

В. И. Ковальчук

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЯДЕР ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ ЯДРАМИ ${}^{12}\text{C}$

В рамках дифракционной ядерной модели и модели ядро-ядерного рассеяния в высокоэнергетическом приближении с потенциалом двойного фолдинга описаны наблюдаемые сечения квазиупругого рассеяния ядер ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$ при промежуточных энергиях падающих частиц. В расчетах использованы реалистические распределения нуклонных плотностей ядер, учтено кулоновское взаимодействие и неупругое рассеяние с возбуждением низколежащих коллективных состояний мишени.

Ключевые слова: ядерная дифракция, гало-ядра, потенциал двойного фолдинга, квазиупругое рассеяние.

Введение

Спектроскопия легких экзотических ядер вблизи границы нуклонной стабильности в последние два десятилетия является областью повышенного интереса ([1] и ссылки там). Одной из причин такого внимания является открытие нового свойства указанных ядер – феномена нуклонного гало. Анализ первых экспериментов по взаимодействию нейтронноизбыточных изотопов гелия, лития, бериллия со стабильными ядрами-мишенями [2] привел к заключению о существовании в этих ядрах длинного хвоста распределения нуклонной плотности, возникающего из-за малой энергии связи внешних нуклонов. При экспериментальном исследовании свойств таких экзотических ядерных систем, наряду с процессами фрагментации, развала, передачи нуклонов и пр., дополнительным важным источником информации о плотности распределения вещества в гало-ядрах является также и упругое рассеяние. Следует отметить, что зачастую условия эксперимента с участием гало-ядер таковы, что при регистрации частиц не отделяется вклад упругого и неупругого процессов. Поэтому такое рассеяние можно назвать квазиупругим.

Для теоретического анализа экспериментов по рассеянию экзотических ядер наиболее часто используется глауберовский формализм и метод связанных каналов. В настоящей работе сравниваются возможности двух подходов: дифракционной модели рассеяния [3], развитой в [4, 5], и модели ядро-ядерного рассеяния в высокоэнергетическом приближении (ВЭП) с потенциалом двойного фолдинга [6]. В качестве объекта анализа были выбраны эксперименты по квазиупругому рассеянию ядрами ${}^{12}\text{C}$ ядер ${}^6\text{He}$ [7], ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ [8]. Экспериментальные данные из этих работ содержат примесь неупругого канала из-за возбуждения коллективных состояний мишени 2^+ (4,44 МэВ) и 3^- (9,64 МэВ).

Все нижеследующие расчеты выполнялись в системе центра масс с использованием системы единиц $\hbar = c = 1$. Спин частиц не учитывался.

Дифракционная модель рассеяния слабосвязанных двухкластерных ядер ядрами

Упругое рассеяние

Слабосвязанные ядра ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ можно описать как двухкластерные системы (${}^4\text{He} + 2n$, ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be} + p$ соответственно). Амплитуда рассеяния таких ядер в дифракционном приближении является суммой амплитуд однократного и двукратного рассеяний кластеров

$$G(\vec{q}) = G^{(1)}(\vec{q}) + G^{(2)}(\vec{q}), \quad (1)$$

где \vec{q} – вектор переданного импульса. Первое слагаемое в формуле (1) имеет вид [4, 5]

$$G^{(1)}(\vec{q}) = ik \{ \Phi_0(\beta_2 \vec{q}) u_1(\vec{q}) + \Phi_0(\beta_1 \vec{q}) u_2(\vec{q}) \}, \quad (2)$$

