

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

99-90

P4-99-90

Д.В.Болотов<sup>1</sup>, О.М.Князьков<sup>1</sup>, И.Н.Кухтина,  
С.А.Фаянс<sup>2</sup>

ЭФФЕКТИВНЫЕ НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ СИЛЫ  
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЛЕГКИХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ  
ЯДЕР СО СТАБИЛЬНЫМИ ЯДРАМИ  
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный университет

<sup>2</sup>Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва

1999

Эффективные нуклон-нуклонные силы и взаимодействие легких экзотических ядер со стабильными ядрами при низких энергиях

Исследуется влияние фактора плоскостной зависимости эффективных нуклон-нуклонных сил на фолдинг-потенциалы взаимодействия легких экзотических ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  со стабильным ядром  ${}^{12}\text{C}$ , а также анализируются соответствующие экспериментальные данные по полным сечениям реакций и упругому рассеянию. Используется полумикроскопическая модель двойной свертки с различными плоскостнозависящими силами, основанными на МЗУ-взаимодействии, и нуклонные плотности, вычисленные в методе энергетического функционала плотности с единым набором параметров для всех этих ядер. Показано, что измеренные недавно угловые распределения упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 41,6 МэВ/нуклон и  ${}^{11}\text{Be}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 49,3 МэВ/нуклон можно удовлетворительно описать, если к реальной части оптического фолдинг-потенциала добавить поверхностный член, имитирующий вклад динамического поляризационного потенциала.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1999

Effective Nucleon-Nucleon Forces and Interaction  
of Light Exotic Nuclei with Stable Nuclei at Low Energies

The influence of the density-dependent factors on the folding potentials for light exotic nuclei  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  and  ${}^8\text{B}$  interacting with a stable nucleus  ${}^{12}\text{C}$  is studied, and also the corresponding experimental data on the total reaction cross sections and elastic scattering angular distributions are analysed. A semimicroscopic double-folding model with various density-dependent forces based on the MЗУ interaction and nucleon densities calculated within the density functional method with fixed parameter set for all participating nuclei is used. It is shown that the angular distributions measured very recently for  ${}^6\text{He}$  on  ${}^{12}\text{C}$  at 41.6 MeV/nucleon and for  ${}^{11}\text{Be}$  on  ${}^{12}\text{C}$  at 49.3 MeV/nucleon can be satisfactorily described if a surface term which mimics a contribution of the dynamic polarization potential is added to the real part of the folding potential.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

## 1. Введение

В последнее время проводятся интенсивные исследования свойств легких экзотических ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности (см. обзоры [1–3] и ссылки в них). Квазиупругое рассеяние легких экзотических ядер на стабильных ядрах является источником информации как о свойствах потенциала взаимодействия между сталкивающимися ядрами, так и о распределении вещества в них. При низких энергиях наиболее популярным методом анализа экспериментальных угловых распределений является метод, основанный на модели двойной свертки. Обзор различных ее вариантов дан в [3]. Один из этих вариантов развит в работе [4] и применен в [5] к анализу квазиупругого рассеяния  $^{11}\text{Li}$  на  $^{28}\text{Si}$  при энергии 29 МэВ/нуклон,  $^{11}\text{Li}$  на  $^{12}\text{C}$  при энергии 60 МэВ/нуклон и  $^7\text{Be}$  и  $^8\text{B}$  на  $^{12}\text{C}$  при энергии 40 МэВ/нуклон, а также к анализу энергетической зависимости полных сечений реакции для систем  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$ ,  $^8\text{B}+^{12}\text{C}$ ,  $^8\text{B}+^{28}\text{Si}$  [6]. Во всех случаях было получено разумное описание экспериментальных данных.

В работах [4–6] в качестве эффективных сил между нуклонами сталкивающихся ядер использовалось так называемое МЗУ-взаимодействие [7], не зависящее от плотности распределения вещества в ядре. Альтернативный вариант модели свертки использует эффективные нуклон-нуклонные силы с плотностной зависимостью. Первоначально было введено DDMЗУ эффективное взаимодействие для анализа упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц [8], затем — тяжелых ионов [9], при этом эффекты однонуклонного обмена учитывались неявно. В работе [10] использовались эффективные нуклон-нуклонные силы с плотностной зависимостью, а эффекты однонуклонного обмена рассматривались явно в формализме матрицы плотности. В дальнейшем набор факторов плотностной зависимости был расширен [11]. Была отмечена существенная роль плотностной зависимости эффективных сил в описании насыщения ядерной материи и чувствительность угловых распределений в рассеянии тяжелых ионов (например, в системе  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ) к выбору фактора плотностной зависимости [10].

В настоящей работе на основе подхода, развитого в [4], исследуется влияние фактора плотностной зависимости эффективных нуклон-

нуклонных сил на взаимодействие легких экзотических ядер со стабильными ядрами, а также анализируются полученные за последнее время экспериментальные данные по упругому рассеянию таких ядер. Во втором разделе обсуждаются различные возможности выбора эффективных сил и схем вычисления потенциалов двойной свертки, а в третьем разделе — построение нуклонных плотностей для ядер  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$  и их интегральные характеристики. Потенциалы взаимодействия этих ядер с ядром-мишенью  $^{12}\text{C}$  конструируются в разделе 4, и анализируется влияние фактора плотностной зависимости на свойства потенциалов двойной свертки в широкой энергетической области. В разделе 5 представлены вычисленные в данном подходе угловые распределения упругого рассеяния и полные сечения реакций для рассматриваемых систем. В разделе 6 анализируются экспериментальные данные по упругому рассеянию  $^6\text{He}$  на  $^{12}\text{C}$  при энергии 41.6 МэВ/нуклон [12] и  $^{11}\text{Be}$  на  $^{12}\text{C}$  при энергии 49.3 МэВ/нуклон [13], обсуждается роль динамического поляризационного потенциала. В заключении сформулированы основные результаты и выводы работы.

## 2. Эффективные нуклон-нуклонные силы и схема построения фолдинг-потенциалов

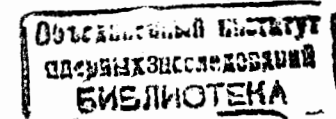
2.1. Эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие. Используем обычно применяемое в литературе приближение факторизации эффективных сил по плотностной и координатной зависимости [8]:

$$V^{D(E)}(s, \rho) = v^{D(E)}(s) \cdot F(\rho). \quad (1)$$

Здесь  $s$  — модуль радиуса-вектора, соединяющего два нуклона из сталкивающихся ядер, "D" и "E" относятся, соответственно, к "прямой" и "обменной" компонентам эффективных сил. В качестве независимой от плотности распределения вещества в ядре части эффективных сил будем рассматривать полное МЗУ-взаимодействие [7], основанное на G-матричных элементах взаимодействий Рунда и Эллиота. Для изоскалярных компонент этого взаимодействия имеем:

$$v_0^D(s) = 7999 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 2134 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s}, \quad (2)$$

$$v_0^E(s) = 4631 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 1787 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} - 7.847 \frac{\exp(-0.7072s)}{0.7072s}. \quad (3)$$



В качестве изовекторных компонент также используем изовекторную часть МЗУ-взаимодействия:

$$v_1^D(s) = 4886 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 1176 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s}, \quad (4)$$

$$v_1^E(s) = 1518 \frac{\exp(-4s)}{4s} - 828.4 \frac{\exp(-2.5s)}{2.5s} - 2.616 \frac{\exp(-0.7072s)}{0.7072s}. \quad (5)$$

Отметим, что в настоящей работе мы рассматриваем ядро-мишень  $^{12}\text{C}$  с  $N=Z$ , так что роль изовекторных компонент практически несущественна.

Фактор плотностной зависимости выбираем в стандартном виде:

$$F_D(\rho) = C \cdot [1 + d \cdot \exp(-\gamma\rho)], \quad (6)$$

$$F_B(\rho) = C \cdot [1 + \alpha \cdot \rho^\beta], \quad (7)$$

Здесь  $F_D(\rho)$  соответствует DDMЗУ-взаимодействию [8], а  $F_B(\rho)$  — BDMЗУ-взаимодействию [10]. Для дальнейшего анализа мы используем МЗУ-взаимодействие без плотностной зависимости, т.е. с  $C=1$  и  $\alpha=0$ , один из вариантов DDMЗУ-взаимодействия и два варианта BDMЗУ-взаимодействия с параметрами из работы [10]. Эти параметры представлены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры эффективных нуклон-нуклонных сил

Вариант сил	C	d	$\gamma$ $\Phi_M^3$	$\alpha$ $\Phi_M^{3\beta}$	$\beta$
МЗУ	1	0	—	0	—
DDMЗУ1	0.2845	3.6391	2.9605	—	—
BDMЗУ1	1.2253	—	—	1.5124	1
BDMЗУ2	1.0678	—	—	5.1069	2

Отметим, что в формулу (1) помимо указанного фактора плотностной зависимости часто вводится еще и дополнительный фактор энергетической зависимости [8–11], но эта зависимость значительно слабее энергетической зависимости, обусловленной явным учетом эффектов однонуклонного обмена, поэтому этот дополнительный фактор мы не учитываем.

