

ОПИСАНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕР И СЕЧЕНИЙ NA -РАССЕЯНИЯ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТИВНЫХ СИЛ СКИРМА

© 2009 г. В. И. Куприков, В. В. Пилипенко, А. П. Созник¹⁾, В. Н. Тарасов, Н. А. Шляхов

Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Украина

Поступила в редакцию 12.11.2008 г.

На основе микроскопического нуклон-ядерного оптического потенциала, для расчетов которого используется эффективное взаимодействие Скирма, исследованы возможности определения новых вариантов эффективных NN -сил, обеспечивающих одновременное описание сечений процессов NA -рассеяния и величин, характеризующих ядерную материю и структуру конечных четно-четных ядер. Предложена процедура оптимизации параметров сил Скирма путем фитирования определенных угловых распределений нейтрон-ядерного рассеяния совместно с контролем характеристик ядерной материи, энергии связи и среднеквадратичного протонного радиуса ядра мишени. Найден ряд вариантов модифицированных сил Скирма, дающих разумное описание как NA -рассеяния, так и характеристик ядерной структуры.

PACS: 24.10.-i, 24.10.Ht, 21.60.Jz

1. Теория Хартри–Фока с эффективным взаимодействием Скирма (СХФ) [1–3] является одним из основных подходов в расчетах структуры атомных ядер, с помощью которого удается удовлетворительно объяснить многие свойства ядер. В работе [4] были начаты исследования по распространению подхода СХФ на описание рассеяния нуклонов ядрами исходя из микроскопической оптической модели. Поэтому возникла возможность создания на основе двухнуклонных сил единой теории потенциалов оболочечной модели и микроскопических оптических потенциалов. Известно, что микроскопический оптический потенциал (МОП) можно представить в виде суммы основного члена, в котором взаимодействие между сталкивающимися ядрами усредняется по их основным состояниям, что приводит к моделям типа свертки, и поляризационного члена, обусловленного промежуточными возбуждениями ядер, важнейшим эффектом которого является возникновение мнимой части МОП [5]. Ввиду сложности расчета вкладов от поляризационного члена для построения МОП применяются различные приближенные подходы [6], в том числе подход [7, 8], в котором нуклон-ядерный (NA) МОП можно отождествить с массовым оператором одночастичной функции Грина.

Ранее авторами [9–11] был построен МОП NA -взаимодействия на основе эффективных сил Скирма в рамках подхода, близкого к примененному в [12, 13], в котором действительная и мнимая

части искомого потенциала находятся из расчетов массового оператора одночастичной функции Грина в приближениях ядерной материи и локальной плотности до второго порядка теории возмущений включительно. Важной чертой работ [9–11], в отличие от [13], является учет в действительной части МОП потенциала перестройки (насыщения), который связан с зависимостью эффективных сил от ядерной плотности. Проведенные в [11] исследования процессов NA -столкновений на основе ряда известных вариантов сил Скирма, апробированных при изучении структуры ядер, дали удовлетворительное описание полных сечений реакций с участием нейтронов и протонов на ядрах при $10 < E_N < 50$ МэВ и обнадеживающие результаты при описании дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов средних энергий на разных ядрах мишени. Однако расчеты выявили определенные проблемы описания дифференциальных сечений. При этом в [11] была показана важность влияния потенциала перестройки (ПП) на угловые распределения сечений упругого рассеяния. Отметим, что в настоящее время вопрос о роли вклада ПП в МОП обсуждается в литературе (см, например, [14] и ссылки там же).

В настоящей работе проведено дальнейшее исследование возможностей применения развитой модели МОП с учетом ПП для расчетов сечений NA -рассеяния, которое базируется на поисках новых вариантов сил Скирма путем варьирования их параметров для обеспечения оптимального описания угловых распределений упругого NA -

¹⁾ Университет гражданской защиты Украины, Харьков.

рассеяния и структуры ядер. Такой подход основывается на том факте, что при определении параметров феноменологических сил Скирма существует значительная неоднозначность, и можно надеяться улучшить описание NA -рассеяния путем модификации эффективных сил. В пользу этого свидетельствуют результаты, полученные в [11], которые показывают существенное различие в описании сечений при расчетах с разными известными силами Скирма. В расчетах модель МОП была несколько улучшена путем использования в действительной части МОП хартри-фоковского потенциала для конечных ядер (аналогично подходу [4]) с учетом, в частности, спин-орбитального потенциала. Примененная процедура варьирования сил Скирма требует одновременных расчетов МОП и основных ядерных характеристик. Она включает подгонку угловых распределений NA -рассеяния с учетом условий, обеспечивающих приемлемое описание характеристик ядерной материи, а также энергий связи и среднеквадратичных радиусов ядер мишени. Основными стартовыми вариантами сил Скирма были избраны силы Ska [15] и $Sly4$ [16]. Найденные с помощью оптимизационной процедуры модифицированные варианты сил Скирма далее анализируются в расчетах сечений NA -рассеяния, характеристик ядерной материи и структуры конечных ядер.

2. В работах [9–13] для нахождения МОП массовый оператор был рассчитан в приближении ядерной материи во втором порядке теории возмущений по остаточному взаимодействию с эффективными нуклон-нуклонными (NN) силами Скирма. Переход от ядерной материи к конечным ядрам осуществлялся с использованием приближения локальной плотности [17, 18]. При расчетах МОП в [9–11] нами учитывался ПП, возникающий вследствие зависимости эффективных сил от ядерной плотности и играющий важную роль в описании структуры ядер в рамках теории СХФ [1–3]. Известные варианты сил Скирма были предложены для описания в первую очередь ядерной материи и основных состояний ядер, и нет оснований полагать, что эти стандартные варианты будут такими же успешными при расчетах процессов рассеяния. Поэтому в настоящей работе проводится исследование возможностей определения параметров эффективных NN -сил Скирма, которые бы обеспечили лучшее описание угловых распределений упругого NA -рассеяния одновременно с удовлетворительным описанием структуры ядер и характеристик ядерной материи с теми же эффективными силами.

При расчете МОП и структуры ядер мы используем эффективное взаимодействие Скирма в виде

$$\begin{aligned}
 V_{ij} = V(\mathbf{r}, \rho) = & t_0(1 + x_0 P_\sigma) \delta(\mathbf{r}) + \quad (1) \\
 & + \frac{1}{2} t_1(1 + x_1 P_\sigma) [\mathbf{k}'^2 \delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}^2] + \\
 & + t_2(1 + x_2 P_\sigma) \mathbf{k}' \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k} + \\
 & + \frac{1}{6} t_3(1 + x_3 P_\sigma) \rho^\gamma(\mathbf{R}) \delta(\mathbf{r}) + \\
 & + iW_0(\boldsymbol{\sigma}_i + \boldsymbol{\sigma}_j) [\mathbf{k}' \times \delta(\mathbf{r}) \mathbf{k}].
 \end{aligned}$$

Здесь i, j — номера взаимодействующих нуклонов, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j$ и $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)/2$ — относительная координата и координата центра масс двух нуклонов, $\rho = \rho_n + \rho_p$ — ядерная плотность, $\mathbf{k} = -i\partial/\partial\mathbf{r}$ и $\mathbf{k}' = i\partial/\partial\mathbf{r}'$ — операторы импульса относительного движения нуклонов в начальном и конечном состояниях, $P_\sigma = (1 + \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j)/2$ — оператор перестановки спинов. Величины t_n, x_n ($n = 0-3$), γ и W_0 являются феноменологическими параметрами, характеризующими NN -взаимодействие, для которых в настоящее время существует целый ряд апробированных наборов значений.

