполненные расчеты угловых распределений хорошо согласуются с данными эксперимента. На основе анализа реакций нуклонных передач определены спектроскопические факторы для низколежащих состояний ядер ^{10}B и ^{10}Be. Выявлено расхождение угловых распределений реакций нуклонных передач в области больших углов рассеяния, что, вероятно, связано с механизмом образования испарительных остатков и более сложными механизмами рассеяния. В результате можно сделать вывод, что рассчитанный на основе фолдинг-потенциала оптический потенциал, учитывающий кластерную структуру ядра ^{9}Be, дает адекватное описание экспериментальных данных.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kukulin V.I. et al.* // Nucl. Phys. A 1984. V. 453. P. 128.
2. *Уразбеков Б.А., Деникин А.С., Сахиев С.К., Буртебаев Н.Т.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. С. 277.
3. *Fitz W., Jahr R., Santo R.* // Nucl. Phys. A 1967. V. 101. P. 449.
4. *Szczurek A. et al.* // Z. Phys. A 1989. V. 333. P. 271.
5. *Anderson R.E. et al.* // Nucl. Phys. A 1974. V. 236. P. 77.
6. *Bockelman C.K., Miller D.W., Adair R.K., Barschall H.H.* // Phys. Rev. 1951. V. 84. P. 69.
7. *Cohen S., Kurath D.* // Nucl. Phys. A 1965. V. 73.
8. *Загребаев В.И., Деникин А.С., Карпов А.В. и др.* // База знаний по низкоэнергетической ядерной физике NRV // http://nrv.jinr.ru/nrv/.
9. *Feshbach H.* // Ann. Phys. (N.Y.) 1967. V. 19. P. 287.
10. *Satchler G.R., Love W.G.* // Phys. Rep. 1979. V. 55. P. 183.
11. *Bertsch G. et al.* // Nucl. Phys. A 1977. V. 284. P. 399.
12. *Anantaraman N., Toki H., Bertsch G.F.* // Nucl. Rev. A. 1983. V. 298. P. 269.
13. *Haixia A., Chonghai C.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 54605.
14. *Xiaohua L., Chuntian L., Chonghai C.* // Nucl. Phys. A 2007. V. 789. P. 103.
15. *Perey F.G.* // Phys. Rev. 1963. V. 131. P. 745.
16. *Лукьянов С.М.* // Приватное сообщение.