2.2. Потенциалы двойной свертки. Рассмотрим взаимодействие двух составных частиц. В первом порядке по эффективным нуклон-нуклонным силам потенциал взаимодействия может быть представлен в виде суммы:

$$U(\vec{R}) = U^D(\vec{R}) + U^E(\vec{R}), \quad (8)$$

где  $U^D(\vec{R})$  — прямой потенциал модели двойной свертки [14]

$$U^D(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1) V^D(\vec{s}, \rho) \rho^{(2)}(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (9)$$

Здесь  $\rho^{(i)}(\vec{r}_i)$  — плотности сталкивающихся ядер ( $i=1,2$ ). Основной вклад в обменный потенциал  $U^E(\vec{R})$  дают эффекты однонуклонного обмена, которые могут быть описаны в формализме матрицы плотности [15]:

$$U^E(\vec{R}) = \int \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) V^E(\vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) \exp[i\vec{k}(\vec{R})\vec{s}/\eta] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (10)$$

Это есть локализованная форма обменного члена. Здесь  $\rho^{(i)}(\vec{r}, \vec{r}')$  — матрицы плотности сталкивающихся ядер;  $\vec{s} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{R}$ ,  $\vec{k}(\vec{R})$  — локальный импульс, модуль которого определяется соотношением

$$k^2(\vec{R}) = (2m\eta/\hbar^2)[E - U(\vec{R}) - V_c(\vec{R})], \quad (11)$$

где  $E$  — энергия столкновения в системе центра масс;  $V_c(\vec{R})$  — кулоновский потенциал, а  $\eta$  — приведенное массовое число

$$\eta = A_1 A_2 / (A_1 + A_2). \quad (12)$$

Из написанных соотношений видно, что вычисление потенциала двойной свертки сопряжено с самосогласованным решением системы нелинейных уравнений, поскольку импульс  $\vec{k}(\vec{R})$  зависит от искомого потенциала. Эта задача решается методом итераций.

Выражения (9), (10) по форме совпадают с аналогичными формулами из [4], но существенным отличием является то, что теперь (9),

(10) содержат плотностной фактор  $F(\rho)$  в эффективных силах. В приближении "замороженных" нуклонов в области перекрытия ядер этот фактор представляется в виде:

$$F(\rho) = F[\rho_1(\vec{r}_1 + \frac{\vec{s}}{2}) + \rho_2(\vec{r}_1 - \frac{\vec{s}}{2})]. \quad (13)$$

Таким образом, значения плотностей берутся в средней точке между нуклонами сталкивающихся ядер. Наличие фактора  $F(\rho)$  делает соответствующие выкладки более громоздкими. Однако, аналогично тому, как это было сделано в [4], интегралы (9) и (10) могут быть сведены к радиальным, а использование итерационной процедуры для обменного члена  $U^E(\vec{R})$  позволяет в принципе точно рассчитать потенциалы в сформулированном приближении, если известны матрицы плотности сталкивающихся ядер. Дальнейшее приближение, существенно облегчающее расчеты, состоит в использовании смешанного координатно-импульсного представления и переходе от матриц плотности к нуклонным плотностям с введением локальных корреляций. Результативно такой переход с хорошей точностью осуществляется с помощью простой формулы [16]:

$$\rho(\vec{r}, \vec{r} + \vec{s}) = \rho(\vec{r} + \vec{s}/2) j_1[k_{\text{эф.}}(\vec{r} + \vec{s}/2)s]. \quad (14)$$

Здесь  $j_1(x) = 3(\sin x - x \cos x)/x^3$  — обменный коррелятор. При  $s \rightarrow 0$ , т.е. в приближении взаимодействия нулевого радиуса действия,  $j_1(x) \rightarrow 1$ . Эффективный импульс  $k_{\text{эф.}}$  учитывает граничные эффекты, и в бесконечной ядерной материи он совпадает с локальным импульсом Ферми. Выражение для  $k_{\text{эф.}}$  можно найти в [16].

### 3. Нуклонные плотности

Итак, помимо эффективных нуклон-нуклонных сил, существенным ингредиентом, входящим в схему расчета потенциалов, являются нуклонные плотности. Отличительная особенность настоящей работы состоит в том, что нейтронные и протонные одночастичные плотности не параметризуются, как это часто делается при рассмотрении ядерных реакций в модели двойной свертки, а вычисляются для всех сталкивающихся ядер — как для частиц-снарядов, так и для ядер-мишеней — в рамках метода функционала плотности [17–19], с единым набором параметров.

Метод функционала плотности опирается на теорему Хоенберга—Кона [20] и на квазичастичный формализм Кона—Шема [21], допускающий введение квазичастичного гамильтониана со свободным оператором кинетической энергии, в котором эффективная масса нуклона  $m^*$  совпадает с пустотной массой  $m$  ( $m^*/m = 1$ ). Плотность нуклонов  $\rho$  представляется суммой по 1-(квазичастичным орбиталам, т.е. оболочечной суммой, минимизирующей энергию системы. Квазичастичный спектр и волновые функции вычисляются в самосогласованном среднем поле, являющемся первой функциональной производной от полной энергии по соответствующей плотности, а эффективное взаимодействие находится как вторая функциональная производная. Такой подход можно рассматривать как одну из версий самосогласованной теории конечных ферми-систем [22–24], имеющей много общего с методом Хартри—Фока—Боголюбова, оперирующего зависящими от плотности эффективными силами [25]. Основная проблема связана с выбором параметризации функционала, пригодного для практических применений. Одна из форм была предложена в [17], где зависимость от  $\rho$ , эффективно учитывающая многочастичные силы и сложные корреляции, вводится через дробно-линейные функции, а поверхностные эффекты — через силы конечного радиуса, также допускающие зависимость от плотности. Плотность энергии записывается в виде суммы двух членов:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{kin}} + \varepsilon_{\text{int}}, \quad (15)$$

где первое слагаемое — плотность кинетической энергии

$$\varepsilon_{\text{kin}} = \sum_{\lambda} n_{\lambda} \int \varphi_{\lambda}^*(\vec{r}) \frac{\vec{p}^2}{2m} \varphi_{\lambda}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (16)$$

Здесь  $n_{\lambda}$  — число частиц на уровне  $\lambda$  (при учете спаривания в схеме БКШ  $n_{\lambda} = (2j + 1)v_{\lambda}^2$ , где  $v_{\lambda}^2$  — квазичастичный фактор заполнения),  $\varphi_{\lambda}$  — соответствующая одночастичная волновая функция,  $\lambda = nlj\tau$  — стандартный набор одночастичных квантовых чисел. Для сферических ядер

$$\varepsilon_{\text{kin}} = \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda} n_{\lambda} \frac{\hbar^2}{2m} \left[ \left( \frac{dR_{nlj\tau}(r)}{dr} \right)^2 + \frac{l(l+1)}{r^2} R_{nlj\tau}^2(r) \right]. \quad (17)$$

Плотность энергии взаимодействия содержит несколько членов:

$$\varepsilon_{\text{int}} = \varepsilon_{\text{main}} + \varepsilon_{\text{Coul}} + \varepsilon_{sl} + \varepsilon_{\text{pair}}, \quad (18)$$

где

$$\varepsilon_{\text{main}} = \frac{2}{3} \varepsilon_F^0 \rho_0 \left[ a_+^v x_+^2 f_+^v + a_-^v x_-^2 f_-^v + a_+^s x_+ f_+^s \widetilde{f_+^s x_+} + a_-^s x_- f_-^s \widetilde{f_-^s x_-} \right]. \quad (19)$$

Здесь  $x_{\pm} = (\rho_n \pm \rho_p)/2\rho_0$ ,  $\rho_{n(p)}$  — плотность нейтронов (протонов),  $2\rho_0$  — равновесная плотность симметричной ядерной материи ( $N = Z$ ),  $\varepsilon_F^0$  — ее энергия Ферми, а зависящие от плотности функции имеют вид

$$f_{\pm}^v = \frac{1 - h_{1\pm}^v x_{\pm}}{1 + h_{2\pm}^v x_{\pm}}, \quad f_{\pm}^s = \frac{1}{1 + h_{\pm}^s x_{\pm}}; \quad (20)$$

$$\widetilde{f_{\pm}^s x_{\pm}} = \int D(\vec{r} - \vec{r}') f_{\pm}^s(\vec{r}') x_{\pm}(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (21)$$

где

$$D(\vec{r} - \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') - V(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \delta(\vec{r} - \vec{r}') - \frac{1}{4\pi R^2 |\vec{r} - \vec{r}'|} \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{R}\right). \quad (22)$$

