

УДК 539.172

ОПИСАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ ЯДРАМИ НА ОСНОВЕ СИЛ СКИРМА

И.Л. Семисалов, В.И. Куприков, В.В. Пилипенко

ННЦ “Харьковский физико-технический институт”

61108 ул. Академическая 1, г. Харьков, Украина

E-mail: semisalovil@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 21 июля 2010 г .

Микроскопический нуклон-ядерный потенциал рассчитан с использованием массового оператора одночастичной функции Грина и эффективных нуклон-нуклонных сил Скирма. На его основе проведено описание сечений и анализирующих способностей упругого нуклон-ядерного рассеяния в широком диапазоне массовых чисел ядер мишени. Параметры сил Скирма были оптимизированы путем фитирования определенных угловых распределений упругого нуклон-ядерного рассеяния совместно с контролем основных характеристик ядерной материи, энергии связи и среднеквадратичного зарядового радиуса ядра мишени. Расчеты дали удовлетворительное описание экспериментальных данных упругого рассеяния нейтронов ядрами и основных параметров симметричной ядерной материи и четно-четных ядер. Были также проведены расчеты для упругого рассеяния протонов на ядрах и получены обнадеживающие результаты при описании экспериментальных данных.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: нуклон-ядерное рассеяние, оптический потенциал, взаимодействие Скирма, метод Хартри-Фока, ядерная материя.

DESCRIPTION OF THE ELASTIC NUCLEON-NUCLEUS SCATTERING BASED ON THE SKYRME FORCES

I.L. Semisalov, V.I. Kuprikov, V.V. Pilipenko

NSC “Kharkov Institute of Physics and Technology”

61108, Kharkov, Ukraine

Microscopic optical potential has been calculated using the one-particle Green function mass operator and the effective Skyrme nucleon–nucleon forces. It has been applied for describing cross sections and analyzing powers in the elastic nucleon–nucleus scattering in a wide range of target-nucleus mass numbers. The Skyrme force parameters have been optimized by fitting a chosen angular distribution of the elastic neutron–nucleus scattering with simultaneous control of main characteristics of the nuclear matter, the binding energy and rms charge radius of the target nucleus. The calculations have given a satisfactory description of experimental data on elastic neutron–nucleus scattering and of the main parameters for the symmetric nuclear matter and even–even nuclei. The calculations have been performed in the case of elastic proton–nucleus scattering and encouraging results in description of experimental data have been obtained.

KEY WORDS: nucleon-nucleus scattering, optical potential, Skyrme interaction, Hartree-Fock method, nuclear matter.

ОПИС ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ НУКЛОНІВ ЯДРАМИ НА ОСНОВІ СИЛ СКИРМА

І.Л. Семісалов, В.І. Купріков, В.В. Пилипенко

ННЦ “Харківський фізико-технічний інститут”

61108 вул. Академічна 1, м. Харків, Україна

Мікроскопічний нуклон-ядерний потенціал розраховано з використанням масового оператора одночастинкової функції Гріна і ефективних нуклон-нуклонних сил Скірма. На його основі проведено опис перерізів і аналізуючих здатностей пружного нуклон-ядерного розсіяння в широкому діапазоні масових чисел ядер мішені. Параметри сил Скірма були оптимізовані шляхом фітування певних кутових розподілів пружного нуклон-ядерного розсіяння спільно з контролем основних характеристик ядерної матерії, енергії зв'язку і середньоквадратичного зарядового радіуса ядра мішені. Розрахунки дали задовільний опис експериментальних даних пружного розсіяння нейтронів ядрами і основних параметрів симетричної ядерної матерії і парно-парних ядер. Були також проведені розрахунки для пружного розсіяння протонів на ядрах і здобуті обнадійливі результати при описі експериментальних даних.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: нуклон-ядерне розсіяння, оптичний потенціал, взаємодія Скірма, метод Хартрі-Фока, ядерна матерія.