В [11] МОП находится из расчетов массового оператора $M_{\alpha\alpha}$ одночастичной функции Грина ($M_{\alpha\beta} = \langle \alpha | M | \beta \rangle$, α, β — конечное и начальное одночастичные состояния) в приближении ядерной материи по теории возмущений до голдстоуновских диаграмм второго порядка включительно. При расчетах надо учитывать также вклады от определенных классов голдстоуновских диаграмм более высокого порядка [19]. Это можно эффективно сделать путем использования надлежащего нулевого приближения $M_{\alpha\alpha}^{(0)}$, которое мы выбираем в виде самосогласованного хартри-фоковского потенциала. Как известно [20], такой выбор приводит к сокращению определенного класса важных диаграмм во всех порядках теории возмущений, в частности уничтожает диаграммы первого порядка для $M_{\alpha\alpha}^{(1)}$. Варьирование хартри-фоковского функционала с эффективными NN -силами, зависящими от ядерной плотности, приводит к возникновению, наряду со стандартным хартри-фоковским членом, так называемого потенциала перестройки. В результате в нулевом приближении искомый массовый оператор имеет вид

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

где стандартный хартри-фоковский потенциал $U_{\alpha\alpha}^{(0)}$ и ПП $U_{\alpha\alpha}^{(R)}$ имеют форму:

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

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

Здесь P_{12} — оператор перестановки частиц, n_{λ} — числа заполнения одночастичных хартри-фоковских состояний φ_{λ} с энергиями ε_{λ} . Стандартный хартри-фоковский потенциал (3) описывает взаимодействие нуклона с нуклонами среды в состояниях λ , причем числа заполнения этих состояний равны единице. Наличие в (2) слагаемого $U_{\alpha\alpha}^{(R)}$ эффективно отвечает учету определенных диаграмм, начиная с третьего порядка, которые описывают изменение распределения нуклонов по одночастичным уровням в точной многочастичной волновой функции (см. [19]).

Как было указано выше, вклад первого порядка теории возмущений в данном подходе отсутствует. Во втором порядке теории возмущений появляется вклад в мнимую часть массового оператора, который мы отождествляем с мнимой частью искомого МОП [9–13]:

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

Мы не рассматриваем вклад диаграмм второго порядка в действительную часть МОП и вклады диаграмм высших порядков. Следует подчеркнуть, что учет таких вкладов является внутренне противоречивым, поскольку зависимость эффективных NN -сил (1) от ядерной плотности описывает эффекты корреляций между нуклонами в ядерной среде, которые отвечают определенным диаграммам высших порядков, и неясно, какие из высших диаграмм надо отбросить во избежание двойного счета.

Использованные в [9–13] выражения для NA -МОП были найдены в приближении ядерной материи, в котором одночастичные волновые функции φ_{λ} в формулах (3)–(5) имеют вид плоских волн: $\varphi_{\lambda} = \Omega^{-1/2} \exp(i\mathbf{k}_{\lambda}\mathbf{r}) \chi_{\sigma} \chi_{\tau}$, где χ_{σ} и χ_{τ} — спиновая и изоспиновая функции, Ω — нормировочный объем. Модуль волнового вектора k_{λ} для занятых состояний пробегает значение от нуля до фермиевского импульса k_{τ} для нуклонов данного сорта τ ($\tau = n, p$), определяемого величиной соответствующей нуклонной плотности: $k_{\tau} = (3\pi^2 \rho_{\tau})^{1/3}$.

Волновой вектор \mathbf{k}_{λ} связан с энергией ε_{λ} нуклона в состоянии λ законом дисперсии:

$$k_{\lambda}^2 = \frac{2m_{\tau}^*}{\hbar^2} [\varepsilon_{\lambda} - U_{\lambda\lambda}^{(\text{HF})}], \quad (6)$$

где m_{τ}^* — эффективная масса нуклона. МОП для рассеяния нуклона сорта τ на ядре можно представить в виде

$$U(r, E) = V(r, E) + iW(r, E) + V_C(r). \quad (7)$$

Здесь действительная часть МОП $V(r, E)$ равна:

$$\begin{aligned} V(r, E) &= \frac{m_{\tau}^*}{m_{\tau}} [V^{(0)}(r) + V^{(R)}(r)] + & (8) \\ &+ \left(1 - \frac{m_{\tau}^*}{m_{\tau}}\right) \left(\frac{M}{M + m_{\tau}} E - V_C(r)\right). \end{aligned}$$

Выражения для стандартного хартри-фоковского потенциала $V^{(0)}(r)$, ПП $V^{(R)}(r)$, мнимой части МОП $W(r, E)$ и эффективной массы m_{τ}^* , полученные в приближении ядерной материи, определены в [11] и приведены в Приложении. Кулоновский потенциал $V_C(r)$ необходимо учитывать в случае рассеяния протонов, а при рассеянии нейтронов $V_C = 0$.

Волновой вектор налетающего нуклона связан с его энергией $E_{\text{с.м.}} = ME/(M + m_{\tau})$ в с.ц.м. нуклон—ядро формулой

$$k_{\alpha}^2 = \frac{2m_{\tau}^*}{\hbar^2} [E_{\text{с.м.}} - V^{(0)} - V^{(R)} - V_C]. \quad (9)$$

Подчеркнем, что ПП, который не входит непосредственно в мнимую часть МОП, все же существенным образом сказывается на ее величине вследствие изменения закона дисперсии (9) [10, 11].

В настоящей работе рассмотренная выше модель МОП была использована для дальнейших исследований описания сечений NA -рассеяния на основе эффективных NN -сил Скирма, зависящих от ядерной плотности. Эти исследования базировались на поисках новых вариантов сил Скирма путем варьирования их параметров для улучшения описания определенных угловых распределений упругого NA -рассеяния. При этом пробные расчеты показали, что попытки простого фитирования отдельных дифференциальных сечений NA -рассеяния с целью нахождения параметров NN -сил не являются целесообразными, поскольку такая процедура оказывается слишком неоднознач-

ной, и при обеспечении хорошего описания избранного сечения найденные NN -силы, как правило, дают не только абсолютно неприемлемое описание характеристик ядер, но и плохое описание других случаев NA -рассеяния. Это указывает на необходимость определенных дополнительных ограничений при варьировании параметров NN -сил. Для поиска модифицированных сил Скирма была избрана процедура, требующая одновременно удовлетворительного описания как процессов рассеяния, так и основных характеристик ядерной структуры, которые должны воспроизводиться эффективными NN -силами. Прежде всего в эту процедуру мы включаем подгонку выбранного дифференциального сечения NA -рассеяния с учетом условий приемлемого описания характеристик однородной симметричной ядерной материи $\rho_n = \rho_p = \rho/2 = \text{const}$. Описание параметров симметричной ядерной материи является обычным требованием при определении сил Скирма. В качестве контролируемых характеристик нами были выбраны средняя энергия связи на нуклон E/A , равновесная плотность ядерной материи ρ_{eq} , энергия симметрии ε_τ и эффективная масса нуклона в ядерной материи m^* . Эти величины являются определенными функциями параметров сил Скирма (см., например, [1, 21]), и для них известны общепринятые численные значения, которые с некоторым разбросом обеспечиваются известными вариантами сил Скирма.

Энергия связи на нуклон с силами Скирма определяется формулой

$$\frac{E}{A} \equiv \frac{H}{\rho} = \frac{3}{5} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 + \frac{3}{8} t_0 \rho + \frac{1}{16} t_3 \rho^{\gamma+1} + \frac{3}{80} C_m \rho k_F^2. \quad (10)$$

Здесь H — плотность хартри-фоковской энергии в ядерной материи, $k_F = (3\pi^2 \rho/2)^{1/3}$ — фермиевский импульс нуклона, а также введено обозначение: $C_m = 3t_1 + 5t_2 (1 + 4x_2/5)$. Равновесная нуклонная плотность ядерной материи является решением следующего уравнения:

$$3\rho \frac{\partial H}{\partial \rho} \frac{1}{\rho} = \frac{6}{5} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 + \frac{9}{8} t_0 \rho + \frac{3}{16} (1 + \gamma) t_3 \rho^{\gamma+1} + \frac{3}{16} C_m \rho k_F^2 = 0. \quad (11)$$

Величина энергии изоспиновой симметрии определяется выражением

$$\varepsilon_\tau \equiv \frac{1}{8} \left[\rho^2 \left(\frac{\partial}{\partial \rho_n} - \frac{\partial}{\partial \rho_p} \right)^2 \frac{H}{\rho} \right]_{\rho_n = \rho_p} = \quad (12)$$

$$= \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 - \frac{1}{4} \left[t_0 \left(\frac{1}{2} + x_0 \right) \rho + \frac{1}{6} t_3 \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) \rho^{\gamma+1} \right] - \frac{1}{8} t_1 x_1 \rho k_F^2 + \frac{1}{6} t_2 \left(1 + \frac{5}{4} x_2 \right) \rho k_F^2.$$