Второй член в этом выражении есть нормированная функция Юкавы  $\int d\vec{r}' V(|\vec{r}'|) = 1$ . В импульсном представлении

$$D(q) = \frac{(qR)^2}{1 + (qR)^2}, \quad (23)$$

так что последние два члена в (19) отвечают поверхностной изоскалярной и изовекторной энергии взаимодействия, в бесконечной ядерной материи они обращаются в нуль. Плотность кулоновской энергии  $\varepsilon_{\text{Coul}}$  берется в обычной форме с учетом обмена в слейтеровском приближении:

$$\varepsilon_{\text{Coul}} = \frac{1}{2} e^2 \rho_p(r) \left( \frac{1}{r} \int_0^r \rho_p(r) r^2 dr + \int_r^{\infty} \rho_p(r) r dr \right) - \frac{3}{4} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/3} e^2 \rho_p^{4/3}(r). \quad (24)$$

Член  $\varepsilon_{sl}$  в (18) соответствует вкладу спин-орбитального  $LS$ -взаимодействия. Для сферических ядер его можно выразить через спин-орбитальные плотности:

$$\rho_{sl}^{n,p}(r) = \sum_{\lambda} n_{\lambda} \langle \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \rangle_{\lambda} |\varphi_{\lambda}^{n,p}(\vec{r})|^2, \quad (25)$$

где  $\langle \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \rangle_{\lambda} = j(j+1) - l(l+1) - 3/4$ .  $LS$ -взаимодействие берется в виде (с учетом зависящей от спина первой ферми-жидкостной скоростной гармоники  $\propto \hat{g}_1$ ):

$$\hat{\mathcal{F}}_{sl} = C_0 r_0^2 \left\{ \hat{\kappa} [\vec{\nabla}_1 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \times (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)] \cdot (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \right\} + C_0 r_0^2 \left\{ \hat{g}_1 \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) (\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2) \right\}, \quad (26)$$

где  $C_0 = 2\varepsilon_F^0/3\rho_0 = \pi^2 \hbar^3/p_F^0 m$  — обратная плотность состояний на поверхности Ферми в равновесной ядерной материи,  $\hat{\kappa} = \kappa + \kappa' \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2$ ,  $\hat{g}_1 = g_1 + g_1' \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2$ ,  $\kappa$ ,  $\kappa'$ ,  $g_1$  и  $g_1'$  — безразмерные силовые константы. Вклад этих сил в плотность энергии принимает вид

$$\varepsilon_{sl} = C_0 r_0^2 \sum_{i,k=n,p} \left( \frac{1}{r} \rho_{is}^i \kappa^{ik} \frac{\partial \rho^k}{\partial r} + \frac{1}{4r^2} \rho_{is}^i g_1^{ik} \rho_{is}^k \right), \quad (27)$$

где  $\kappa^{nn} = \kappa^{pp} = \kappa + \kappa'$ ,  $\kappa^{pn} = \kappa^{np} = \kappa - \kappa'$ ,  $g_1^{nn} = g_1^{pp} = g_1 + g_1'$ ,  $g_1^{pn} = g_1^{np} = g_1 - g_1'$ .

Последний член в (18) представляет собой плотность энергии спаривательного взаимодействия

$$\varepsilon_{\text{pair}} = \frac{1}{2} \nu^\dagger \mathcal{F}^\xi \nu, \quad (28)$$

где  $\nu$  — аномальная (спаривательная) плотность,  $\mathcal{F}^\xi$  — эффективное взаимодействие в канале частица-частица. В обсуждаемых ниже расчетах это взаимодействие выбиралось в простейшей форме  $\mathcal{F}^\xi = C_0 f^\xi \delta(\vec{r} - \vec{r}')$  с одинаковой константой  $f^\xi$  для нейтронов и протонов и включалось в расчет самосогласованно на базисе всех связанных одночастичных уровней.

Приведем полный набор параметров функционала, который используется в настоящей работе (см. также [19]):

$$\left. \begin{aligned} a_+^v &= -6,443, & h_{1+}^v &= 0,162, & h_{2+}^v &= 0,730, \\ a_-^v &= 5,473, & h_{1-}^v &= h_{1+}^v, & h_{2-}^v &= 2,5, \\ a_+^s &= 11,0, & h_+^s &= 0,31, \\ a_-^s &= 5,0, & h_-^s &= 0, \\ \kappa^{pp} &= \kappa^{nn} = 0,185, & g_1^{pp} &= -g_1^{nn} = -0,10, \\ f^\xi &= -0,4, \\ R &= 0,35 \text{ Фм}, & r_0 &= 1,1462 \text{ Фм}. \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

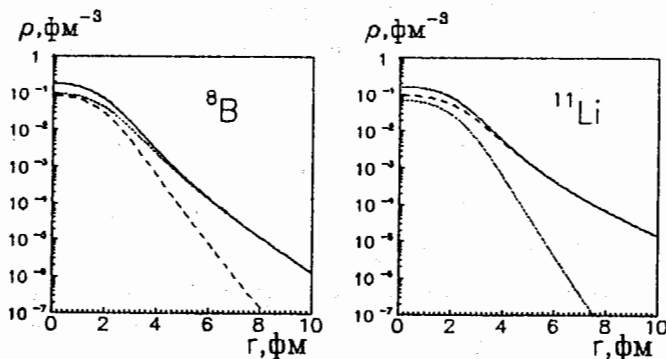


Рис.1. Плотность распределения нейтронов (пунктирная линия) протонов (точечная) и вещества (сплошная) в легких экзотических ядрах

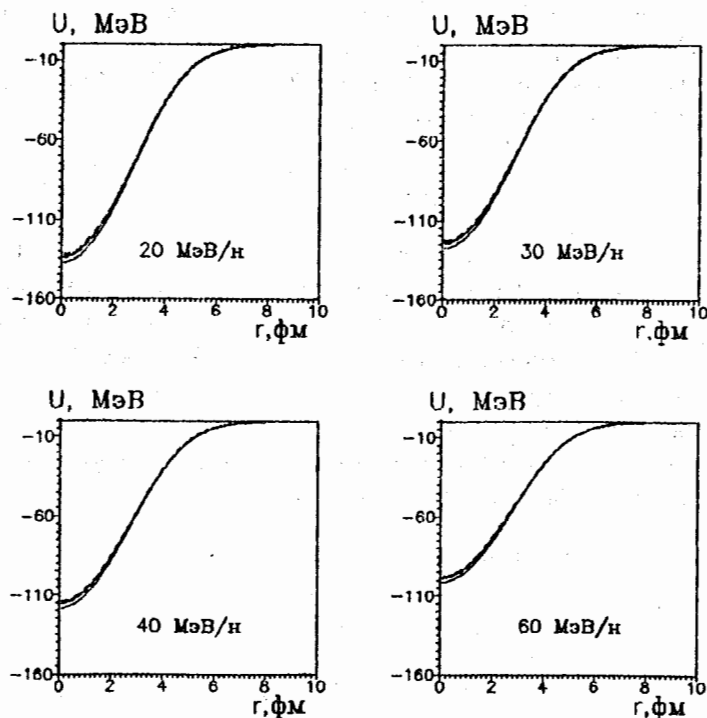


Рис.2. Энергетическая зависимость фолдинг-потенциалов для системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$

Ряд параметров однозначно связан с основными характеристиками ядерной материи:

$$\left. \begin{aligned} a_+^v &= \alpha + (5\alpha + 6)/5\eta, \\ h_{1+}^v &= 1 - \alpha/(a_+^v\eta), \\ h_{2+}^v &= 1/\eta - 1, \\ a_-^v &= (3\beta^0/\epsilon_F^0 - 1)/f_-^v(x_+ = 1), \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где

$$\alpha = 3\frac{\mu^0}{\epsilon_F^0} - \frac{9}{5}, \quad \eta = \frac{5K^0 + 6\epsilon_F^0}{18(\epsilon_F^0 - 5\mu^0)}. \quad (31)$$

Здесь  $\mu^0$  — химический потенциал (энергия связи на нуклон в равновесии),  $K^0$  — модуль сжимаемости,  $\epsilon_F^0$  — энергия Ферми и  $\beta^0$  — параметр энергии симметрии. Указанные параметры функционала соответствуют  $\mu^0 = -16,12$  МэВ,  $K^0 = 200$  МэВ,  $\epsilon_F^0 = (p_F^0)^2/2m = 36,62$  МэВ и  $\beta^0 = 28,2$  МэВ ( $p_F^0/\hbar = (9\pi/8)^{1/3}/r_0 = 1,329$  Фм $^{-1}$ ,  $2\rho_0 = 3/4\pi r_0^3 = 0,1585$  Фм $^{-3}$ ,  $C_0 = 308,0$  МэВ·Фм $^3$ ).