Оптическая модель является одним из основных теоретических подходов к анализу нуклон-ядерных (NA) столкновений. Однако по-прежнему остается актуальной проблема построения микроскопических NA оптических потенциалов (МОП), которые были бы применимы для описания экспериментальных данных по NA-рассеянию, исходя из данных по нуклон-нуклонному (NN) взаимодействию. Представляет значительный интерес изучение возможности разработки единой теории модели оболочек и МОП на основе данных NN-сил. В этой статье мы используем эффективные силы Скирма. Теория Хартри-Фока с эффективным взаимодействием Скирма (СХФ) [1, 2] является общепринятым методом расчетов структуры атомных ядер, с помощью которого удается удовлетворительно описать многие свойства ядер. Использование СХФ приближения для расчетов МОП в NA-рассеянии было впервые рассмотрено в работе [3]. В [4-7] действительная и мнимая части МОП для NA-взаимодействия были найдены на основе эффективных сил Скирма и расчетов массового оператора одночастичной функции Грина в приближениях ядерной материи и

локальной плотности. В [5, 6] показана важность учета в действительной части МОП потенциала перестройки (насыщения), который связан с зависимостью эффективных сил от ядерной плотности. В [7] МОП с зависящими от плотности силами Скирма был рассчитан без учета потенциала перестройки, а плотность нуклонов использовалась в феноменологической форме, в то время как мы используем плотности нуклонов, рассчитанные самосогласованным образом в СХФ приближении. Эта модель была уточнена в [8, 9], где использовалась вещественная часть МОП в форме потенциала Хартри-Фока для конечного ядра с учетом членов, зависящих от градиентов ядерных плотностей, и спин-орбитального потенциала.

Ввиду существенной неоднозначности в определении параметров сил Скирма и того, что сечения рассеяния, рассчитанные в рассматриваемой модели с использованием разных сил, значительно отличаются друг от друга, мы можем надеяться на улучшение описания NA-рассеяния при модификации этих параметров. Целью данной работы является изучение применимости новых вариантов сил Скирма, найденных нами из оптимизированного описания ядерной структуры и некоторых угловых распределений упругого нейтрон-ядерного рассеяния, для описания сечений и поляризационных наблюдаемых рассеяния нейтронов и протонов ядрами в широком диапазоне массовых чисел ядер мишени.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

При расчете МОП и структуры ядра мы используем эффективные NN взаимодействия Скирма в следующем виде:

$$V_{ij} = V(\mathbf{r}, \rho) = t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}^2] + \\ + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\gamma(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) + i W_0(\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) [\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}]. \quad (1)$$

Здесь, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ и $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j) / 2$ – относительная координата и координата центра масс двух нуклонов i, j , ρ_n , ρ_p и $\rho = \rho_n + \rho_p$ – нейтронная, протонная и полная плотности ядер мишени, $\mathbf{k} = -i\partial / \partial \mathbf{r}$ и $\mathbf{k}' = i\partial / \partial \mathbf{r}'$ – операторы импульса относительного движения нуклонов в начальном и конечном состояниях, P_σ – оператор перестановки спинов. Величины t_n , x_n ($n = 0 - 3$), γ и W_0 являются феноменологическими параметрами сил Скирма.

МОП определяется из расчета массового оператора $M_{\alpha\alpha}$ одночастичной функции Грина ($M_{\alpha\beta} = \langle \alpha | M | \beta \rangle$, α, β , – конечное и начальное состояния налетающего нуклона) до голдстоуновских диаграмм второго порядка включительно. Мы выбираем для массового оператора нулевое приближение в виде среднего самосогласованного потенциала Хартри-Фока. Такой выбор приводит к сокращению определенного класса диаграмм во всех порядках теории возмущений, в частности, диаграмм первого порядка для $M_{\alpha\alpha}^{(1)}$. В теории СХФ варьирование энергетического функционала Хартри-Фока с NN-силами, зависящими от ядерной плотности, приводит к появлению потенциала перестройки. В результате в нулевом приближении $M_{\alpha\alpha}^{(0)}$ имеет вид

$$M_{\alpha\alpha}^{(0)} = U_{\alpha\alpha}^{(HF)} = U_{\alpha\alpha}^{(0)} + U_{\alpha\alpha}^{(R)}, \quad (2)$$