где k – импульс падающего ядра; Φ_0 – его структурный формфактор; $\beta_{1,2} = m_{1,2} / (m_1 + m_2)$; m_j – масса j -го кластера ($j = 1, 2$). Функция $u_j(\vec{q})$ в формуле (2) является суммой ядерного $u_j^{(N)}(\vec{q})$ и кулоновского $u_j^{(C)}(\vec{q})$ вкладов в однократную амплитуду рассеяния j -го кластера

$$u_j^{(N)}(\vec{q}) = \frac{1}{2\pi} \int d^{(2)}\vec{s}_j \exp[i\vec{q}\vec{s}_j] \omega_j(s_j),$$

$$u_j^{(C)}(\vec{q}) \equiv u_j^{(C)}(q) = 2in_j g_j(qR_j) / q^2, \quad (3)$$

где \vec{s}_j – вектор параметра удара; $\omega_j(s_j)$ – функция профиля; $R_j = r_0 (A_i^{1/3} + A_j^{1/3})$ – радиус кластер-ядерного взаимодействия; $A_i (A_j)$ – масса-

вое число ядра-мишени (j -го кластера); n_j – соответствующий параметр Зоммерфельда;

$$g_j(x) = \frac{\Gamma(1+in_j)}{\Gamma(1-in_j)} (2/x)^{2in_j} - x \int_0^1 d\xi \xi^{2in_j} J_1(x\xi). \quad (4)$$

Второе слагаемое в формуле (1) представляет собой амплитуду двукратных рассеяний

$$u_{12}^{(CN)}(\vec{q}) = \frac{kn_1}{\sqrt{2\pi\lambda}} \int_0^\infty dp \int_0^\pi d\vartheta \sin\vartheta \Phi_0(\vec{p}-\beta_2\vec{q}) \Lambda(p, \vartheta, \lambda) u_2^{(N)}(\vec{q}-\vec{p}) g_1(pR_1), \quad (7)$$

а $u_{12}^{(NC)}$ получается из $u_{12}^{(CN)}$ заменой в формуле (7) $n_1 \rightarrow n_2$, $u_2^{(N)} \rightarrow u_1^{(N)}$, $R_1 \rightarrow R_2$. Функция $\Lambda(p, \vartheta, \lambda)$ в формуле (7) определяется выражением [4]

$$\Lambda(p, \vartheta, \lambda) = \exp\left(-\frac{p^2 \sin^2 \vartheta}{16\lambda}\right) I_0\left(\frac{p^2 \sin^2 \vartheta}{16\lambda}\right), \quad (8)$$

где $\lambda = 3/(4\langle r_m^2 \rangle)$, $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ – среднеквадратичный массовый радиус падающего ядра.

Неупругое рассеяние с возбуждением низколежащих коллективных состояний мишени

В [5] было показано, что амплитуду неупруго-

$$G^{(2)}(\vec{q}) = -\frac{ik}{2\pi} \left(u_{12}^{(NN)}(\vec{q}) + u_{12}^{(CN)}(\vec{q}) + u_{12}^{(NC)}(\vec{q}) \right). \quad (5)$$

Каждая из функций u_{12} , входящих в формулу (5), является вкладом в $G^{(2)}(\vec{q})$ двукратного рассеяния нумерованной пары кластеров 12, при этом верхние индексы у u_{12} указывают, по какому типу взаимодействия осуществляется вклад данной пары (N – ядерный, C – кулоновский):

$$u_{12}^{(NN)}(\vec{q}) = \int d^{(2)}\vec{p} \Phi_0(\vec{p}-\beta_1\vec{q}) u_1(\vec{p}) u_2(\vec{p}-\vec{q}), \quad (6)$$

го рассеяния (НУР) с возбуждением низколежащих колебательных состояний четно-четных ядер $|IM\rangle$, имеющих в основном состоянии спин и его проекцию $|00\rangle$, можно представить в виде

$$F^{IM}(q) = f_1^{IM}(q) + f_2^{IM}(q), \quad (9)$$

где f_j^{IM} – кластер-ядерная амплитуда НУР

$$f_j^{IM}(q) = \exp[2i\eta_j(R_j)] u_j^{IM}(q). \quad (10)$$

Здесь $\eta_j(R_j) = 2n_j \ln(k_j R_j)$ – кулоновская фаза (k_j – импульс j -го кластера),