Таблица 2. Среднеквадратичные радиусы распределения плотности нейтронов, протонов и вещества. Приведены также разности  $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ . Все величины даны в Фм

Ядро	$\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$	$\Delta r_{np}$
${}^6\text{He}$	2.806 (3.213)	2.014 (2.026)	2.569 (2.872)	0.792 (1.187)
${}^{11}\text{Li}$	3.255	2.235	3.012	1.020
${}^{11}\text{Be}$	2.718	2.306	2.576	0.412
${}^8\text{B}$	2.190	2.680	2.508	-0.490

Примечание: для  ${}^6\text{He}$  первая строка отвечает расчету с параметрами функционала из [18], вторая — с параметрами (29) настоящей работы.



Для анализа в настоящей работе выбраны системы  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$  и  ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$ . Выбор частиц-снарядов обусловлен тем, что все эти ядра относятся к классу так называемых легких экзотических ядер. Они имеют ярко выраженное свойство нуклонного гало: нейтронного для  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и протонного для  ${}^8\text{B}$  (хотя, строго говоря, в последнем случае кажется предпочтительным пользоваться понятием протяженного протонного "хвоста", а не протонного гало). Для всех этих систем имеются экспериментальные данные по угловым распределениям квазиупругого рассеяния, причем квазиупругое рассеяние  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^8\text{B}$  на  ${}^{12}\text{C}$ , как уже отмечалось выше, анализировалось в рамках изложенного здесь единого подхода в работе [5]. Экспериментальные же угловые распределения квазиупругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Be}$  на  ${}^{12}\text{C}$  анализируются в настоящей работе.

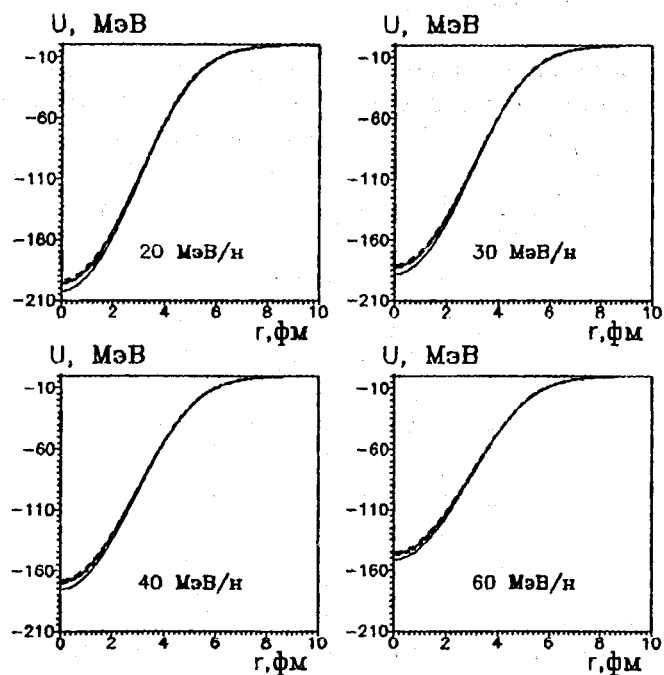


Рис.3. То же, что и на рис.2, для системы  ${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$

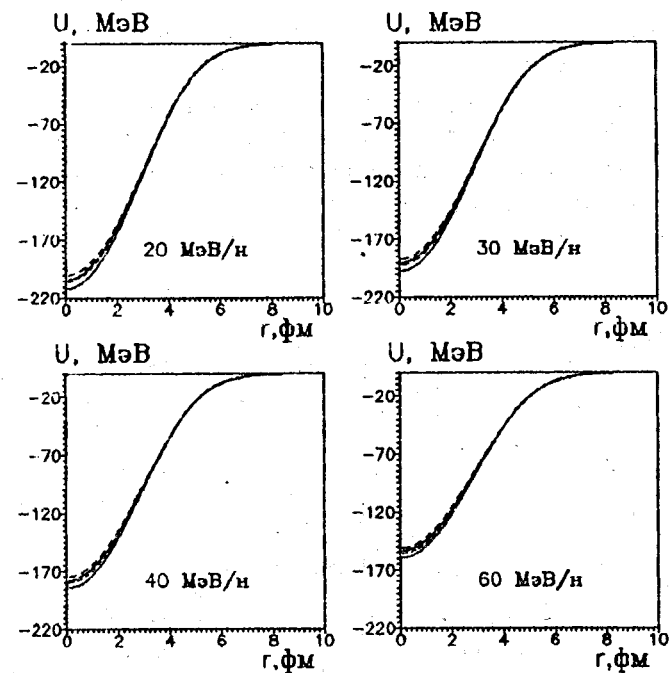


Рис.4. То же, что и на рис.2, для системы  ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$

Точечные нейтронные и протонные плотности, вычисленные по изложенной выше схеме, показаны на рис.1. Здесь же представлены плотности распределения вещества. В таблице 2 приведены среднеквадратичные радиусы распределения нейтронов  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ , протонов  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$  и вещества  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$  в ядрах  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ . Приведены также разности  $\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ , характеризующие пространственные размеры нейтронного или, если  $\Delta r_{np} < 0$ , протонного гало (или размеры соответствующей нуклонной "шубы"). Для иллюстрации возможного разброса результатов, получаемых с различными параметризациями энергетического функционала, на примере ядра  ${}^6\text{He}$  в таблице 2 даны интегральные характеристики плотностных распределений в двух



вариантах: значения, заключенные в скобки, получены с набором параметров (29), а значения в первой строке получены с функционалом из работы [18]. Влияние такого разброса на угловые распределения упругого рассеяния будет проанализировано в разделе 6. Инспекция рис.1 совместно с таблицей 2 в целом показывает, что результаты расчетов не противоречат представлениям об этих ядрах, как об экзотических ядрах с ярко выраженным нуклонным гало (нуклонной шубой).

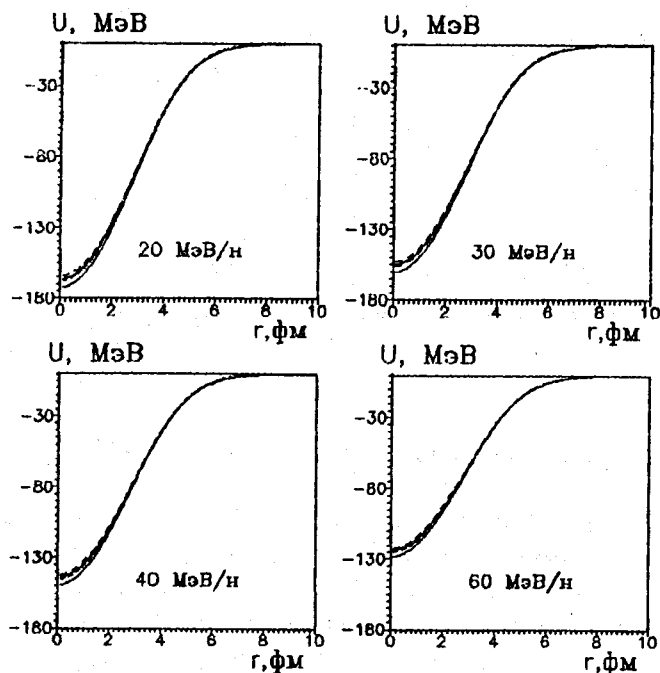


Рис.5. То же, что и на рис.2, для системы  ${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$

#### 4. Фолдинг-потенциалы и их интегральные характеристики

На основе нейтронных и протонных плотностей, построенных в методе функционала плотности и представленных в предыдущем разделе, и четырех типов эффективных нуклон-нуклонных сил, параметры

Таблица 3. Объемные интегралы фолдинг-потенциалов (в  $10^3 \text{МэВ} \cdot \text{Фм}^3$ )

Вариант сил	Энергия МэВ/нуклон	Система			
		${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$	${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$
МЗУ	20	-29.25	-52.68	-50.38	-37.85
	30	-27.23	-49.07	-47.11	-35.32
	40	-25.41	-45.82	-44.16	-33.04
	60	-22.30	-40.27	-39.06	-29.12
DDMЗУ1	20	-30.39	-54.42	-51.50	-39.00
	30	-28.20	-50.50	-47.94	-36.25
	40	-26.22	-46.97	-44.72	-33.77
	60	-22.85	-40.96	-39.18	-29.51
BDMЗУ1	20	-30.57	-54.91	-52.29	-39.43
	30	-28.35	-50.93	-48.64	-36.63
	40	-26.35	-47.34	-45.33	-34.10
	60	-22.93	-41.21	-39.63	-29.74
BDMЗУ2	20	-29.57	-53.10	-50.47	-38.11
	30	-27.42	-49.23	-46.92	-35.38
	40	-25.48	-45.75	-43.71	-32.93
	60	-22.16	-39.80	-38.18	-28.70

которых приведены в таблице 1, в схеме, изложенной в разделе 2, вычислены потенциалы взаимодействия ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  с ядром-мишенью  ${}^{12}\text{C}$  при энергиях от 20 до 60 МэВ/нуклон. Выбранный диапазон значений энергии обусловлен тем, что именно в этом интервале при нескольких значениях энергии к настоящему времени измерены угловые распределения квазиупругого рассеяния рассматриваемых экзотических ядер на мишени  ${}^{12}\text{C}$  (см. соответственно [12], [26], [13] и [27]). Радиальная зависимость вычисленных потенциалов представлена на рис.2-5. В таблице 3 приведены значения объемных интегралов  $J_v$ , а в таблице 4 — значения среднеквадратичных радиусов  $\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$  построенных потенциалов.