Наконец, эффективная масса нуклона в симметричной ядерной материи равна:

$$\frac{m^*}{m} = \left(1 + \frac{m}{\hbar^2} \frac{1}{8} C_m \rho \right)^{-1}. \quad (13)$$

Анализ процедуры фитирования сечений показал, что при варьировании параметров сил Скирма нельзя жестко зафиксировать значение величин ρ_{eq} , E/A , ε_τ и m^* . Поэтому этим величинам было разрешено изменяться в определенных заданных пределах, которые выбирались в соответствии с мерой их неопределенности. При этом наименьший разброс имеет место для E/A , несколько больший — для ρ_{eq} , еще больший — для ε_τ , а для величины m^* существует наибольшая неопределенность. С учетом выбранной стратегии фитирования в качестве независимо варьируемых параметров эффективных сил Скирма был взят набор величин: ρ_{eq} , E/A , ε_τ , m^* , t_2 , x_1 , x_2 , x_3 и W_0 . Другие параметры эффективных NN -сил, t_0 , t_3 , t_1 и x_0 , на каждом шаге варьирования находились через определенные величины параметров с помощью следующих формул, вытекающих из уравнений (10)–(13):

$$t_0 = \frac{8}{3\rho} \left\{ \frac{E}{A} - \frac{3}{5} \frac{m}{m^*} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 + \right. \quad (14)$$

$$\left. + \frac{1}{\gamma} \left[\frac{E}{A} + \frac{1}{5} \left(2 \frac{m}{m^*} - 3 \right) \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \right] \right\},$$

$$t_3 = -\frac{16}{\gamma \rho^{\gamma+1}} \left[\frac{E}{A} + \frac{1}{5} \left(2 \frac{m}{m^*} - 3 \right) \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \right], \quad (15)$$

$$t_1 = \frac{1}{3} \left[C_m - 5t_2 \left(1 + \frac{4}{5} x_2 \right) \right], \quad (16)$$

$$C_m = -\frac{16}{3\rho k_F^2} \left[\frac{6}{5} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 + \frac{9}{8} t_0 \rho + \frac{3}{16} (1 + \gamma) t_3 \rho^{\gamma+1} \right],$$

$$x_0 = \frac{4}{t_0 \rho} \left\{ \frac{1}{3} \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 - \varepsilon_\tau - \right. \quad (17)$$

$$\left. - \frac{1}{8} \left[t_0 + \frac{1}{3} t_3 \left(\frac{1}{2} + x_3 \right) \rho^\gamma \right] \rho - \right.$$

$$-\frac{1}{8}t_1x_1\rho k_F^2 + \frac{1}{6}t_2 \left(1 + \frac{5}{4}x_2\right) \rho k_F^2 \left. \right\}.$$

Таким образом, рассматриваемая процедура позволяет варьировать параметры эффективных сил Скинра в определенных заданных коридорах с учетом четырех условий, связанных с величинами ρ_{eq} , E/A , ε_τ , m^* .

Параметры варьировались исходя из определенных начальных значений для сил Скинра, являющихся наиболее перспективными для расчетов МОП и описания сечений рассеяния. Согласно результатам предыдущих расчетов основными стартовыми вариантами были избраны эффективные силы типа Ska и $Sly4$.

Используя описанную выше оптимизационную процедуру с контролем характеристик симметричной ядерной материи, мы провели анализ ряда дифференциальных сечений рассеяния нейтронов на ядрах при энергиях $E > 10$ МэВ. При расчетах МОП (7)–(9) использовались самосогласованные хартри-фоковские нуклонные плотности. Анализ показал значительную неопределенность при поиске параметров эффективных сил и серьезные проблемы с обеспечением приемлемого описания энергии связи рассмотренных конечных ядер и среднеквадратичных радиусов распределений протонов и нейтронов в них. Кроме того, тестирование найденных эффективных сил с помощью хартри-фоковских расчетов в деформированном базисе показало некорректность некоторых из них, так как они приводили к заметным значениям квадрупольных моментов ядер ^{40}Ca или ^{208}Pb . Учитывая это, нами были сделаны усовершенствования процедуры анализа сечений NA -рассеяния. Во-первых, модель МОП была частично расширена за границы приближений ядерной материи и локальной плотности путем учета в действительной части МОП членов, связанных с неоднородностью нуклонных плотностей в конечных ядрах, в том числе спин-орбитального NA -потенциала:

$$U(r, E) = V(r, E) + \frac{1}{r}V_{SO}(r) (\mathbf{1} \cdot \boldsymbol{\sigma}) + \quad (18) \\ + iW(r, E) + V_C(r),$$

где действительная центральная часть МОП теперь вместо (8) имеет вид

$$V(r, E) = \frac{m_\tau^*}{m_\tau} \left[V^{(0)}(r) + V^{(R)}(r) + \quad (19) \\ + V^{(\Delta)}(r) + V^{(m)}(r) \right] + \\ + \left(1 - \frac{m_\tau^*(r)}{m_\tau} \right) \left[\frac{M}{M + m_\tau} E - V_C(r) \right]$$

и совпадает с локальным хартри-фоковским потенциалом для конечных ядер [4]. Здесь слагаемое

$V^{(\Delta)}(r)$ содержит зависимость от радиальных производных ядерных плотностей и согласно хартри-фоковской теории с эффективными силами Скинра для конечных ядер определяется формулой:

$$V^{(\Delta)}(r) = \frac{1}{8} (-3g_1 + g_2) \Delta\rho + \quad (20) \\ + \frac{1}{8} (3h_1 + h_2) \Delta\rho_\tau - \\ - \frac{1}{2}W_0 \left\{ \frac{2}{r} [J(r) + J_\tau(r)] + \frac{d}{dr} [J(r) + J_\tau(r)] \right\},$$

где комбинации параметров сил Скинра g_i и h_i определены в Приложении (см. (П.4)). В (20) функции $J_\tau(r)$ и $J(r) = J_n(r) + J_p(r)$ являются спиновыми нуклонными плотностями [1], которые, как и плотности $\rho_\tau(r)$ и $\rho(r)$, находятся из самосогласованного расчета структуры ядра-мишени путем решения уравнений Хартри–Фока с эффективными силами Скинра с учетом константных сил спаривания в приближении БКШ.

Слагаемое $V^{(m)}(r)$, связанное с зависимостью эффективной массы от радиуса, возникает при переходе от нелокального хартри-фоковского уравнения к обычному уравнению Шредингера с зависящим от энергии локальным потенциалом, которое обычно используется для описания рассеяния нуклонов ядром, и имеет вид [4]:

$$V^{(m)}(r) = \frac{1}{2} \Delta \frac{\hbar^2}{2m_\tau^*(r)} - \quad (21) \\ - \frac{m_\tau^*(r)}{2\hbar^2} \left[\frac{d}{dr} \frac{\hbar^2}{2m_\tau^*(r)} \right]^2.$$

Действительный спин-орбитальный потенциал в (18) берется в форме, полученной в теории СХФ [1–3]:

$$V_{SO}(r) = \frac{m_\tau^*(r)}{m_\tau} \left\{ \frac{1}{2}W_0 \frac{d}{dr} [\rho(r) + \rho_\tau(r)] + \quad (22) \\ + \frac{1}{8} (t_1 - t_2) J_\tau(r) - \frac{1}{8} (t_1x_1 + t_2x_2) J(r) \right\}.$$

При подгонке дифференциального сечения в число контролируемых величин были включены энергия связи и среднеквадратичный протонный радиус ядра мишени. При этом при фитировании минимизировалась модифицированная величина $\tilde{\chi}^2$:

$$\tilde{\chi}^2 = \frac{1}{N_{\text{exp}} - N_{\text{par}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{exp}}} \left[\frac{\sigma(\theta_i) - \sigma_{\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{exp},i}} \right]^2 + \quad (23) \\ + \left(\frac{E_b - E_{b,\text{exp}}}{\Delta E_b} \right)^2 + \left(\frac{r_p - r_{p,\text{exp}}}{\Delta r_p} \right)^2,$$