$$u_j^{IM}(q) = \frac{ik_j}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{R_j}^{R_j(1+Z_{IM}(\varphi))} ds_j \exp[iqs_j \cos\varphi] \omega_j(s_j), \quad (11)$$

$$Z_{IM}(\varphi) = \frac{\beta_I \cos(M\varphi)}{\sqrt{2I+1}} \begin{cases} i^{I+M} \sqrt{\frac{2I+1}{4\pi}} \frac{\sqrt{(I-M)!(I+M)!}}{(I-M)!!(I+M)!!}, & (I+M) \text{ – четные;} \\ 0, & (I+M) \text{ – нечетные.} \end{cases} \quad (12)$$

Величина β_I в формуле (12) – параметр деформации мишени. В расчетах были использованы значения $\beta_2 = 0,582$ [9] и $\beta_3 = 0,365$ [10].

Ядро-ядерное рассеяние в высокоэнергетическом приближении с потенциалом двойного фолдинга

Амплитуда ядро-ядерного рассеяния при энергиях (10÷100) МэВ/нуклон без учета кулоновского взаимодействия имеет вид

$$f(q) = ik \int db b J_0(qb) \omega(b), \quad (13)$$

где функция профиля $\omega(b)$ выражается через

эйкональную фазу $\chi(b)$

$$\omega(b) = 1 - \exp[i\chi(b)],$$

$$\chi(b) = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} U(\sqrt{b^2+z^2}) dz. \quad (14)$$

Здесь v – скорость относительного движения ядер; U – оптический ядро-ядерный полумикроскопический потенциал

$$U(r) = N_R V^{DF}(r) + iN_W W(r), \quad (15)$$

где N_R , N_W – нормировочные множители; $V^{DF}(r)$ – потенциал двойного фолдинга; $W(r)$

– мнимая часть оптического потенциала, которая моделируется вудс-саксоновской зависимостью с глубиной $W_0 = V^{DF}(0)$ и двумя свободными параметрами: радиусом $R = r_W(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ и диффузностью a_W . Потенциал V^{DF} является суммой прямой (V^D) и обменной (V^{EX}) частей [6]

$$V^{DF}(r) = V^D(r) + V^{EX}(r), \quad (16)$$

которые имеют следующий вид:

$$V^D(r) = \int d^{(3)}\vec{r}_p d^{(3)}\vec{r}_t \rho_p(\vec{r}_p) \rho_t(\vec{r}_t) v_{NN}^D(s), \quad (17)$$

$$\vec{s} = \vec{r} + \vec{r}_t - \vec{r}_p,$$

$$V^{EX}(r) = \int d^{(3)}\vec{r}_p d^{(3)}\vec{r}_t \rho_p(\vec{r}_p, \vec{r}_p + \vec{s}) \rho_t(\vec{r}_t, \vec{r}_t - \vec{s}) v_{NN}^{EX}(s) \exp\left[\frac{i\vec{K}(r)\vec{s}}{M}\right]. \quad (18)$$

Здесь $\rho_{p,t}$ – одночастичная плотность падающего ядра (p) и ядра-мишени (t); v_{NN} – нуклон-нуклонный эффективный потенциал; $K(r) = [2Mm(E - V^{DF}(r) - V_C(r))]^{1/2}$ – локальный ядро-ядерный импульс, где $M = A_p A_t / (A_p + A_t)$; m – масса нуклона; E – кинетическая энергия

снаряда (в с. ц. м.); V_C – потенциал Кулона.

Амплитуду рассеяния с учетом кулоновского взаимодействия можно представить как

$$F(q) = f(q) + f_C(q), \quad (19)$$

где $f(q)$ – амплитуда (13), а $f_C(q)$ имеет вид [3]

$$f_C(q) = -\frac{2nk}{q^2} \left[\frac{\Gamma(1+in)}{\Gamma(1-in)} \left(\frac{2}{qR} \right)^{2in} - qR \int_0^1 d\xi \xi^{2in} J_1(qR\xi) \right]. \quad (20)$$

Здесь n – параметр Зоммерфельда сталкивающихся ядер, k – их относительный импульс, R – величина, определенная выше.