Таблица 4. Среднеквадратичные радиусы потенциалов (в Фм)

Вариант сил	Энергия МэВ/ нуклон	Система			
		${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$	${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$
МЗУ	20	4.04	4.35	4.07	4.01
	30	4.04	4.35	4.08	4.01
	40	4.05	4.36	4.09	4.02
	60	4.07	4.37	4.11	4.05
DDMЗУ1	20	4.11	4.42	4.13	4.07
	30	4.11	4.42	4.14	4.08
	40	4.12	4.43	4.15	4.09
	60	4.14	4.45	4.17	4.11
BDMЗУ1	20	4.07	4.39	4.10	4.04
	30	4.08	4.39	4.11	4.05
	40	4.09	4.39	4.12	4.06
	60	4.11	4.41	4.15	4.09
BDMЗУ2	20	4.06	4.37	4.10	4.03
	30	4.06	4.38	4.11	4.04
	40	4.07	4.38	4.12	4.05
	60	4.10	4.40	4.14	4.08

Обсудим полученные результаты. Можно видеть (рис.2-5), что для всех рассматриваемых ядер различия в потенциалах, обусловленные выбором плотностной зависимости эффективных сил, существенны при малых  $R$ , т.е. в области, к которой сечения рассеяния мало чувствительны. В предповерхностной области, оказывающей влияние на сечения рассеяния на средних углах, различия в потенциалах сохраняются, но становятся меньше. Наконец, на радиусе сильного поглощения для всех ядер потенциалы почти одинаковы. Эти закономерности не зависят от частицы-снаряда. Индивидуальность частицы-снаряда проявляется в том, что глубина потенциала при фиксированной энергии увеличивается с ростом массового числа  $A$ , т.е. при переходе от  ${}^6\text{He}$  к  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{Be}$ . Что касается энергетической зависимости потенциалов,

которая в основном обусловлена эффектами однонуклонного обмена, то она значительна, и на данном энергетическом интервале глубины потенциалов с ростом энергии уменьшаются в полтора раза.

Таблица 5. Полные сечения реакций (мб)

Вариант сил	Энергия МэВ/ нуклон	Система			
		${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$	${}^8\text{B}+{}^{12}\text{C}$
МЗУ	20	1355	1839	1506	1437
	30	1269	1706	1428	1358
	40	1200	1604	1364	1292
	60	1089	1448	1260	1185
DDMЗУ1	20	1404	1900	1553	1485
	30	1315	1761	1471	1402
	40	1242	1654	1403	1332
	60	1125	1490	1292	1219
BDMЗУ1	20	1391	1884	1542	1474
	30	1303	1747	1461	1391
	40	1231	1642	1394	1322
	60	1116	1479	1285	1211
BDMЗУ2	20	1367	1853	1520	1450
	30	1280	1719	1441	1370
	40	1210	1615	1374	1302
	60	1096	1455	1267	1192

Такая же картина наблюдается с объемными интегралами  $J_v$  вычисленных потенциалов (см. таблицу 3). В зависимости от фактора  $F(\rho)$  эти интегралы для всех частиц-снарядов меняются в пределах  $4 \div 5\%$ , в то время как с ростом энергии они уменьшаются на  $22 \div 24\%$ , причем влияние  $F(\rho)$  на  $J_v$  несколько ослабевает с ростом массового числа. Ситуация со среднеквадратичными радиусами потенциалов, приведенными в таблице 4, обратная: здесь изменение величин еще меньше, но фактор плотностной зависимости эффективных сил влияет сильнее

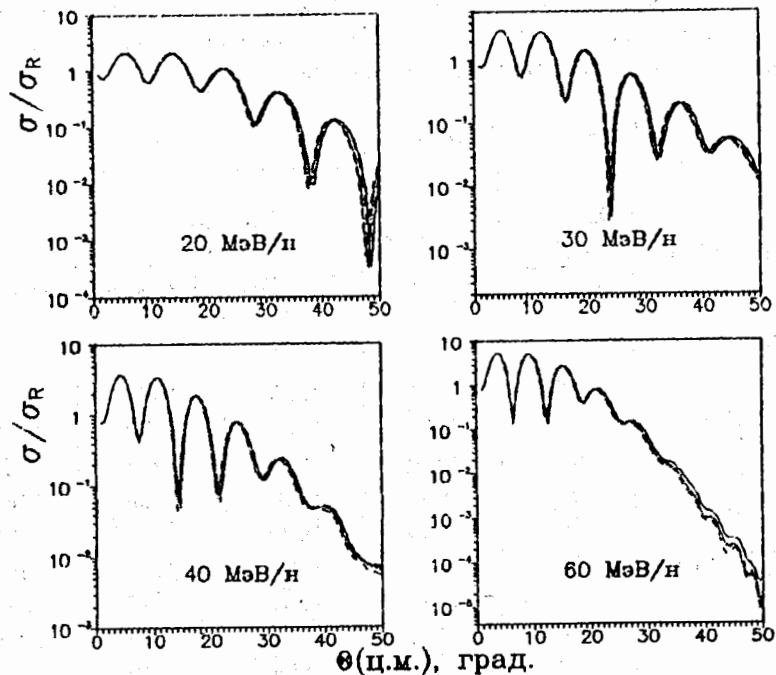


Рис.6. Угловые распределения упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  на  ${}^{12}\text{C}$ ,  $N_w=0.5$ ,  $\alpha_w=0.03$ .  
на  $\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$ , чем изменение энергии.

### 5. Угловые распределения и полные сечения реакций

Используем полумикроскопическую оптическую модель и метод связанных каналов (чтобы учесть связь упругого канала с неупругими) для вычисления угловых распределений упругого рассеяния и полных сечений реакций. Полный оптический потенциал (ОП) в соответствии с [8] имеет следующий вид:

$$U_t(R) = U(R) + i[N_w U(R) - \alpha_w R \frac{dU(R)}{dR}]. \quad (32)$$

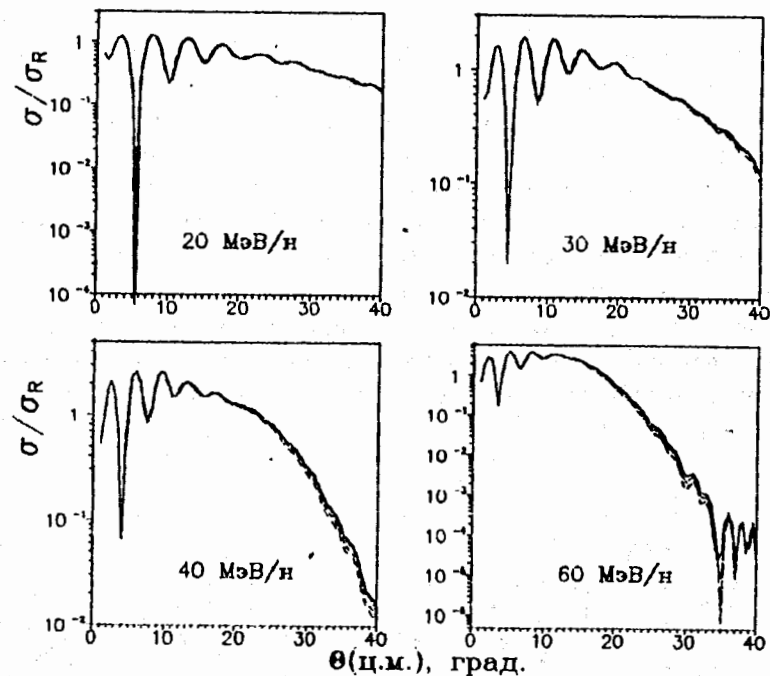


Рис.7. Угловые распределения упругого рассеяния  ${}^{11}\text{Li}$  на  ${}^{12}\text{C}$ ,  $N_w=0.3$ ,  $\alpha_w=0.05$

Здесь  $U(R)$  — потенциал двойной свертки (8), построенной без использования свободных параметров;  $N_w$  и  $\alpha_w$  — параметры, соответственно, объемного и поверхностного поглощения. Эти два свободных параметра подлежат определению из сравнения теоретических угловых распределений и полных сечений реакций с экспериментальными. Отметим, что в стандартной полумикроскопической модели, использующей формфактор Саксона—Вудса, потенциал поглощения содержит шесть свободных параметров. Выбор потенциала поглощения в форме, представленной в (32), с радиальной зависимостью, определяемой комбинацией вещественного фолдинг-потенциала и его пространственного градиента, можно рассматривать как простейшую модель полного ОП.