где стандартный потенциал Хартри-Фока $U_{\alpha\alpha}^{(0)}$ и потенциал перестройки $U_{\alpha\alpha}^{(R)}$ имеют форму

$$U_{\alpha\alpha}^{(0)} = \sum_{\lambda} \langle \alpha \lambda | V(1 - P_{12}) | \alpha \lambda \rangle n_{\lambda}, \quad (3)$$

$$U_{\alpha\alpha}^{(R)} = \sum_{\lambda\mu} \langle \alpha | \lambda \mu | \frac{1}{2} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}) \frac{\partial V}{\partial \rho} (1 - P_{12}) | \lambda \mu \rangle n_{\lambda} n_{\mu} | \alpha \rangle. \quad (4)$$

Здесь P_{12} – оператор перестановки частиц, n_{λ} – числа заполнения одночастичных состояний Хартри-Фока с энергиями ε_{λ} .

Мнимая часть искомого МОП, возникает во втором порядке теории возмущений:

$$W_{\alpha\alpha} \equiv \text{Im} M_{\alpha\alpha}^{(2)} = \frac{1}{2} \text{Im} \sum_{\lambda\mu\nu} \langle \alpha \mu | V(1 - P_{12}) | \lambda \nu \rangle \langle \lambda \nu | V(1 - P_{12}) | \alpha \mu \rangle \frac{n_{\mu}(1 - n_{\lambda})(1 - n_{\nu})}{\varepsilon_{\alpha} + \varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu} + i\delta}. \quad (5)$$

Как и в наших работах [8, 9], в действительной части МОП мы учитываем члены, которые связаны с неоднородностью плотности нуклонов в конечных ядрах и спин-орбитальным NA-потенциалом. Таким образом, МОП имеет следующий вид:

$$U(r, E) = V(r, E) + \frac{1}{r} V_{SO}(r)(\mathbf{1} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + iW(r, E) + V_C(r), \quad (6)$$

где действительная часть центрального МОП определяется выражением

$$V(r, E) = \frac{m_q^*}{m_q} \left[V^{(0)}(r) + V^{(R)}(r) + V^{(\Delta)}(r) + V^{(m)}(r) \right] + \left(1 - \frac{m_q^*(r)}{m_q} \right) [E - V_C(r)], \quad (7)$$

что совпадает с локальным потенциалом Хартри-Фока для конечных ядер [3]. Здесь, $V^{(0)} + V^{(R)}$ – потенциал Хартри-Фока в приближении ядерной материи, включая потенциал перестройки $V^{(R)}$, слагаемое $V^{(\Delta)}(r)$ содержит зависимость от радиальных производных ядерных плотностей согласно с СХФ теорией конечных ядер, m_q and m_q^* – масса и эффективная масса налетающего нуклона ($q = n, p$) в ядерной среде, слагаемое $V^{(m)}(r)$ зависит от радиальных производных m_q^* и возникает при переходе от нелокального уравнения Хартри-Фока к обычному уравнению Шредингера с зависящим от энергии локальным потенциалом (E – энергия налетающего нуклона в с.д.м.) [3]. В явном виде эти величины и СХФ спин-орбитальный потенциал $V_{SO}(r)$ приведены в [8, 9]. В случае рассеяния протона необходимо учитывать кулоновский потенциал $V_C(r)$. Мнимая часть МОП рассчитывается в приближении ядерной материи и локальной плотности и зависит от плотности нуклонов и волнового вектора налетающего нуклона k_α (см. [8, 9]), причем последний определяется следующим законом дисперсии:

$$k_\alpha^2 = \frac{2m_q^*}{\hbar^2} [E - V^{(0)} - V^{(R)} - V^{(\Delta)} - V_C]. \quad (8)$$

Плотности нуклонов, спиновые плотности и плотности кинетической энергии, входящие в выражения для МОП, находятся из самосогласованных расчетов структуры ядра-мишени при решении уравнений Хартри-Фока с эффективным взаимодействием Скинра с учетом константных сил спаривания в БКШ приближении и с учетом прямой и обменной части кулоновского потенциала.

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Мы провели расчеты дифференциальных сечений рассеяния нейтронов ядрами с использованием этой модели МОП с различными известными наборами параметров взаимодействия Скинра.