Результаты расчетов и их анализ. Выводы

При построении функций профиля в уравнениях (3) был использован прием, аналогичный описанному в [11] – к единичной ступеньке пришивался хвост – нормированное на единицу распределение нуклонной плотности соответствующего кластера $\rho_j^N(x)$

$$\omega_j(s_j) = (\delta_j - i\gamma_j) [\Theta(R_j - s_j) + \rho_j^N(s_j - R_j) \Theta(s_j - R_j)], \quad (21)$$

где δ_j, γ_j – параметры поглощения и рефракции соответственно; $\Theta(x)$ – функция Хевисайда. Распределения $\rho_j^N(x)$ для ядра ${}^6\text{He}$ были построены на основе данных, взятых из [12] и [13] (LSSM – модель большого базиса оболочек), для ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ – из работы [14], где нуклонная плотность рассчитывалась методом функционала плотности.

В расчетах потенциала двойного фолдинга (16) в качестве v_{NN} использовался парижский нуклон-нуклонный потенциал CDM3Y6

$$v_{NN}(E, \rho, s) = g(E) F(\rho) \sum_{j=1}^3 N_j \frac{\exp(-\mu_j s)}{\mu_j s}, \quad (22)$$

$$g(E) = 1 - 0,003E/A_p,$$

$$F(\rho) = C(1 + \alpha \exp(-\beta\rho) - \gamma\rho), \quad \rho = \rho_p + \rho_t,$$

$$C = 0,2658, \quad \alpha = 3,8033, \quad \gamma = 4. \quad (23)$$

Параметры потенциала N_j и μ_j приведены в [15]. При решении нелинейной задачи о нахождении потенциала двойного фолдинга использовался алгоритм и программный код из [6]. При этом распределение нуклонной плотности мишени ${}^{12}\text{C}$ выбиралось в виде симметризованного распределения Ферми [11], для снаряда – рассчитанное в рамках модели LSSM (${}^6\text{He}$) и методом функционала плотности (${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$).