Строгий микроскопический расчет мнимой части ОП является довольно сложной задачей, требующей знания микроскопических (переходных) плотностей и тонких деталей эффективных сил для конкретной пары сталкивающихся ядер при заданной энергии, и пока не существует надежных методов ее решения. Заметим лишь, что радиальная зависимость мнимой части ОП должна в принципе отличаться, как и должно быть в соответствии с многоканальным подходом [28], от радиальной зависимости вещественной части. Это обстоятельство учитывается в (32) с помощью параметра  $\alpha_w$ . В настоящем разделе представлены результаты методических вычислений с фиксированными параметрами  $N_w$  и  $\alpha_w$ . Их значения для соответствующих систем отвечают оптимальному описанию экспериментальных угловых распределений (см. следующий раздел, а также работу [5]).

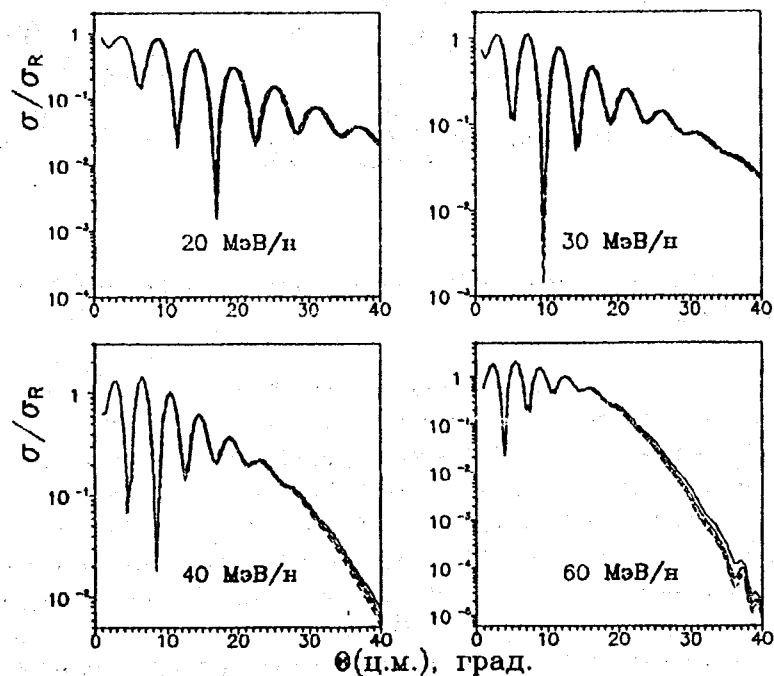


Рис.8. Угловые распределения упругого рассеяния  $^{11}\text{Be}$  на  $^{12}\text{C}$ ,  $N_w=0.4$ ,  $\alpha_w=0.03$

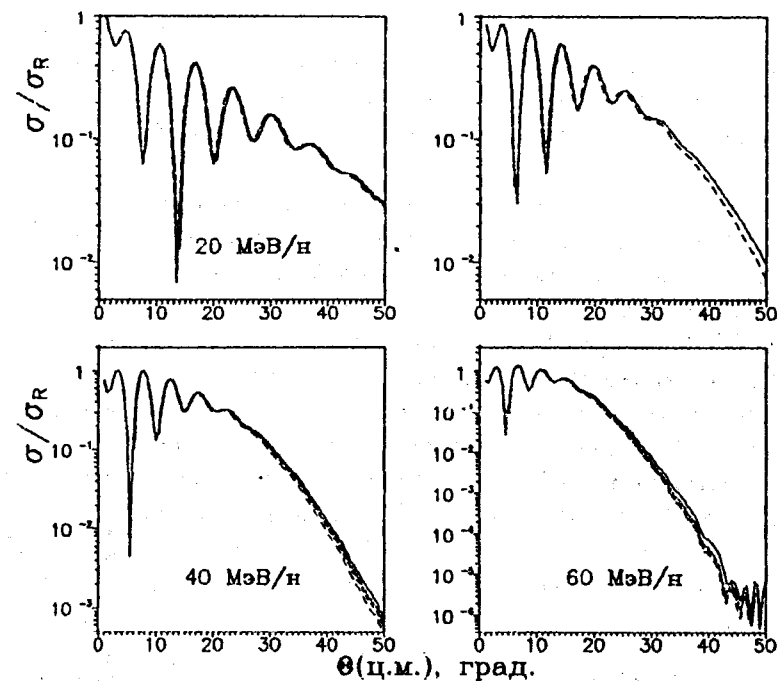


Рис.9. Угловые распределения упругого рассеяния  $^8\text{B}$  на  $^{12}\text{C}$ ,  $N_w=0.5$ ,  $\alpha_w=0.03$

Результаты вычислений представлены на рис.6–9 и в таблице 5. Обсудим их. Можно видеть, что для всех рассматриваемых систем различия в угловых распределениях упругого рассеяния, обусловленные фактором плотностной зависимости эффективных сил, проявляются при углах рассеяния  $\Theta_{\text{ц.м.}}$ , больших  $15 \div 20^\circ$ . При этом различия возрастают с увеличением угла рассеяния, а минимальный угол рассеяния, при котором проявляется фактор плотностной зависимости, уменьшается с ростом энергии. При энергиях 40 и 60 МэВ/нуклон и  $\Theta_{\text{ц.м.}} > 40^\circ$  влияние выбора плотностной зависимости на угловые распределения качественно оказывается таким же, как было обнару-

жено в [10,11] для системы  $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ . К сожалению, сечения рассеяния легких экзотических ядер быстро уменьшаются с ростом угла рассеяния, и в настоящее время экспериментаторам доступен для измерений лишь небольшой угловой диапазон, ограниченный углами рассеяния  $\Theta_{\text{ц.м.}} < 20^\circ$ .

Отметим, что в ряде случаев картина рассеяния носит радужноподобный характер. Для всех систем, за исключением  $^6\text{He}+^{12}\text{C}$ , радужные эффекты проявляются при энергии 40 МэВ/нуклон и большей. Особенно ярко выражены эти эффекты для системы  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$  при энергии 60 МэВ/нуклон. Интегральные характеристики реакций  $\sigma_R$ , так же как и интегральные характеристики потенциалов, меняются незначительно при переходе от одного фактора плотностной зависимости к другому. Как следует из таблицы 5, полные сечения реакций  $\sigma_R$  меняются лишь на  $3 \div 4\%$ , в то время как при увеличении энергии значения  $\sigma_R$  уменьшаются на  $17 \div 21\%$ , причем для  $^{11}\text{Li}$  эти изменения более значительны, чем для других частиц-снарядов. Наиболее сильные изменения сечений  $\sigma_R$  происходят в интервале энергий  $20 \div 40$  МэВ/нуклон.

## 6. Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию

В настоящем разделе изложенный выше полумикроскопический подход используется для анализа угловых распределений упругого рассеяния  $^6\text{He}$  на  $^{12}\text{C}$  при  $E/A=41.6$  МэВ/нуклон и  $^{11}\text{Be}$  на  $^{12}\text{C}$  при  $E/A=49.3$  МэВ/нуклон. В обоих случаях экспериментальные данные были получены с высоким энергетическим разрешением в ГАНИЛ, так что в отличие от предшествующих экспериментов [26,27,29,30] вклад в сечения рассеяния неупругого возбуждения ядра-мишени  $^{12}\text{C}$  был отделен. Однако в случае рассеяния налетающей частицы  $^{11}\text{Be}$  некоторый вклад в сечения рассеяния дает возбуждение первого уровня  $1/2^-$  в  $^{11}\text{Be}$ . Экспериментальные данные по рассеянию  $^6\text{He}$  были получены в работе [12], где также был выполнен их анализ в рамках четырехтельной эйкональной модели. Первый анализ экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния  $^{11}\text{Be}$  на  $^{12}\text{C}$  при  $E/A=49.3$  МэВ/нуклон был проведен в работе [13], причем сами данные были предоставлены в частном сообщении П. Руссел—Шома (ГАНИЛ, Франция).

Полученные экспериментальные данные охватывают небольшой угловой диапазон ( $\Theta_{\text{ц.м.}} < 13^\circ$ ), поэтому в настоящей работе для анализа мы используем лишь один из вариантов эффективных нуклон-нуклонных сил, а именно вариант МЗУ из таблицы 1. Схема построения сечений описана в разделе 5. Полученные результаты представлены на рис.10. Можно видеть, что осцилляции в рассчитанных угловых распределениях, когда мнимая часть оптического потенциала параметризуется в соответствии с формулой (32) с помощью только двух параметров  $N_w$  и  $\alpha_w$ , сдвинуты по фазе по отношению к экспериментальным данным. Расчет выполнен для наборов параметров ( $N_w, \alpha_w$ ), равных (0.5, 0.03) и (0.4, 0.03) для  $^6\text{He}$  и  $^{11}\text{Be}$ , соответственно. Учет дополнительного поверхностного члена вида  $-\alpha_v R \frac{dU(R)}{dR}$  в реальной части потенциала, имеющего такую же структуру, как и поверхностный член в потенциале поглощения, приводит к удовлетворительному описанию экспериментальных данных в обоих случаях (сплошные кривые).