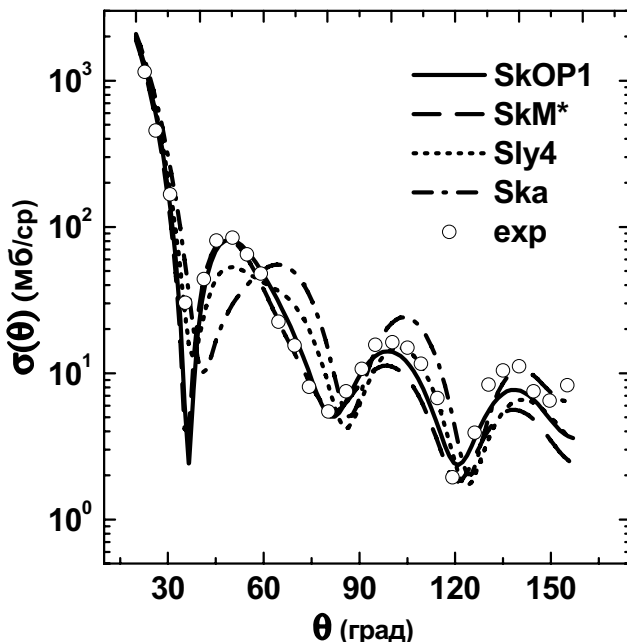


Рис.1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией 13,9 МэВ ^{116}Sn , рассчитанное с различными силами Скинра.

На рис. 1 мы приводим типичные примеры таких расчетов дифференциального сечения $\sigma(\theta) \equiv d\sigma(\theta)/d\Omega$ упругого рассеяния нейтронов с энергией 13,9 МэВ на ядре ^{116}Sn с популярными вариантами сил Скинра: Sly4 [10], SkM* [11], Ska [12]. Можно видеть, что некоторые из наборов параметров сил Скинра обеспечивают приемлемое описание экспериментальных данных [13] (все экспериментальные данные по сечениям и анализирующим способностям, рассматриваемые в данной статье, взяты из электронных таблиц ядерных данных <http://www-nds.iaea.org/EXFOR/exfor.htm>). В то же время существует значительный разброс результатов расчетов для различных сил Скинра.

Для улучшения описания угловых распределений упругого NA-рассеяния, мы попытались найти новые варианты сил Скинра [8, 9], используя оптимизационную процедуру, требующую удовлетворительного описания, как процесса рассеяния, так и основных характеристик структуры ядра. Эта процедура включает в себя фитирование одного выбранного дифференциального сечения рассеяния нейтронов с условием обеспечения приемлемого описания характеристик однородной симметричной ядерной материи, энергии связи и среднеквадратичного радиуса ядра мишени.

Контролируемыми характеристиками ядерной материи были: средняя энергия связи на нуклон E/A , равновесная плотность ρ_{eq} , энергия симметрии ε_τ и эффективная масса нуклона в ядерной материи m^* . Таким образом, в качестве независимо варьируемых параметров были выбраны следующие: ρ_{eq} , E/A , ε_τ , m^* , t_2 , x_1 ,

x_2 , x_3 , и W_0 . Другие параметры Скирма (t_0 , t_3 , t_1 , и x_0) были определены через варьируемые параметры на каждом шаге фитирования. Энергия связи и среднеквадратичный радиус ядра-мишени контролировались с помощью модифицированного $\tilde{\chi}^2$ [8, 9]. Используя эту процедуру оптимизации для фитирования дифференциального сечения рассеяния нейтронов с энергией 13,9 МэВ на ядре ^{116}Sn , нам удалось найти наиболее перспективные варианты сил Скирма. Начальными значениями сил Скирма были выбраны эффективные силы типа: Ska для $\gamma = 1/3$, Sly4 и SkM* для $\gamma = 1/6$. Мы получили два набора параметров Скирма: SkOP1 ($\gamma = 1/6$) и SkOP2 ($\gamma = 1/3$), которые приведены в [9].