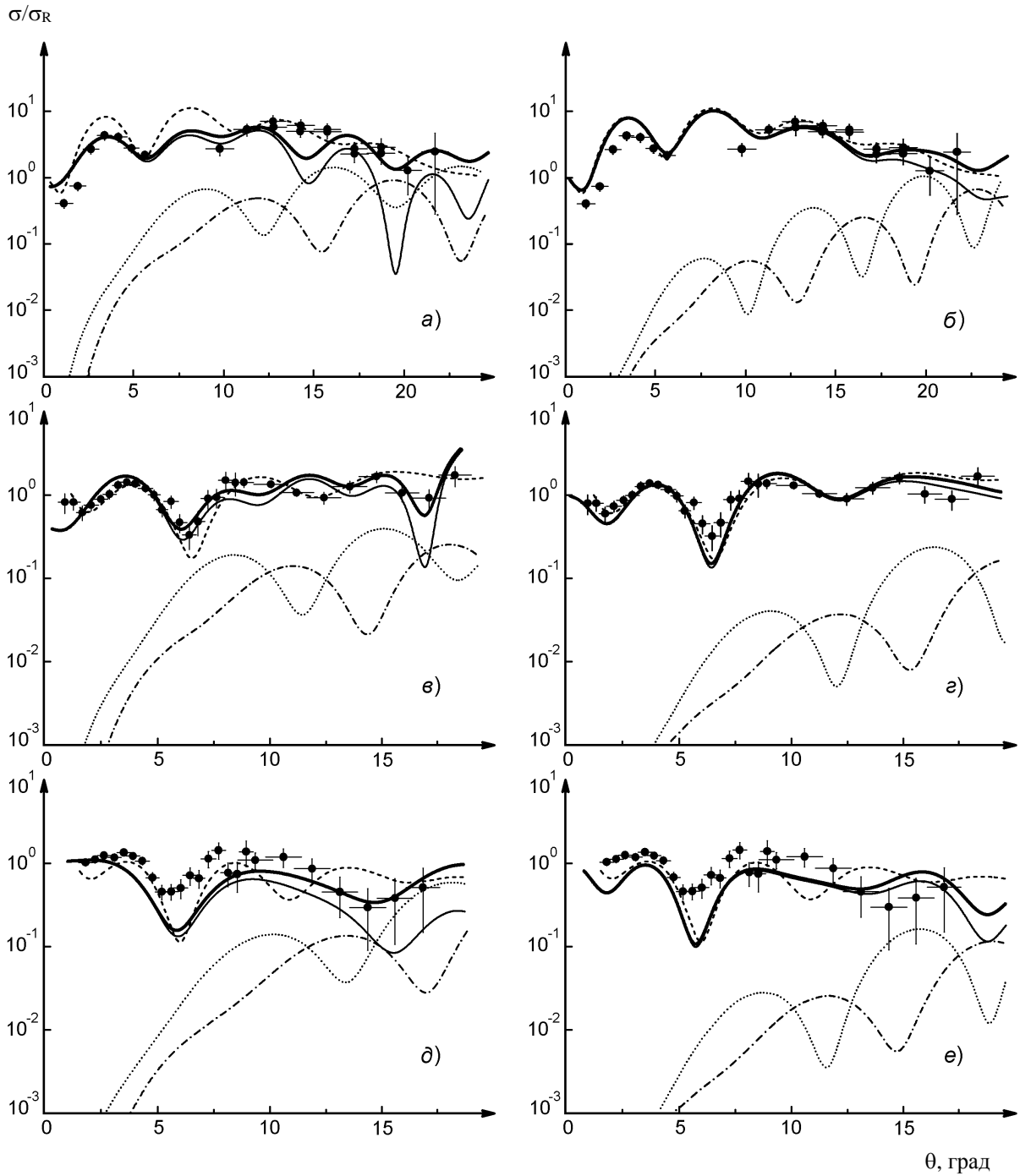
На рисунке представлены результаты расчета отношений сечений σ/σ_R (σ – дифференциальное, σ_R – резерфордское сечение) для рассеяния ядер ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$ при промежуточных энергиях падающих частиц.

Типы кривых, приведенных на рисунке:

1) точечная кривая, $\sigma \equiv \sigma_2(q)$ – вклад НУР с возбуждением уровня мишени 2^+

$$\sigma_2(q) = \sum_{M=-I}^I |F^M(q)|^2, \quad I = 2; \quad (24)$$

2) штрихпунктирная кривая, $\sigma \equiv \sigma_3(q)$ – вклад НУР с возбуждением уровня мишени 3^+



Угловые зависимости отношений сечений σ/σ_R (σ_R – резерфордское сечение) для рассеяния ядрами ^{12}C : ядер ^6He с энергиями $T = 494$ МэВ (а, б), ^7Be при $T = 280$ МэВ (в, г), ^8B при $T = 320$ МэВ (д, е). Объяснение типов кривых дано в тексте. Экспериментальные данные (точки) взяты из работ [7] (^6He) и [8] (^7Be , ^8B).

$$\sigma_3(q) = \sum_{M=-I}^I |F^{IM}(q)|^2, \quad I = 3; \quad (25)$$

3) тонкая сплошная кривая, $\sigma \equiv \sigma_{el}(q)$ – упругое рассеяние

$$\sigma_{el}(q) = |G(\vec{q})|^2, \quad (26)$$

(см. на рисунке а, в, д – дифракционная модель),

$$\sigma_{el}(q) = |F(q)|^2, \quad (27)$$

(см. на рисунке б, г, е – модель ВЭП);