Таблица 1. Параметры найденных вариантов сил Скирма

Силы	t_0 , МэВ ФМ ³	t_1 , МэВ ФМ ⁵	t_2 , МэВ ФМ ⁵	t_3 , МэВ ФМ ^{3+3γ}	x_0	x_1	x_2	x_3	W_0 , МэВ ФМ ⁵
<i>Ska</i>	-1602.78	570.88	-67.7	8000	-0.02	0.0	0.0	-0.286	125.0
<i>SkaNi</i>	-1654.40	448.05	-109.0	9702	-0.146	0.084	0.026	-0.493	124.3
<i>SkaSn</i>	-1662.86	558.20	-160.3	9483	-0.062	0.086	-0.037	-0.382	122.6
<i>Sly4</i>	-2488.91	486.82	-546.4	13777	0.834	-0.344	-1.000	1.354	123.0
<i>SlyNi</i>	-2420.81	452.32	-107.4	13319	-0.146	0.007	-0.053	-0.283	122.4
<i>SlySn</i>	-2455.30	487.17	-166.54	13571	0.070	0.466	-0.348	-0.042	122.6

Таблица 2. Параметры ядерной материи

Силы	ρ_{eq} , ФМ ⁻³	E/A , МэВ	m^*/m	ε_τ , МэВ	K_{in} , МэВ
<i>Ska</i>	0.155	-15.99	0.609	32.9	263
<i>SkaNi</i>	0.162	-16.09	0.723	29.0	255
<i>SkaSn</i>	0.163	-16.62	0.695	28.6	264
<i>Sly4</i>	0.160	-15.97	0.695	32.0	230
<i>SlyNi</i>	0.167	-16.04	0.702	28.3	232
<i>SlySn</i>	0.164	-16.06	0.701	25.4	231

где первое слагаемое представляет собой обычную величину χ^2 для фитируемого сечения ($\sigma(\theta_i)$) и $\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ — теоретические и экспериментальные значения сечения, $\Delta\sigma_{\text{exp},i}$ — величины погрешностей сечений, N_{exp} и N_{par} — числа экспериментальных точек и фитируемых параметров), а второе и третье слагаемые характеризуют отклонения рассчитанных энергии связи E_b и среднеквадратичного протонного радиуса ядра мишени r_p от их экспериментальных значений $E_{b,\text{exp}}$ и $r_{p,\text{exp}}$, где ΔE_b и Δr_p задают дозволённые величины этих отклонений.

3. На основе модели МОП, которая определяется формулами (18)–(22), и описанной выше оптимизационной процедуры с контролем характеристик симметричной ядерной материи, энергии связи и среднеквадратичного протонного радиуса ядра мишени нами был проведен анализ некоторых выбранных угловых распределений упругого NA -рассеяния с целью поиска модифицированных сил Скирма. Попытки фитирования сечений рассеяния на ядрах ^{40}Ca показали, что найденные при этом NN -силы дают, как правило, плохое описание рассеяния на других ядрах и обнаруживают значительные проблемы с описанием структурных характеристик ядер. Наиболее перспективные модифицированные силы Скирма удалось найти при фитировании сечений рассеяния нейтронов на

^{58}Ni и ^{116}Sn . Для фитирования были выбраны экспериментальные данные при энергии нейтронов 14 МэВ. Как отмечалось выше, в качестве стартового варианта использовались эффективные силы *Ska* и *Sly4*. Найденные модифицированные эффективные NN -силы были затем использованы для расчетов сечений рассеяния нейтронов на других ядрах мишени (^{40}Ca , ^{56}Fe , ^{208}Pb) и при других значениях энергии.

В табл. 1 представлены параметры нескольких вариантов модифицированных сил Скирма и исходных сил *Ska* и *Sly4* для сравнения. Мы обозначаем найденные варианты сил в зависимости от использованных исходных сил префиксом *Ska* или *Sly* с дальнейшим указанием ядра мишени, на котором проводилось фитирование. Величина показателя зависимости сил от плотности равняется $\gamma = 1/3$ для сил, базирующихся на *Ska*, и $\gamma = 1/6$ для сил, основанных на *Sly4*. Далее, в табл. 2 приведены значения характеристик ядерной материи ρ_{eq} , E/A , ε_τ , m^* и ее несжимаемости K_{in} , рассчитанных с рассматриваемыми вариантами эффективных NN -сил. Учитывая относительную простоту примененной модели МОП и сложность задачи одновременной оптимизации описания дифференциальных сечений NA -рассеяния и ядерной структуры, можно считать, что найденные варианты эффективных сил дают разумные значения для характеристик ядерной материи. В табл. 3 представлены значения энергий связи E_b/A и протонных r_p и нейтронных r_n радиусов для рассмотренных ядер мишени, полученные из самосогласованных хартри-фоковских расчетов с найденными силами Скирма, в сравнении с имеющимися экспериментальными данными из [22, 23]. При этом протонные радиусы ядер были рассчитаны из значений соответствующих зарядовых радиусов с учетом формфакторов протона, нейтрона и спин-орбитальной поправки [3]. Из табл. 3 видно, что в целом найденные варианты сил Скирма неплохо воспроизводят эти характеристики конечных ядер.

Таблица 3. Энергии связи (в МэВ) и протонные и нейтронные радиусы ядер (в Фм)

Силы	⁴⁰ Ca			⁵⁶ Fe			⁵⁸ Ni			¹¹⁶ Sn			²⁰⁸ Pb		
	E_b/A	r_p	r_n	E_b/A	r_p	r_n	E_b/A	r_p	r_n	E_b/A	r_p	r_n	E_b/A	r_p	r_n
<i>Ska</i>	8.57	3.41	3.36	8.58	3.68	3.74	8.53	3.74	3.74	8.43	4.57	4.70	7.84	5.46	5.67
<i>SkaNi</i>	8.56	3.38	3.33	8.74	3.63	3.68	8.69	3.69	3.68	8.54	4.52	4.63	8.01	5.41	5.59
<i>SkaSn</i>	8.35	3.44	3.38	8.52	3.69	3.73	8.46	3.75	3.74	8.52	4.56	4.66	8.09	5.44	5.61
<i>Sly4</i>	8.61	3.42	3.37	8.73	3.67	3.72	8.68	3.72	3.72	8.48	4.57	4.67	7.85	5.46	5.62
<i>SlyNi</i>	8.62	3.37	3.32	8.76	3.62	3.66	8.69	3.67	3.67	8.55	4.50	4.60	8.01	5.38	5.55
<i>SlySn</i>	8.48	3.41	3.35	8.68	3.66	3.68	8.63	3.71	3.69	8.50	4.55	4.61	8.02	5.43	5.54
Эксп.	8.55	3.39	—	8.79	3.66	—	8.73	3.69	—	8.52	4.55	—	7.87	5.45	—

Следует отметить несколько заниженные значения энергии связи для ⁴⁰Ca, рассчитанные с силами *SkaSn*, и, наоборот, несколько завышенные ее значения для ²⁰⁸Pb для всех найденных сил. Также ядра ⁵⁶Fe и ⁵⁸Ni оказываются несколько “недосвященными” для сил *SkaSn* и *SlySn*, однако такое свойство имеет место для этих ядер и для исходных сил *Ska* и *Sly4*.

На рис. 1 приведены результаты расчетов дифференциальных сечений $\sigma(\theta)$ упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядре ¹¹⁶Sn и полных $\sigma_t(E)$ сечений взаимодействия $n + ^{208}\text{Pb}$ с силами *Ska* на основе МОП в приближении ядерной материи по формулам (7), (8) (штриховые кривые) и с МОП (18)–(22) (сплошные кривые), действительная часть которого вычислялась для конечного ядра мишени. Из рис. 1 видно, что выход за пределы приближения локальной плотности в действительной части МОП приводит, в основном, к заполнению минимумов дифференциальных сечений и к небольшому сдвигу их максимумов при больших углах. Различия в полных сечениях рассеяния незначительны и составляют несколько процентов.

Рассмотрим далее результаты проведенных нами на основе найденных вариантов сил Скирма расчетов дифференциальных сечений $\sigma(\theta)$ упругого рассеяния нейтронов на ядрах ⁴⁰Ca при энергиях 11 и 13.9 МэВ, на ядрах ⁵⁶Fe при 20 МэВ, на ядрах ⁵⁸Ni при 14 МэВ, на ядрах ¹¹⁶Sn при 11, 14 и 24 МэВ, на ядрах ²⁰⁸Pb при энергиях 11, 14 и 20 МэВ в сравнении с экспериментальными данными и результатами расчетов с исходными силами *Ska* и *Sly4*.