Результат фитирования сечения с использованием сил SkOP1 представлен на рис. 1, на котором видно улучшение описания экспериментальных данных [13]. Использование сил SkOP2 дает практически тот же результат, что и SkOP1 [9]. Основные характеристики симметричной ядерной материи, рассчитанные с найденными наборами параметров, имеют значения [9] близкие к получаемым с использованием известных сил Скирма. Энергии связи и зарядовые радиусы ядер, рассчитанные по теории СХФ с использованием найденных сил в широком диапазоне массовых чисел, согласуются с экспериментальными данными в пределах 1,5% точности.

Мы использовали найденные варианты сил Скирма для расчета дифференциальных сечений и поляризации для рассеяния нейтронов и протонов на других ядрах в широком диапазоне массовых чисел и при других значениях энергии налетающих нуклонов. На рис. 2 вместе с экспериментальными данными [14-17] представлены дифференциальные сечения и анализирующие способности упругого рассеяния нейтронов на различных ядрах при энергии нейтронов 14 МэВ, рассчитанные с эффективными силами SkOP1. Из рисунка видно, что расчеты обеспечивают удовлетворительное согласие с экспериментальными данными. Результаты, полученные с использованием сил SkOP2, практически такие же, и мы не показываем их. Результаты аналогичных расчетов для упругого протон-ядерного рассеяния при 16 МэВ показаны на рис. 3. Хотя мы не включали данные по pA -рассеянию в процедуру подгонки при определении параметров сил Скирма, тем не менее, расчеты с этими силами дают весьма обнадеживающее описание этих данных [18, 19].

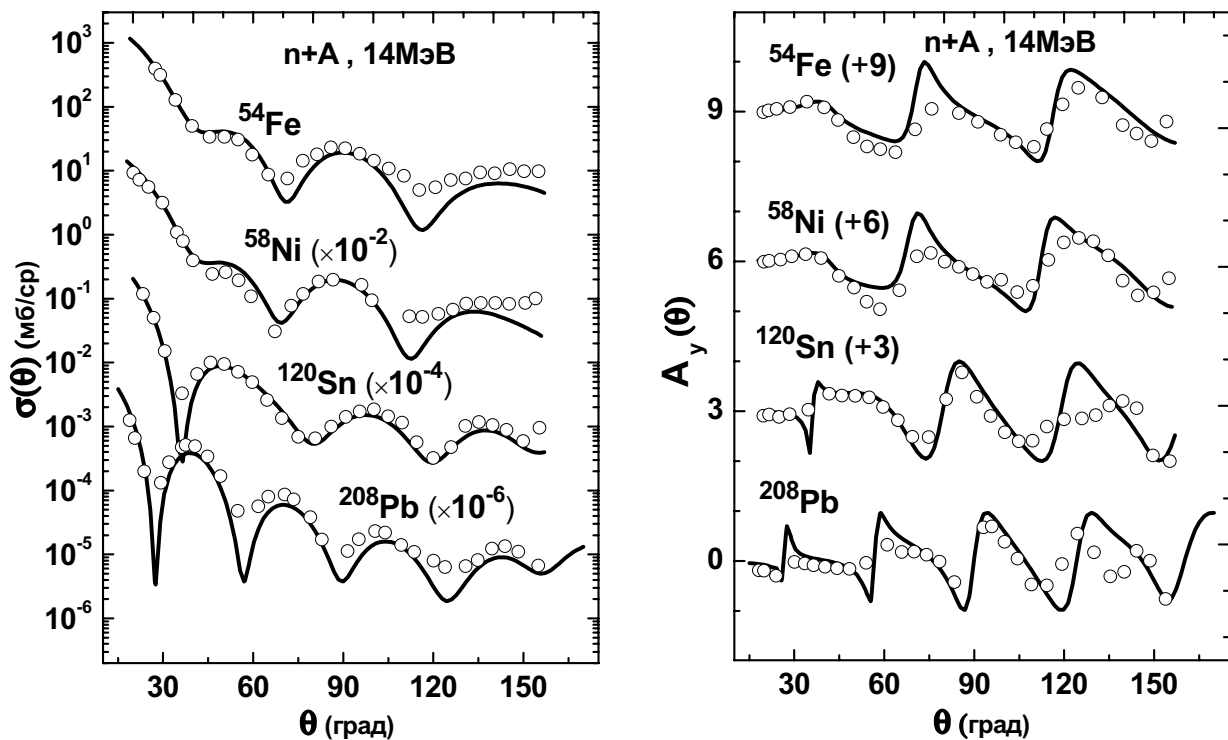


Рис.2. Дифференциальное сечение и анализирующая способность упругого nA -рассеяния при энергии 14 МэВ для сил SkOP1. Числа в скобках – величина смещения.