4) жирная сплошная кривая, $\sigma \equiv \sigma_{\Sigma}(q)$ – некогерентная сумма УР и НУР

$$\sigma_{\Sigma}(q) = |G(\vec{q})|^2 + \sigma_2(q) + \sigma_3(q), \quad (28)$$

(см. на рисунке а, в, д – дифракционная модель),

$$\sigma_{\Sigma}(q) = |F(q)|^2 + \sigma_2(q) + \sigma_3(q), \quad (29)$$

(см. на рисунке б, з, е – модель ВЭП);

5) штриховые кривые – результаты расчетов в рамках метода связанных каналов с потенциалом двойного фолдинга, взятые из работ [7] (см. на

рисунке а, б) и [8] (в, з, д, е).

В таблице приведены значения параметров дифракционной модели и модели ВЭП, использованных в расчетах кривых, представленных на рисунке.

Величины параметров моделей, использованные в расчетах сечений

Падающее ядро	Дифракционная модель					Модель ВЭП			
	r_0 , фМ	δ_1	γ_1	δ_2	γ_2	N_R	N_W	r_W , фМ	a_W , фМ
${}^6\text{He}$	0,8	0,7	0,49	0,080	0,072	1,0	1,0	0,91	0,61
${}^7\text{Be}$	1,1	0,9	0,9	0,011	0,026	1,0	1,0	0,95	0,58
${}^8\text{B}$	0,8	0,9	0,9	0,220	0,044	1,0	1,0	0,89	0,75

Из сравнения результатов расчетов с экспериментами следует, что обе модели дают вполне удовлетворительное описание наблюдаемых угловых зависимостей сечений: воспроизводится как величина σ/σ_R , так и ее пологая зависимость от угла рассеяния. На рисунке также видно, что вклад НУР существенен только при $\theta > 6^\circ \div 8^\circ$ и не влияет на величину и положение главного максимума и первого минимума. В целом учет неупругого рассеяния приводит к заполнению вторичных минимумов (сглаживанию осцилляций) и некоторому увеличению величины сечений в указанной области.

В литературе неоднократно отмечалось, что вопрос о расхождении теории с экспериментом для углов рассеяния $\theta < 10^\circ$ остается открытым (см., например, [14] и ссылки там). На рисунке (а, б) видно, что модель ВЭП завышает сечения в области углов рассеяния $\theta < 10^\circ$. Использование

же дифракционного приближения в данном случае приводит к удовлетворительному описанию эксперимента за счет большей гибкости модели – для каждого из кластеров имеются собственные подгоночные параметры (см. таблицу).

Что касается кривых (см. на рисунке д), то расхождение результатов расчетов с экспериментом при $\theta < 10^\circ$ объясняется не вполне корректным модельным представлением ядра ${}^8\text{B}$ как состоящего из кора ${}^7\text{Be}$ и слабосвязанного с ним протона. На наш взгляд, более целесообразным здесь было бы использование трехкластерной модели ядра ${}^8\text{B}$ (${}^4\text{He} + {}^3\text{He} + p$) [4].