На рис. 2 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах ⁵⁸Ni и ¹¹⁶Sn, для которых проводилось фитирование, рассчитанные для исходных и

найденных нами наборов параметров сил Скирма. Из рисунка видно, что сечения, рассчитанные с модифицированными силами, лучше согласуются с экспериментальными данными, чем при расчетах с исходными силами *Ska* и *Sly4*, особенно в случае *Ska*. Подчеркнем, что найденные нами варианты сил улучшают описание рассеяния на обоих ядрах вне зависимости от того, на каком ядре проводилось фитирование. Следует также отметить, что при больших углах рассеяния для всех наборов наблюдается расхождение с экспериментальными сечениями. Попытки улучшить подгонку сечений в области больших углов приводят к ухудшению описания энергии связи и среднеквадратичных радиусов ядра-мишени.

На рис. 3 приведены дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов различных энергий на ядре ²⁰⁸Pb, рассчитанные для исходных сил *Ska* и соответствующих им модифицированных наборов параметров сил Скирма *SkaNi* и *SkaSn*. Найденные нами варианты сил Скирма заметно улучшают описание рассматриваемых сечений по сравнению с силами *Ska*, обеспечивая при этом неплохое описание экспериментальных данных при всех трех значениях энергии. Улучшение описания данных особенно заметно при $E = 20$ МэВ. Мы не приводим результаты расчетов с силами *SlyNi* и *SlySn*, так как они дают описание данных сечений, близкое к показанному на рис. 3. Далее, на рис. 4 приведены результаты аналогичных расчетов для нескольких других случаев рассеяния. Отметим, что во всех приведенных примерах наблюдается заметное улучшение описания экспериментальных данных при не очень больших углах рассеяния по сравнению с исходными силами *Ska*. (Результаты для сил *SlyNi* и *SlySn*, которые мы не приводим, очень близки к приведенным на рис. 4). Довольно плохое описание сечения рассеяния на ядре ¹¹⁶Sn при энергии 24 МэВ наблюдается начиная со второго дифракционного максимума, хотя положение

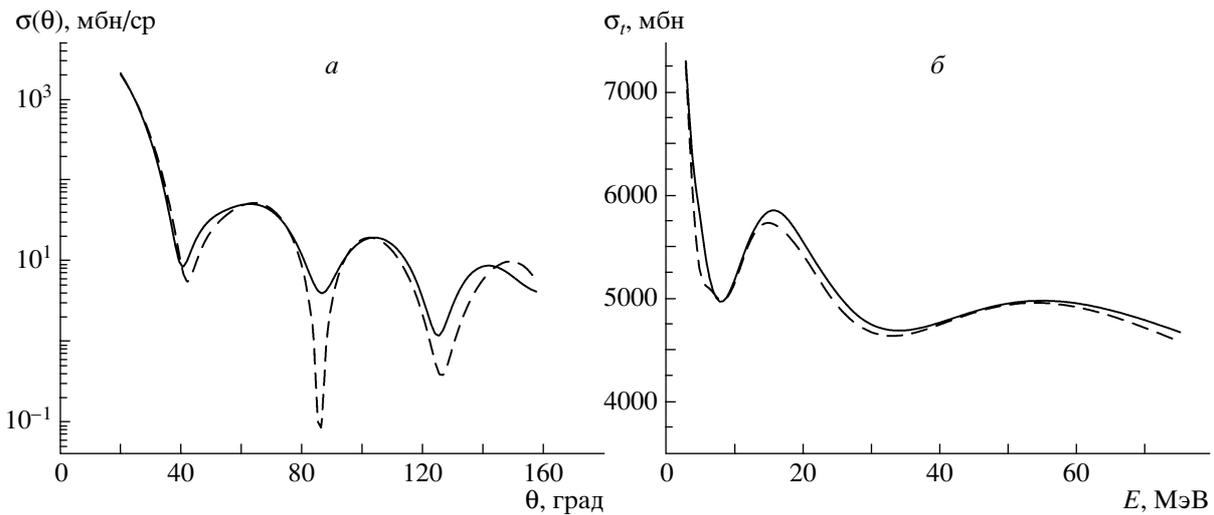


Рис. 1. Дифференциальные сечения $\sigma(\theta)$ упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядре ^{116}Sn и полные сечения $\sigma_t(E)$ взаимодействия нейтронов с ядром ^{208}Pb , рассчитанные с силами *Ska*: штриховые кривые — МОП в приближении ядерной материи, сплошные — действительная часть МОП вычислена для конечного ядра.

осцилляций сечения воспроизводится правильно. Это свидетельствует о слишком большой глубине мнимой части рассчитанного МОП, что является следствием недостаточно корректного описания мнимой части МОП и ее энергетической зависимости.

Важными интегральными характеристиками *NA*-рассеяния являются сечение реакций σ_r , описание которого на основе развиваемой модели МОП рассматривалось в [11], и полное сечение взаимодействия σ_t . Представляется интересным выяснить, как влияет модификация параметров сил Скирма на описание этих наблюдаемых. Поэтому нами были проведены соответствующие расчеты для ряда ядер мишени. В качестве примера на рис. 5 показаны результаты расчетов энергетических зависимостей $\sigma_r(E)$ и $\sigma_t(E)$ для рассеяния $n + ^{208}\text{Pb}$. Из рис. 5а видно, что рассматриваемая модель дает неплохое описание экспериментальных сечений реакции в области энергий до 30 МэВ как в случае исходных сил *Ska*, так и для найденных вариантов сил, хотя для последних наблюдается некоторое увеличение σ_r . Совершенно аналогичные результаты имеют место и для сил, полученных на основе *Sly4*. В отличие от сечений реакций проведенные расчеты не дают хорошего количественного описания энергетической зависимости полных сечений $\sigma_t(E)$ (см. рис. 5б). Однако следует обратить внимание на тот факт, что рассматриваемая модель качественно правильно воспроизводит характер осцилляций σ_t с изменением энергии. При этом модификация параметров сил Скирма приводит к смещению осцилляций σ_t в сторону больших энергий, так что их положение лучше совпадает с наблюдаемым

на эксперименте, хотя амплитуда этих осцилляций оказывается недостаточной. Проведенные нами расчеты для других ядер мишени, а также с силами, полученными на основе *Sly4*, дают сходные результаты.

4. Развитая модель микроскопического оптического *NA*-потенциала, действительная и мнимая части которого определяются из расчетов массового оператора одночастичной функции Грина на основе эффективного *NN*-взаимодействия Скирма, зависящего от ядерной плотности, с учетом потенциала перестройки, применена для исследования возможностей нахождения новых вариантов эффективных *NN*-сил, обеспечивающих одновременное описание сечений процессов *NA*-рассеяния, характеристик ядерной материи и структуры конечных четно-четных ядер. Для этого предложена процедура оптимизации параметров сил Скирма путем поиска наилучшего согласования рассчитанных и экспериментально измеренных дифференциальных сечений упругого нейтрон-ядерного рассеяния при учете дополнительных условий, ограничивающих возможные значения основных характеристик ядерной материи. Одновременно в оптимизационную процедуру был включен контроль энергии связи и среднеквадратичного протонного радиуса ядра мишени. Кроме того, рассматриваемая модель МОП была усовершенствована путем учета в действительной части МОП членов, зависящих от градиентов нуклонных плотностей в конечных ядрах, в том числе спин-орбитального *NA*-потенциала.