На основе описанной выше модели МОП были также проведены расчеты сечений реакции и полных сечений взаимодействия, которые являются важными интегральными характеристиками NA -рассеяния. В качестве примера на рис. 4 приведены рассчитанные энергетические зависимости этих сечений для взаимодействия нейтронов с ^{208}Pb для известных сил Sly4 и SkM* и новых сил SkOP1. Модель дает разумное описание экспериментальных сечений реакций [20-22] в области энергий до 30 МэВ как со стандартными силами, так и с силами, полученными нами.

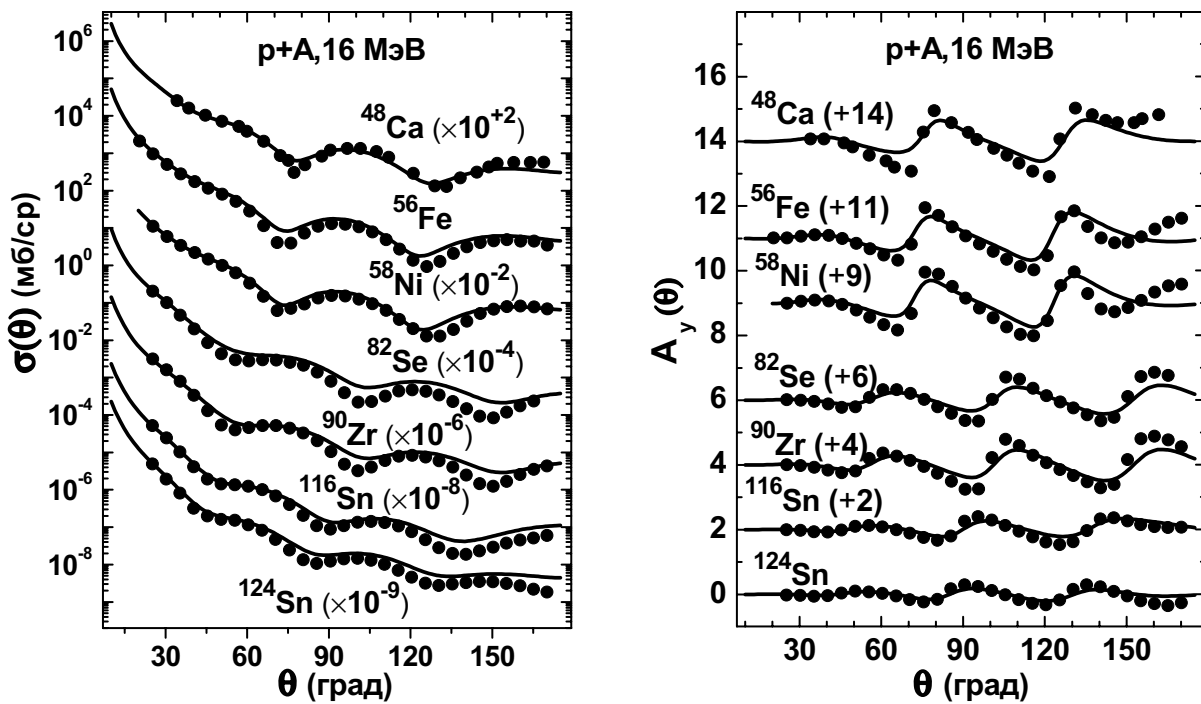


Рис. 3. Дифференциальное сечение и анализирующая способность упругого pA -рассеяния при энергии 16 МэВ для сил SkOP1. Числа в скобках – величина сдвига.