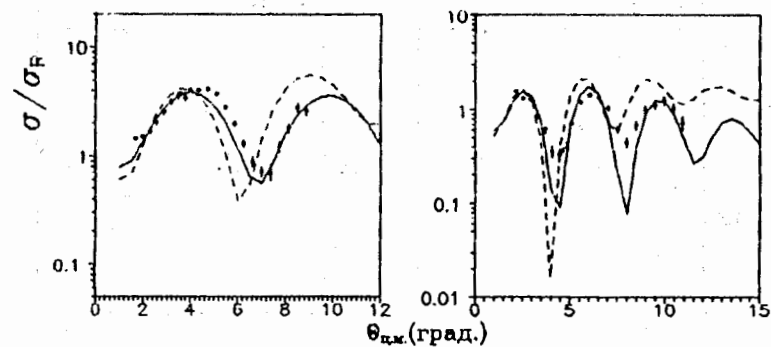


Рис.10. Слева: угловые распределения упругого рассеяния  $^6\text{He}$  на  $^{12}\text{C}$  при энергии 41.6 МэВ/нуклон ( $N_w=0.5, \alpha_w=0.03$ ). Пунктирная кривая — расчет с фолдинг-потенциалом, сплошная — с дополнительным поверхностным членом в реальной части ОП  $\alpha_v=0.15$ . Справа: результаты аналогичных расчетов для системы  $^{11}\text{Be}+^{12}\text{C}$  при энергии 49.3 МэВ/нуклон ( $N_w=0.4, \alpha_w=0.03, \alpha_v=0.07$ )

На рис.11 и в таблице 6 представлены характеристики потенциалов, используемых в анализе: их радиальная зависимость, объемные интегралы и среднеквадратичные радиусы. В обоих случаях дополни-

тельные члены имеют тот же знак, что и основные потенциалы. Для  ${}^6\text{He}$   $\alpha_v=0.15$ , объемный интеграл увеличивается на 45%, а  $\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$  — на 10%, для  ${}^{11}\text{Be}$  вклад дополнительного поверхностного члена меньше:  $\alpha_v=0.07$ , объемный интеграл увеличивается на 32%, а  $\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$  — на 8%. Обычно введение поверхностного члена в реальной части ОП связывают с так называемым динамическим поляризационным потенциалом (ДПП). Этот дополнительный потенциал может быть рассчитан методом функций Грина в рамках многоканальной теории реакций [28]. Однако задача эта довольно громоздкая, и в подавляющем большинстве работ ДПП вводится феноменологически. При таком феноменологическом введении ДПП его знак по отношению к основному вещественному потенциалу зависит от его структуры и может быть различным, — зачастую противоположным, иногда таким же (см., например, [30]). Более того, феноменологический ДПП может менять свой знак в зависимости от межъядерного расстояния [31].

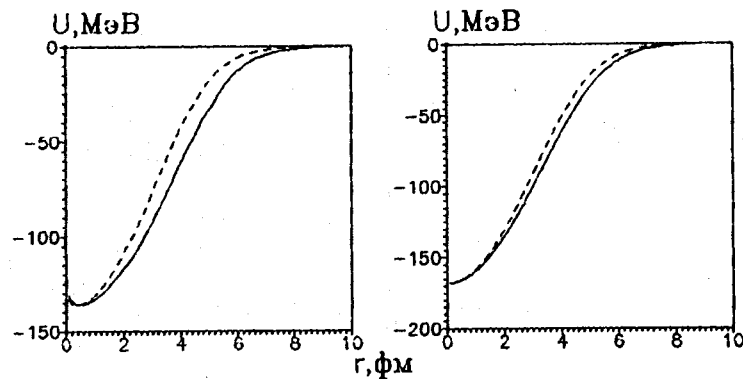


Рис.11. Потенциалы взаимодействия  ${}^6\text{He}$  (слева) и  ${}^{11}\text{Be}$  (справа) с ядром-мишенью  ${}^{12}\text{C}$  при энергиях 41.6 и 49.3 МэВ/нуклон, соответственно. Пунктирные кривые — фолдинг-потенциалы, сплошные кривые — те же потенциалы с добавлением поверхностного члена (см. подпись к рис.10)

В работах [13,32] анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию  ${}^{11}\text{Be}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при  $E/A=49.3$  МэВ/нуклон проводился в рамках глауберовского приближения с учетом неэйконалиных эффектов, а также на основе адиабатического подхода. В обоих случаях ис-

следовалось влияние радиуса распределения вещества  ${}^{11}\text{Be}$  на угловые распределения. Было установлено, что оптимальным значением является  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = 2.9$  Фм. Отметим, что в нашем подходе протонные и нейтронные плотности для всех сталкивающихся ядер рассчитывались независимо от схемы анализа данных по рассеянию, методом функционала плотности. Для  ${}^{11}\text{Be}$  получено  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} \approx 2.6$  Фм (см. таблицу 2), что на 11% меньше, чем в [13,32]. Использование осцилляторного представления для плотности в [33] при анализе сечений взаимодействия  ${}^{11}\text{Be}$  при энергии 800 МэВ/нуклон привело к значению  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2} = (2.52 \pm 0.03)$  Фм. Таким образом, большее значение  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$  для  ${}^{11}\text{Be}$  в работах [13,32] может отвечать неявному учету эффектов

Таблица 6. Интегральные характеристики потенциалов для систем  ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$  и  ${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$

Система	${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$		${}^{11}\text{Be}+{}^{12}\text{C}$	
	$\alpha_v$	$J_v$	$\langle r_v^2 \rangle^{1/2}$	
$\alpha_v$	0	0.15	0	0.07
$J_v, 10^3 \text{МэВ} \cdot \text{Фм}^3$	-25.14	-37.20	-41.67	-54.99
$\langle r_v^2 \rangle^{1/2}, \text{Фм}$	4.05	4.45	4.10	4.43

поляризации остова, что согласуется с результатами анализа, проведенного в настоящей работе. В определенной степени эти соображения касаются и ядра  ${}^6\text{He}$ . В то же время следует отметить, что в рамках фолдинг-модели без учета ДПП не удастся воспроизвести данные по упругому рассеянию (измеренному пока лишь при малых углах) даже при довольно больших вариациях плотностных распределений, отвечающих существенно различным значениям  $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ . Это утверждение иллюстрируется рис.12, где показаны распределения плотности нуклонов в  ${}^6\text{He}$  для двух вариантов (см. таблицу 2) и соответствующие этим вариантам фолдинг-потенциалы и угловые распределения упругого рассеяния  ${}^6\text{He}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 41.6 МэВ/нуклон. Видно, что при малых углах рассеяния рассчитанные угловые распределения для

обоих вариантов мало различаются, и оба плохо согласуются с экспериментом, а различия между вариантами начинают заметно проявляться вне измеренной области углов.

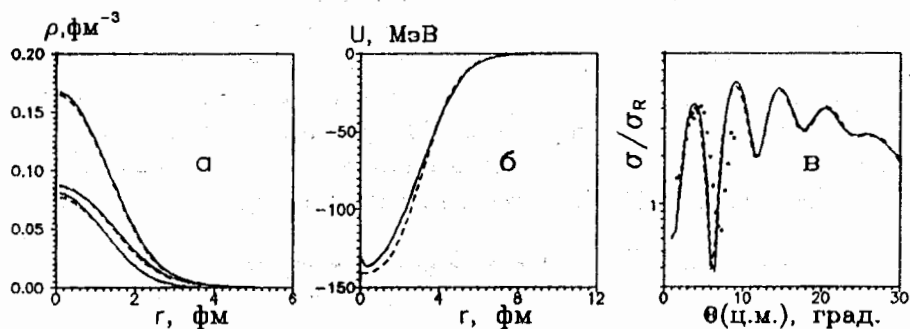


Рис.12. Распределения плотности материи в  ${}^6\text{He}$  (а), фолдинг-потенциалы (б) и угловые распределения упругого рассеяния (в)  ${}^6\text{He}$  на  ${}^{12}\text{C}$  при энергии 41.6 МэВ/нуклон. Сплошные кривые — расчет с параметрами (29) ( $N_w=0.5$ ,  $\alpha_w=0.03$ ), штриховые — с параметрами функционала из работы [18] ( $N_w=0.5$ ,  $\alpha_w=0.03$ )

Введение дополнительного поверхностного притяжения в реальной части ОП, позволяющего существенно улучшить описание угловых распределений в рассмотренных случаях, не является единственной возможностью: с равным успехом можно имитировать роль ДПП комбинацией объемного и поверхностного членов, связывая реальную часть ОП с мнимой через дисперсионные соотношения и вводя упрощающие приближения (например, приближение сепарабельности по пространственным и энергетическим зависимостям [34]). Однако последний подход требует не только введения большего числа параметров, но и глобального анализа экспериментальных данных в широкой области углов и, что наиболее важно, для возможно большого диапазона энергий. Такая программа выполнена, в частности, для упругого рассеяния  ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$  в работе [34], в которой получено указание на явление "аномальной дисперсии" — резкое возрастание объемной дисперсионной поправки к реальной части ОП при энергиях порядка 10–15 МэВ/нуклон; при этом на поверхности суммарная дисперсионная поправка положи-

тельна, а в объеме — отрицательна. Более надежный вывод о величине и радиальном поведении дисперсионных поправок к реальной части ОП в рассеянии экзотических ядер, равно как и о роли соотношения между поверхностным и объемным вкладом в мнимый потенциал, которое также может заметно повлиять на угловые распределения как при малых углах, так и, в особенности, в области радужного рассеяния, можно будет сделать только после появления новых экспериментальных данных.