Таким образом, на основе формализма, развитого в предыдущих работах [4, 5], в данной работе успешно описаны наблюдаемые сечения квазиупругого рассеяния ядер ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$ при промежуточных энергиях падающих частиц. Данный подход может быть обобщен также и на трехкластерную модель падающего ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ershov S.N., Grigorenko L.V., Vaagen J.S., Zhukov M.V. Halo formation and breakup: lessons and open questions // J. Phys. G. - 2010. - Vol. 37. - P. 064026(15).
2. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes // Phys. Lett. B. - 1985. - Vol. 160. - P. 380 - 384.
3. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 352 с.
4. Ковальчук В.И. Дифракционное рассеяние ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$ // ЯФ. - 2009. - Т. 72, № 8. - С. 1299 - 1304.
5. Ковальчук В.И. Неупругое дифракционное рассеяние ядер ${}^6\text{Li}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$ // Ядерна фізика та енергетика. - 2013. - Т. 14, № 4. - С. 332 - 336.
6. Лукьянов К.В. Модель ядро-ядерного потенциала двойного фолдинга: основные формулы, итерационный метод и программа вычисления. - Дубна, 2007. - 32 с. - (Препр. / ОИЯИ; P11-2007-38).
7. Lou J.L., Ye Y.L., Pang D.Y. et al. Quasielastic scattering of ${}^6\text{He}$ from ${}^{12}\text{C}$ at 82.3 MeV/nucleon // Phys. Rev. C. - 2011. - Vol. 83, No. 3. - P. 034612(6).
8. Pecina I., Anne R., Bazin D. et al. Quasielastic scattering of ${}^8\text{B}$ and ${}^7\text{Be}$ on ${}^{12}\text{C}$ at 40 MeV/nucleon // Phys. Rev. C. - 1995. - Vol. 52, No. 1. - P. 191 - 198.
9. Raman S., Nestor C.W., jr., Tikkanen P. Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides // At. Data Nucl. Data Tabl. - 2001. - Vol. 78. - P. 1 - 128.
10. De Swiniarski R., Pham D.L. Study of nuclear deformation parameters in the ${}^{12}\text{C}(p, p'){}^{12}\text{C}^*$ reaction between 200 and 800 MeV through Dirac coupled-channel calculations // Nuovo Chim. - 1996. - Vol. 78, No. 1. - P. 85 - 97.
11. Лукьянов В.К., Земляная Е.В., Словинский Б. Полные сечения ядро-ядерных реакций в подходе Глаубера - Ситенко для реалистических распределений ядерной материи // ЯФ. - 2004. - Т. 67, № 7. - С. 1306 - 1321.
12. De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic

- electron scattering // *At. Data Nucl. Data Tabl.* - 1987. - Vol. 36. - P. 495 - 536.
13. Лукьянов К.В., Земляная Е.В., Лукьянов К.В. и др. Микроскопический анализ энергетической зависимости полных сечений реакций ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ в диапазоне $E = 5 - 50$ А МэВ. - Дубна, 2006. - 10 с. - (Препр. / ОИЯИ; Р-2006-154).
14. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N., et al. Quasielastic scattering of light exotic nuclei. A semi-microscopic folding analysis // *Phys. Lett. B.* - 1995. - Vol. 357. - P. 509 - 514.
15. Khoa Dao T., Satchler G.R. Generalized folding model for elastic and inelastic nucleus-nucleus scattering using realistic density dependent nucleon-nucleon interaction // *Nucl. Phys. A.* - 2000. - Vol. 668. - P. 3 - 41.

В. І. Ковальчук

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Київ

КВАЗИПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ЯДЕР ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ ЯДРАМИ ${}^{12}\text{C}$

У рамках дифракційної ядерної моделі і моделі ядро-ядерного розсіяння у високоенергетичному наближенні з потенціалом подвійного фолдингу описано експериментальні перерізи квазіпружного розсіяння ядер ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$ і ${}^8\text{B}$ ядрами ${}^{12}\text{C}$ при проміжних енергіях падаючих частинок. У розрахунках використано реалістичні розподіли нуклонних густин ядер, ураховано кулонівську взаємодію і непружне розсіяння зі збудженням низьколежачих колективних станів мішені.

Ключові слова: ядерна дифракція, гало-ядра, потенціал подвійного фолдингу, квазіпружне розсіяння.