С помощью предложенной процедуры удалось найти несколько наборов модифицированных параметров сил Скирма, которые заметно улучшают

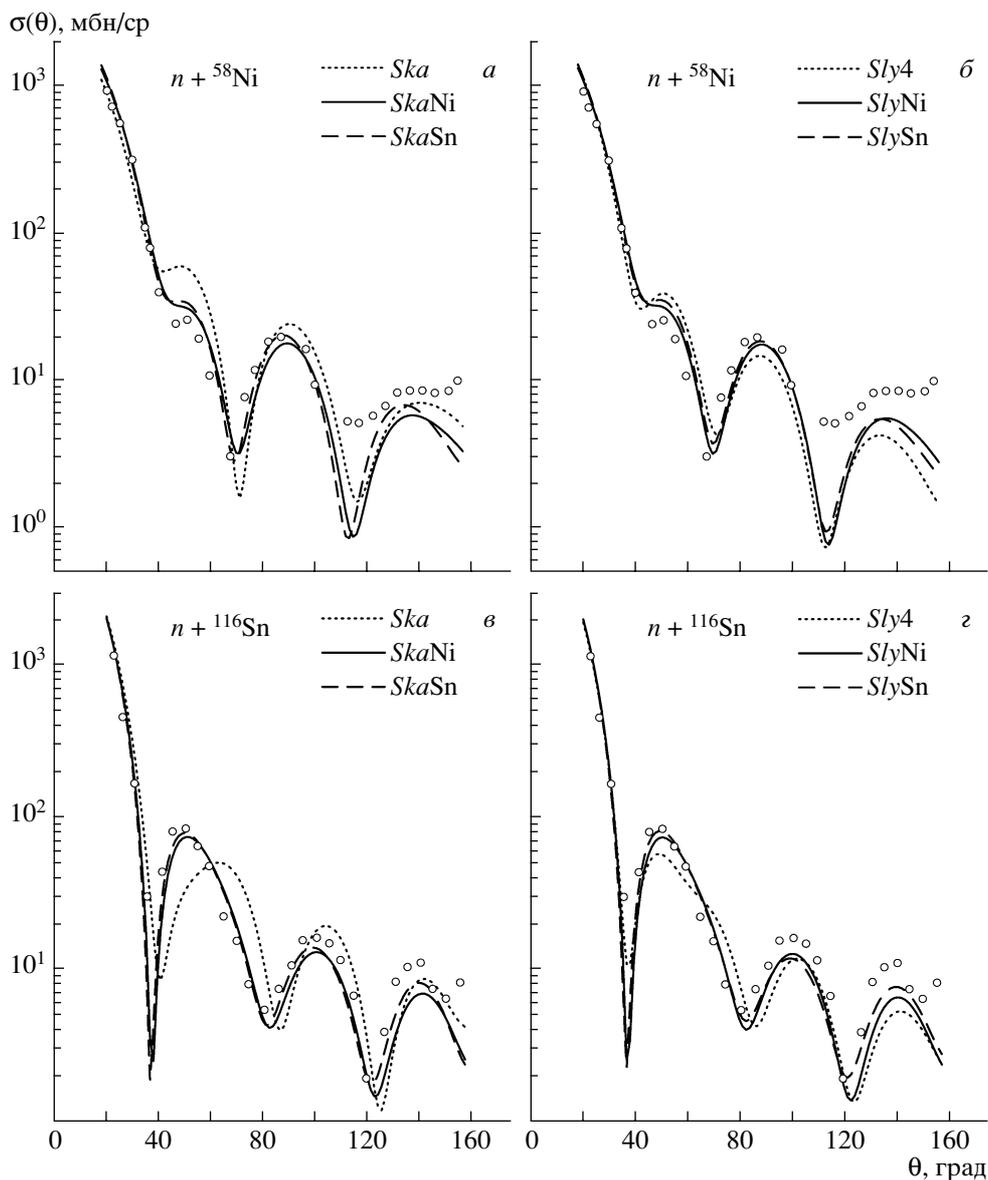


Рис. 2. Дифференциальные сечения $\sigma(\theta)$ упругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{58}Ni (а, б) и ^{116}Sn (в, з) при энергии 14 МэВ, рассчитанные для исходных (*Ska*, *Sly4*) и найденных (*SkaNi*, *SkaSn*, *SlyNi*, *SlySn*) наборов параметров сил Скинра. Экспериментальные данные (\circ) из работы [24].

описание фитуруемого дифференциального сечения упругого нейтрон-ядерного рассеяния и также разумно описывают (за некоторыми исключениями) дифференциальные сечения для других случаев рассеяния для различных ядер мишени и значений энергии нейтронов. Проведенные на основе найденных вариантов сил расчеты энергетических зависимостей сечений реакций и полных сечений взаимодействия нейтронов для различных ядер мишени дают неплохое описание $\sigma_r(E)$ и правильно воспроизводят качественное поведение $\sigma_t(E)$. Отобранные варианты модифицированных сил Скинра дают разумные значения параметров

симметричной ядерной материи, энергий связи и радиусов распределения протонов и нейтронов для рассмотренных ядер.

В целом полученные результаты показывают, что для одновременного описания структуры ядер и NE -рассеяния необходима определенная модификация имеющихся наборов параметров сил Скинра. Вместе с тем выявленные проблемы в описании дифференциальных сечений в области больших углов рассеяния, полных сечений взаимодействия $\sigma_t(E)$ и сечений реакций $\sigma_r(E)$ при больших значениях энергии свидетельствуют о необходимости дальнейшего усовершенствования самой

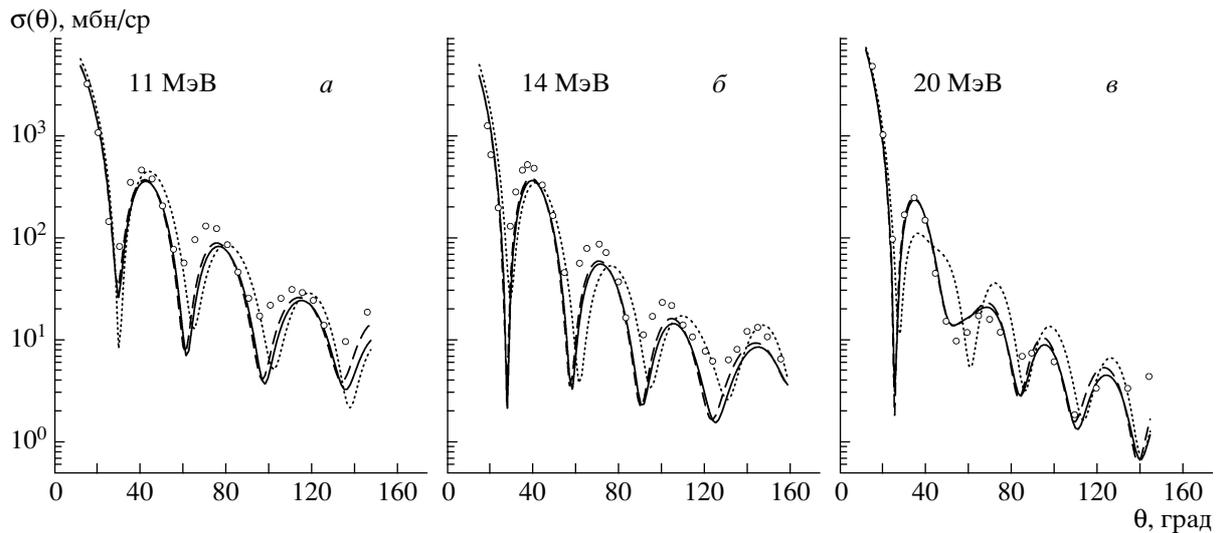


Рис. 3. Дифференциальные сечения $\sigma(\theta)$ упругого рассеяния нейтронов с энергией 11 (а), 14 (б) и 20 МэВ (в) на ядре ^{208}Pb , рассчитанные с силами Skh (точечные кривые), $SkhNi$ (сплошные кривые) и $SkhSn$ (штриховые кривые). Экспериментальные данные (\circ) из работ [24, 25].

модели МОП, особенно мнимой части потенциала, а также, вероятно, использование более сложной модели сил Скинра. Возможно, использование улучшенного варианта рассматриваемой модели МОП позволит сделать более определенные выводы о необходимой модификации параметров сил Скинра.