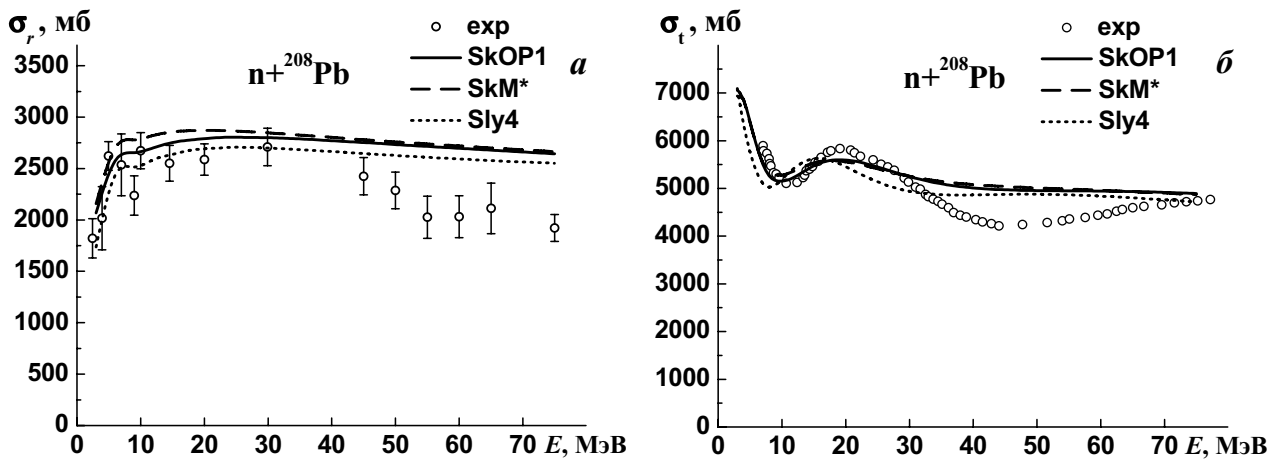


Рис.4. Сечение реакции (а) и полное сечение (б) рассеяния нейтронов ^{208}Pb в зависимости от энергии нейтронов для сил SkOP1, Sly4 и SkM*.

Рассматриваемая модель также качественно воспроизводит и энергетическое поведение полного сечения. Модификация параметров сил Скирма приводит к смещению осцилляций сечения в сторону больших энергий, так что их положение лучше согласуется с экспериментом. Расчеты, проведенные для других ядер, дают близкие результаты.

ВЫВОДЫ

Модель нуклон-ядерного МОП, действительная и мнимая части которого определялись из расчета массового оператора одночастичной функции Грина с учетом потенциала перестройки, была применена для изучения возможности использования эффективных NN-сил Скирма для одновременного описания как структуры четно-четных ядер так и сечения и анализирующей способности упругого NA -рассеяния. Была проведена оптимизация параметров сил Скирма, основанная на фитировании дифференциального сечения упругого NA -рассеяния с одновременным контролем основных характеристик ядерной материи, энергии связи и зарядового радиуса ядра-мишени. Найдены два набора модифицированных параметров Скирма, которые улучшили описание данного сечения. Они также дали удовлетворительное описание дифференциальных