V. I. Kovalchuk

Taras Shevchenko National University, Kyiv

QUASIELASTIC SCATTERING OF ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ NUCLEI FROM ${}^{12}\text{C}$ NUCLEI

Using the nuclear diffraction model and high-energy approximation with double-folding potential, the observed quasi-elastic scattering cross sections of nuclei ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$ and ${}^8\text{B}$ nuclei ${}^{12}\text{C}$ at intermediate energies were described. The calculations performed using realistic nucleon density distribution for target nuclei. Moreover, the Coulomb interaction and the inelastic scattering with excitation of low-lying collective states of the target were taking into account.

Keywords: nuclear diffraction, halo nuclei, double-folding potential, quasielastic scattering.

REFERENCES

1. Ershov S.N., Grigorenko L.V., Vaagen J.S., Zhukov M.V. Halo formation and breakup: lessons and open questions // *J. Phys. G.* - 2010. - Vol. 37. - P. 064026(15).
2. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O. et al. Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes // *Phys. Lett. B.* - 1985. - Vol. 160. - P. 380 - 384.
3. Sitenko A.G. Nuclear reactions theory. - Moskva: Energoatomizdat, 1983. - 352 p. (Rus)
4. Kovalchuk V.I. // *YaF.* - 2009. - Vol. 72, No. 8. - P. 1299 - 1304. (Rus)
5. Kovalchuk V.I. // *Nucl. Phys. At. Energy.* - 2013. - Vol. 14, No. 4. - P. 332 - 336. (Rus)
6. Luk'yanov K.V. Nucleus-nucleus potential model of double folding: the basic formulas, iterative method, and evaluation program. - Dubna, 2007. - 32 p. - (Prepr. / OIYaI; R11-2007-38). (Rus)
7. Lou J.L., Ye Y.L., Pang D.Y. et al. Quasielastic scattering of ${}^6\text{He}$ from ${}^{12}\text{C}$ at 82.3 MeV/nucleon // *Phys. Rev. C.* - 2011. - Vol. 83, No. 3. - P. 034612(6).
8. Pecina I., Anne R., Bazin D. et al. Quasielastic scattering of ${}^8\text{B}$ and ${}^7\text{Be}$ on ${}^{12}\text{C}$ at 40 MeV/nucleon // *Phys. Rev. C.* - 1995. - Vol. 52, No. 1. - P. 191 - 198.
9. Raman S., Nestor C.W., jr., Tikkanen P. Transition probability from the ground to the first-excited 2^+ state of even-even nuclides // *At. Data Nucl. Data Tabl.* - 2001. - Vol. 78. - P. 1 - 128.
10. De Swinarski R., Pham D.L. Study of nuclear deformation parameters in the ${}^{12}\text{C}(p, p'){}^{12}\text{C}^*$ reaction between 200 and 800 MeV through Dirac coupled-channel calculations // *Nuovo Chim.* - 1996. - Vol. 78, No. 1. - P. 85 - 97.
11. Luk'yanov V.K., Zemlyanaya E.V., Slovinskij B. // *YaF.* - 2004. - Vol. 67, No. 7. - P. 1306 - 1321. (Rus)
12. De Vries H., De Jager C.W., De Vries C. Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // *At. Data Nucl. Data Tabl.* - 1987. - Vol. 36. - P. 495 - 536.
13. Luk'yanov K.V., Zemlyanaya E.V., Luk'yanov K.V. et al. Microscopic analysis of the energy dependence of the total cross sections of ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li} + {}^{28}\text{Si}$ reactions in the range of $E = 5 - 50$ А MeV. - Dubna, 2006. - 10 p. - (Prepr. / OIYaI; R-2006-154). (Rus)
14. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N., et al. Quasielastic scattering of light exotic nuclei. A semi-microscopic folding analysis // *Phys. Lett. B.* - 1995. - Vol. 357. - P. 509 - 514.
15. Khoa Dao T., Satchler G.R. Generalized folding model for elastic and inelastic nucleus-nucleus scattering using realistic density dependent nucleon-nucleon interaction // *Nucl. Phys. A.* - 2000. - Vol. 668. - P. 3 - 41.

Надійшла 06.04.2015
Received 06.04.2015