Приложение

В формуле (8) стандартный хартри-фоковский потенциал $V^{(0)}$ и ПП $V^{(R)}$ в приближении ядерной материи имеют форму:

$$V^{(0)} = \rho g_0 - \rho_\tau h_0 + \frac{1}{20\pi^2} (g_1 + g_2) (k_n^5 + k_p^5) + \frac{1}{20\pi^2} (-h_1 + h_2) k_\tau^5 + \frac{1}{6} \rho^\gamma (\rho g_3 - \rho_\tau h_3), \quad (\text{П.1})$$

$$V^{(R)} = \frac{1}{12} \gamma \rho^{\gamma-1} [\rho^2 g_3 - (\rho_n^2 + \rho_p^2) h_3], \quad (\text{П.2})$$

а эффективная масса m_τ^* налетающего нуклона в ядре определяется согласно

$$\frac{m_\tau}{m_\tau^*} = 1 + \frac{m_\tau}{2\hbar^2} [\rho (g_1 + g_2) + \rho_\tau (-h_1 + h_2)]. \quad (\text{П.3})$$

В (П.1), (П.2) и в (20) введены следующие обозначения для комбинаций параметров сил Скинра

$$g_i = t_i \left(1 + \frac{1}{2} x_i\right), \quad h_i = t_i \left(\frac{1}{2} + x_i\right). \quad (\text{П.4})$$

Мнимая часть МОП $W(r, E)$ определяется следующими формулами (см. [11]):

$$W(r, E) = -\frac{1}{64\pi^5} \sum_{i=1}^7 W_i, \quad (\text{П.5})$$

$$W_1 = \left(2g_{00} + \frac{2}{3}g_{03}\rho^\gamma + \frac{1}{18}g_{33}\rho^{2\gamma}\right) \times [I_1(\tau, n) + I_1(\tau, p)] - \left(2h_{00} + \frac{2}{3}h_{03}\rho^\gamma + \frac{1}{18}h_{33}\rho^{2\gamma}\right) I_1(\tau, \tau), \quad (\text{П.6})$$

$$W_2 = \left[2g_{01} + \frac{\rho^\gamma}{3}g_{13}\right] [I_2(\tau, n) + I_2(\tau, p)] - \left[2h_{01} + \frac{\rho^\gamma}{3}h_{13}\right] I_2(\tau, \tau),$$

$$W_3 = \frac{1}{2}g_{11} [I_3(\tau, n) + I_3(\tau, p)] - \frac{1}{2}h_{11} I_3(\tau, \tau),$$

$$W_4 = 2 \left[2g_{02} + \frac{\rho^\gamma}{3}g_{23}\right] [I_4(\tau, n) + I_4(\tau, p)],$$

$$W_5 = 2g_{12} [I_5(\tau, n) + I_5(\tau, p)],$$

$$W_6 = 2g_{22} [I_6(\tau, n) + I_6(\tau, p)] + 2h_{22} I_6(\tau, \tau),$$

$$W_7 = 4W_0^2 [I_7(\tau, n) + I_7(\tau, p) + I_7(\tau, \tau)].$$

Здесь введены обозначения $g_{ij} = t_i t_j [1 + x_i x_j + (x_i + x_j)/2]$, $h_{ij} = t_i t_j [x_i + x_j + (1 + x_i x_j)/2]$, а также интегралы, аналогичные рассмотрен-

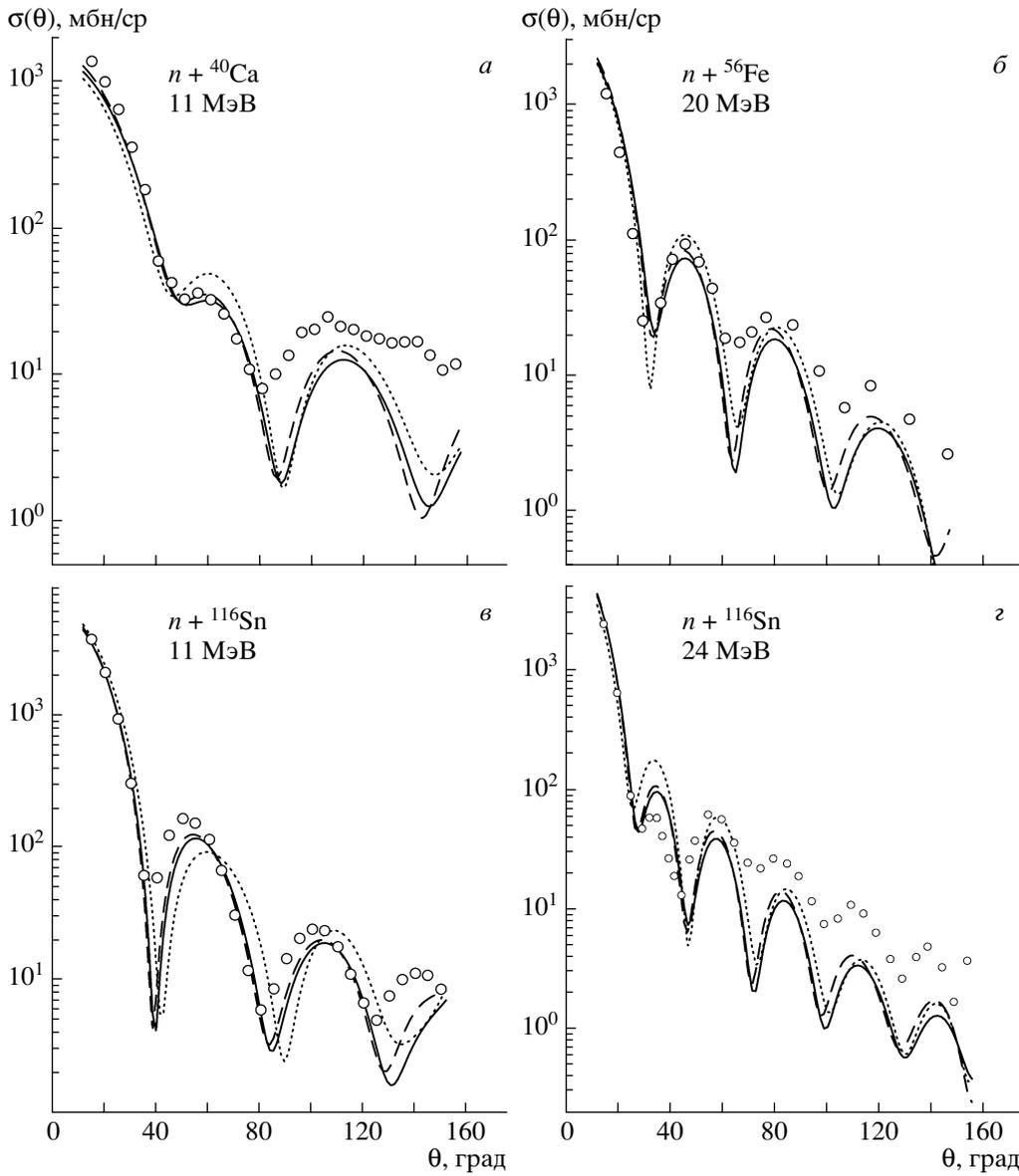


Рис. 4. То же, что на рис. 3, но для ядер ^{40}Ca при энергии 11 МэВ (а), ^{56}Fe при 20 МэВ (б) и ^{116}Sn при 11 (в) и 24 МэВ (г). Экспериментальные данные (о) из работ [24–26].

ным в [12]:

$$I_l(\tau, \tau_\mu) = \frac{\pi^2}{\beta_\tau + \beta_{\tau_\mu}} \int_0^\infty dk_\mu k_\mu^2 \int_{-1}^1 du \times \quad (\text{П.7})$$

$$\times \int_{-1}^1 du' f_l(k_\alpha, k_\mu, u, u') n_{\tau_\mu}(k_\mu) \times$$

$$\times [1 - n_\tau(k_\lambda)] [1 - n_{\tau_\mu}(k_\nu)].$$

В (П.7) $\beta_\tau = \hbar^2/2m_\tau^*$, числа заполнения $n_\tau(k)$ зависят от импульсов соответствующих промежуточных состояний и сорта нуклонов $\tau_\lambda = \tau, \tau_\nu = \tau_\mu, \text{ а}$

также введены функции:

$$f_1 = \frac{p^2}{\tilde{q}}, \quad f_2 = \frac{p^2}{4\tilde{q}} (q_-^2 + p^2), \quad (\text{П.8})$$

$$f_3 = \frac{p^2}{16\tilde{q}} (q_-^2 + p^2)^2,$$

$$f_4 = \frac{p^3}{4\tilde{q}q_+} (k_\alpha^2 - k_\mu^2) u',$$

$$f_5 = \frac{p^3}{16\tilde{q}q_+} (q_-^2 + p^2) (k_\alpha^2 - k_\mu^2) u',$$

$$f_6 = \frac{p^4}{32\tilde{q}} \left\{ \left[\frac{3}{q_+^2} (k_\alpha^2 - k_\mu^2)^2 - q_-^2 \right] u'^2 + \right.$$