сечений и анализирующих способностей в условиях других экспериментов по рассеянию нейтронов и протонов ядрами до энергии налетающих частиц 15-20 МэВ, энергетических зависимостей сечений реакций и полных сечений НА-взаимодействия, а также энергий связи и зарядовых радиусов рассматриваемых четно-четных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vautherin D., Brink D. *M. Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction* // *Phys. Rev. C.* – 1972. – Vol. 5. – P. 626 – 647.
2. Stone J., Reinhard P.-G. *The Skyrme interaction in finite nuclei and nuclear matter* // *Prog. Part. Nucl. Phys.* – 2007. – Vol. 58. – P. 587 – 657.
3. Dover C. B., Nguyen Van Giai. *The nucleon-nucleus potential in the Hartree-Fock approximation with Skyrme's interaction* // *Nucl. Phys.* – 1972. – Vol. A190. – P. 373 – 400.
4. Shen Q., Zhang J., Tian Y., et al. *Semi-microscopic optical potential calculation by the nuclear matter approach* // *Z. Phys.* – 1981. – Vol. A303. – P. 69 – 83.
5. Kuprikov V. I., Pilipenko V. V., Soznik A. P. *Analysis of nucleon-nucleus scattering in terms of a microscopic optical potential based on effective Skyrme forces* // *Phys. At. Nucl.* – 2006. – Vol. 69, №1. – P. 6 – 15.
6. Pilipenko V. V., Kuprikov V. I., Soznik A. P. *Microscopic nucleon-nucleus optical potential with rearrangement effects based on the effective Skyrme forces* // *Int. J. Mod. Phys. E.* – 2009. – Vol. 18, № 9. – P. 1845 – 1862.
7. Shen Q., Han Y., Guo H. *Isospin dependent nucleon-nucleus optical potential with Skyrme interactions* // *Phys. Rev. C.* – 2009. – Vol. 80. – 024604.
8. Kuprikov V. I., Pilipenko V. V., Soznik A. P., et al. *Description of nuclear structure and cross sections for nucleon-nucleus scattering on the basis of effective Skyrme forces* // *Phys. At. Nucl.* – 2009. – Vol. 72, № 6. – P. 975 – 987.
9. Pilipenko V. V., Kuprikov V. I., Soznik A. P. *Skyrme interaction and elastic nucleon-nucleus scattering in the optical model* // *Phys. Rev. C.* – 2010. – Vol. 81. – 044614.
10. Chabanat E., Bonche P., Haensel P., et al. *A Skyrme parametrization from subnuclear to neutron star densities* // *Nucl. Phys.* – 1998. – Vol. A635. – P. 231 – 256.
11. Bartel J., Quentin P., Brack M., et al. *Towards a better parametrization of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force* // *Nucl. Phys.* – 1982. – Vol. A386. – P. 79 – 100.
12. Köhler H. S. *Skyrme force and the mass formula* // *Nucl. Phys.* – 1976. – Vol. A258. – P. 301 – 316.
13. Guss P. P., Byrd R. C., Howell C. R., et al. *Optical model description of the neutron interaction with ^{116}Sn and ^{120}Sn over a wide energy rang* // *Phys. Rev. C.* – 1989. – Vol. 39, – P.405-414.
14. El-Kadi S.M., Nelson C.E., Purser F.O., et al. *Elastic and inelastic scattering of neutrons from 54-,56-Fe and 63-,65-Cu* // *Nucl. Phys.* – 1982. – Vol. A390. – P. 509-540.
15. Floyd C.E., Guss P.P., Byrd R.C., et al. *Spin-orbit potential properties derived from measurements of analyzing powers for neutron scattering from ^{54}Fe and ^{65}Cu* // *Phys. Rev. C.* – 1983. – Vol. 28. – P. 1498-1503.
16. Guss P.P., Byrd R.C., Floyd C.E., et al. *Cross sections and analyzing powers for fast neutron scattering to the ground and first excited states of ^{58}Ni and ^{60}Ni* // *Nucl. Phys.* – 1985. – Vol. A438. – P. 187-211.
17. Floyd C.E., Guss P.P., Murphy K., et al. *Analyzing powers for neutron elastic scattering at forward angles* // *Phys. Rev. C.* – 1982. – Vol. 25. – P. 1682-1684.
18. Lombardi J.C., Boyd R.N., Arking R., Robbins A.B. *Nuclear Sizes in Ca-40,44,48* // *Nucl. Phys.* – 1972. – Vol. A188. – P. 103-114.
19. Varner R.L., Thompson W.J., McAbee T.L., et al. *A global nucleon optical model potential* // *Phys. Rep.* – 1991. – Vol. 201. – P. 57-119.
20. Rapaport J., V. Kulkarni, R.W.Finlay. *A Global Optical-Model Analysis of Neutron Elastic Scattering Data* // *Nucl. Phys.* – 1979. – Vol. A330. – P. 15-28.
21. Amos K. and Karataglidis S. *Total reaction cross sections for neutron-nucleus scattering* // *Phys.Rev.C.* – 2002. – Vol. 65. – P. 057603.
22. Finlay R.W., Abfalterer W.P., Fink G. et al. *Neutron total cross sections at intermediate energies* // *Phys. Rev. C.* – 1993. – Vol. 47. – P. 237-247.