## 7. Заключение

В рамках модели двойной свертки исследовано влияние различных факторов плотностной зависимости в эффективных силах МЗУ на реальную часть оптических потенциалов, угловые распределения упругого рассеяния и полные сечения в столкновениях легких экзотических ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$  со стабильным ядром  ${}^{12}\text{C}$  при низких энергиях. Эффекты однонуклонного обмена описывались в локализованной форме в формализме матрицы плотности с использованием пространственных нуклонных распределений, полученных для всех ядер на основе метода энергетического функционала. Эти распределения для исследованных нестабильных ядер имеют аномально протяженные "хвосты", что соответствует представлениям о существовании в них нуклонного гало. Мнимая часть оптического потенциала выражалась через реальную с двумя свободными параметрами объемного и поверхностного поглощения, значения которых фиксировались из оптимального описания измеренных угловых распределений. Набор соответствующих экспериментальных данных, полученных к настоящему времени, весьма ограничен как по угловому, так и по энергетическому диапазону, поэтому выводы, которые можно сделать из проведенного исследования, носят в основном качественный характер.

1. Различия в потенциалах, обусловленные различным выбором фактора  $F(\rho)$  плотностной зависимости эффективных сил, наиболее существенны на малых расстояниях. При фиксированной энергии объемные интегралы потенциалов меняются при этом в пределах нескольких процентов, еще меньшим изменениям подвержены их среднеквадратичные радиусы. Наиболее значительна энергетическая зависимость потенциалов, проистекающая от эффектов однонуклонного обмена: в интервале 20 ÷ 60 МэВ глубины потенциалов уменьшаются в полтора раза с ростом энергии.



2. Полные сечения реакций  $\sigma_R$  в зависимости от  $F(\rho)$  меняются лишь на  $(3 \div 4)\%$ , в то время как при увеличении энергии значения  $\sigma_R$  уменьшаются на  $(17 \div 21)\%$ , причем для  $^{11}\text{Li}$  эти изменения более значительны, чем для других ядер.

3. Различия в угловых распределениях упругого рассеяния, связанные с различным выбором  $F(\rho)$ , в рассмотренном диапазоне энергий проявляются при углах  $\Theta_{\text{ф.м.}} > 15 \div 20^\circ$ , причем различия возрастают с ростом угла рассеяния, а с ростом энергии они охватывают более широкую область, т.е. различия начинают сказываться при меньших углах. При энергиях выше 40 МэВ/нуклон картина рассеяния может носить радужноподобный характер, наиболее ярко радужные эффекты проявляются в системе  $^{11}\text{Li}+^{12}\text{C}$  при 60 МэВ/нуклон.

4. Экспериментальные данные по угловым распределениям упругого рассеяния  $^6\text{He}$  на  $^{12}\text{C}$  при  $E/A=41.6$  МэВ/нуклон и  $^{11}\text{Be}$  на  $^{12}\text{C}$  при  $E/A=49.3$  МэВ/нуклон можно удовлетворительно описать, если включить дополнительное слагаемое к реальному фолдинг-потенциалу, что интерпретируется как эффективный учет динамического поляризационного потенциала. Простейший выбор, существенно улучшающий согласие с имеющимися экспериментальными данными, состоит в учете дополнительного поверхностного члена, выраженного через градиент фолдинг-потенциала. Для более надежных выводов о роли и структуре ДПП в реакциях с легкими экзотическими ядрами необходимы дополнительные эксперименты, расширяющие угловой и энергетический диапазон измерений.

Авторы благодарны С.Н. Ершову и С.А. Гончарову за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке Немецкого исследовательского общества (DFG) и Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), проект 98-02-16979.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bertulani C.A., Canto L.F., Hussein M.S. // Phys. Rep. 1993, V.226, P.281.
2. Tanihata I. // J. Phys. G 1996, V.22, P.157.
3. Князьков О.М., Кузмина И.Н., Фаянс С.А. // ЭЧАЯ 1997, Т.28, С.1061.

4. Князьков О.М., Коложжвари А.А., Кузмина И.Н., Фаянс С.А. // ЯФ 1996, Т.59, С.466.
5. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N. et al. // Phys. Lett. 1995, V.B357, P.509.
6. Fayans S.A., Knyazkov O.M., Kuchtina I.N. // Nucl. Phys. 1997, V.A626, P.263c.
7. Bertsch G., Borysowicz J., Mc Manus et al. // Nucl. Phys. 1977, V.A284, P.399.
8. Kobos A.M., Brown B.A., Hodgson P.E. et al. // Nucl. Phys. 1982, V.A384, P.65.
9. Kobos A.M., Brown B.A., Lindsay R. et al. // Nucl. Phys. 1984, V.A425, P.205.
10. Khoa D.T., von Oertzen W. // Phys. Lett. 1993, V.B304, P.8.
11. Khoa D.T., Satchler G.R., von Oertzen W. // Phys. Rev. 1997, V.C56, P.954.
12. Al-Khalili J.S., Cortina-Gil M.B., Roussel-Chomaz P. et al. // Phys. Lett. 1996, V.B378, P.45.
13. Al-Khalili J.S., Tostevin J.A., Brooke J.M. // Phys. Rev. 1997, V.C55, P.R1018.
14. Satchler G.R., Love W.G. // Phys. Rep. 1979, V.55, P.183.
15. Chaudhuri A.K., Sinha B. // Nucl. Phys. 1986, V.A455, P.169.
16. Campi X., Bouyssy A. // Phys. Lett. 1978, V.B73, P.263.
17. Смирнов А.В., Толоконников С.В., Фаянс С.А. // ЯФ 1988, Т.48, С.1661.
18. Fayans S.A., Platonov A.P., Graw G., Hofer D. // Nucl. Phys. 1994, V.A577, P.557.
19. Fayans S.A., Tolokonnikov S.V., Tkykov E.L., Zawischa D. // Phys. Lett. 1994, V.B338, C.1.

20. *Hohenberg P., Kohn W.* // Phys. Rev. 1964, V.136. P.864.
21. *Kohn W., Sham L.* // Phys. Rev. 1965, V.A140. P.1133.
22. *Фаянс С.А., Ходель В.А.* // Письма ЖЭТФ 1973, Т.17. С.633.
23. *Саперштейн Э.Е., Фаянс С.А., Ходель В.А.* // ЭЧАЯ 1978, Т.9, С.221; *Fayans S.A., Saperstein E.E., Khodel V.A.* // Nucl. Phys. 1979, V.A317, P.424; *Khodel V.A., Saperstein E.E.* // Nucl. Phys. 1980, V.A348, P.261.
24. *Khodel V.A., Saperstein E.E.* // Phys. Rep. 1982, V.92 P.185.
25. *Vautherin D., Brink D.* // Phys. Rev. 1972, V.C5, P.626.
26. *Kolata J.J., Zahar M., Smith R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1992, V.69, P.2631.
27. *Pecina I., Anne R., Bazin D. et al.* // Phys. Rev. 1995, V.C52, P.191.
28. *Feshbach H.* // Ann. Phys. 1958, V.5, P.357.
29. *Lewitowicz M., Borcea C., Carstoiu F. et al* // Nucl. Phys.. 1993, A562, P.301.
30. *Zahar M., Belbot M., Kolata J.J. et al* // Phys. Rev., 1994, C49, P.1540.
31. *Гончаров С.А., Князьков О.М., Коложвари А.А.* // ЯФ, 1996, Т.59, С.2771.
32. *Johnson R.C., Al-Khalili J.S., Tostevin J.A.* // Phys. Rev. Lett., 1997, V.79, P.2771.
33. *Tanihata I., Kobajashi I., Yamakawa O. et al* // Phys. Lett., 1988, V.B206, P.592.
34. *Goncharov S.A., Dem'yanova A.S., Ogloblin A.A.* // ENAM98 - Exotic Nuclei and Atomic Masses, Bellaire, Michigan, June 1998, edited by B.M.Sherill, D.J.Morrissey and C.N.Davids, AIP Conference Proceedings 455 (Woodbury, New-York, 1998), p. 510.