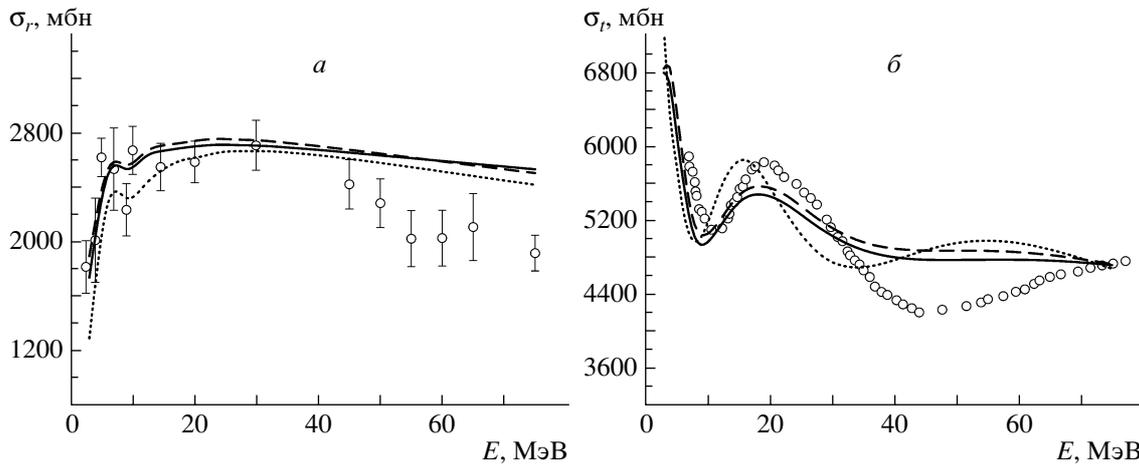


Рис. 5. Сечения реакций $\sigma_r(E)$ и полные сечения $\sigma_t(E)$ рассеяния нейтронов на ядре ^{208}Pb , рассчитанные с силами *SkIa* (точечные кривые), *SkIaNi* (сплошные кривые) и *SkIaSn* (штриховые кривые). Экспериментальные данные (\circ) из работ [25, 27, 28].

$$+ \left[q_-^2 - \frac{1}{q_+^2} (k_\alpha^2 - k_\mu^2)^2 \right] \Bigg\},$$

$$f_7 = \frac{q_-^2}{16\tilde{q}} p^2 - f_6.$$

В (П.7), (П.8) также использованы следующие обозначения:

$$q_\pm = (k_\alpha^2 + k_\mu^2 \pm 2k_\alpha k_\mu u)^{1/2}, \quad (\text{П.9})$$

$$\tilde{q} = (q_-^2 + a^2 q_+^2 u'^2 - 2a(k_\alpha^2 - k_\mu^2))^{1/2},$$

$$p = \tilde{q} + a q_+ u',$$

$$k_{\lambda,\nu} = \frac{1}{2} (q_+^2 + p^2 \pm 2q_+ p u')^{1/2},$$

$$a = \frac{\beta_{\tau_\mu} - \beta_\tau}{\beta_{\tau_\mu} + \beta_\tau}.$$

В рассматриваемом случае рассеяния нуклонов на холодных ядрах можно найти явные выражения для интегралов $I_l(\tau, \tau_\mu)$, которые мы не приводим, чтобы не обременять изложение. Подчеркнем, что интегралы $I_l(\tau, \tau_\mu)$ зависят от волнового вектора налетающего нуклона k_α , который определяется законом дисперсии (9). Поэтому ПП, который не входит непосредственно в мнимую часть МОП, все же существенным образом сказывается на ее величине вследствие изменения закона дисперсии.

В приближении локальной плотности при расчетах МОП для конечных ядер мишени в формулах (П.1)–(П.6) подставляются локальные значения плотностей нуклонов $\rho(r)$ и $\rho_\tau(r)$, зависящие от радиуса r . Также функциями r являются фермиевские импульсы нуклонов $k_\tau(r)$ и эффективные массы $m_\tau^*(r)$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Vautherin and D. M. Brink, Phys. Rev. C **5**, 626 (1972).
2. В. Ю. Гончар, Е. В. Инопин, В. И. Куприков, ЯФ **25**, 46 (1977).
3. M. Bender, P.-H. Heenen, and P.-G. Reinhard, Rev. Mod. Phys. **75**, 121 (2003).
4. C. B. Dover and Nguyen Van Giai, Nucl. Phys. A **190**, 373 (1972).
5. H. Feshbach, Ann. Phys. (N.Y.) **5**, 357 (1958); **19**, 287 (1962).
6. K. Amos *et al.*, Adv. Nucl. Phys. **25**, 275 (2000).
7. J. S. Bell and E. J. Squires, Phys. Rev. Lett. **3**, 96 (1959).
8. N. Vinh Mau and A. Boussy, Nucl. Phys. A **257**, 189 (1976).
9. С. М. Кравченко, В. И. Куприков, А. П. Созник, ЯФ **61**, 461 (1998).
10. S. M. Kravchenko, V. I. Kuprikov, and A. P. Soznik, Int. J. Mod. Phys. E **7**, 465 (1998).
11. В. И. Куприков, В. В. Пилипенко, А. П. Созник, ЯФ **69**, 8 (2006).
12. Shen Qingbiao, Zhang Jingshang, Tian Ye, *et al.*, Z. Phys. A **303**, 69 (1981).
13. Li Guo-Qiang, Shi Jiang-Qing, and Gao Qin, Nucl. Phys. A **515**, 273 (1990).
14. H. Nakada and T. Shinkai, nucl-th/0608012.
15. H. S. Köhler, Nucl. Phys. A **258**, 301 (1976).
16. E. Chabanat *et al.*, Nucl. Phys. A **635**, 231 (1998); **643**, 441 (1998).
17. K. A. Brueckner, J. L. Gammel, and H. Weitzner, Phys. Rev. **110**, 431 (1958).
18. J. W. Negele, Phys. Rev. C **1**, 1260 (1970).
19. Г. Бете, *Теория ядерной материи* (Мир, Москва, 1974).

20. Д. Таулес, *Квантовая механика систем многих частиц* (Мир, Москва, 1975).
21. S. Krewald, V. Klemt, J. Speth, and A. Faessler, Nucl. Phys. A **281**, 166 (1977).
22. R. B. Firestone *et al.*, *Table of Isotopes*, 8th ed. (Wiley, New York, 1996).
23. H. de Vries, C. D. Jager, and C. de Vries, At. Data Nucl. Data Tables **36**, 495 (1987).
24. R. L. Varner *et al.*, Phys. Rep. **201**, 57 (1991).
25. J. Rapaport *et al.*, Nucl. Phys. A **330**, 15 (1979).
26. S. Mellema *et al.*, Phys. Rev. C **28**, 2267 (1983).
27. K. Amos and S. Karataglidis, Phys. Rev. C **65**, 057603 (2002).
28. R. W. Finlay *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 237 (1993).

DESCRIPTION OF NUCLEAR STRUCTURE AND NA -SCATTERING CROSS SECTIONS ON THE BASIS OF THE EFFECTIVE SKYRME FORCES

V. I. Kuprikov, V. V. Pilipenko, A. P. Soznik, V. N. Tarasov, N. A. Shlyakhov

Basing on the microscopic optical potential that is calculated using the effective Skyrme forces, the possibilities have been studied of determining some new variants of effective NN forces that would provide a simultaneous description of the cross sections of NA -scattering processes together with quantities characterizing the nuclear matter and structure of finite even–even nuclei. A procedure of optimizing the Skyrme-force parameters by fitting certain angle distributions of the neutron–nucleus scattering together with controlling the nuclear-matter characteristics, the binding energy, and proton root-mean-square radius of the target nucleus has been proposed. On this basis, a number of variants of modified Skyrme forces have been found, that yield a reasonable description of both the NA scattering and the nuclear-structure characteristics.