

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4077/83

8/8-83

P4-83-279

В.В.Буров, О.М.Князьков¹, А.А.Широкова²
К.В.Шитикова²

АНАЛИТИЧЕСКИЕ ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛЫ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал
"Zeitschrift für Physik A": Atoms and Nuclei"

- ¹ Ленинградский государственный университет
² НИИЯФ Московского государственного университета

1983

§1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время интенсивно развиваются полумикроскопические подходы ^{/1/} для построения потенциалов взаимодействия нуклонов, альфа-частиц и тяжелых ионов с ядрами. Среди этих подходов своей простотой и универсальностью выделяется фолдинг-модель ^{/2-4/}, которая в равной степени применима и к сферическим, и к деформированным ядрам. Фолдинг-потенциалы строятся как для простых, так и для составных частиц. Исходной при этом является информация об эффективных нуклон-нуклонных взаимодействиях и плотности распределения вещества в ядре. Это обстоятельство позволяет избавиться от неоднозначности при описании сечений рассеяния, присущих обычной, оптической модели, и развить последовательную, свободную от большого числа подгоночных параметров, схему анализа экспериментальных данных.

Аналитическая форма вещественной и мнимой частей оптического потенциала делает оптическую модель более удобной для описания экспериментальных результатов по сравнению с обычным вариантом фолдинг-модели. Использование метода гауссоид дало возможность получить аналитические выражения для нуклонных и альфа-частичных потенциалов также в фолдинг-модели ^{/5-7/}. В настоящей работе этот формализм обобщается для систем взаимодействующих тяжелых ионов ^{/§2/}. Плотности распределения вещества в ядре, построенные методом гиперсферических функций, параметризуются в простой форме ^{/§3/} и применяются в расчетах фолдинг-потенциалов для систем, содержащих ионы ⁴He, ⁶Li, ¹²C и ¹⁶O ^{/§4/}. Проводится расчет сечений упругого рассеяния альфа-частиц с энергией 139 МэВ на ядре-мишени ¹²C и сравнение результата расчета с экспериментальными данными ^{/§5/}. В заключении кратко сформулированы основные результаты и выводы работы.

§2. ФОРМАЛИЗМ МОДЕЛИ

В фолдинг-модели потенциал взаимодействия тяжелых ионов определяется двойной сверткой эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия по плотностям распределения вещества в ионах:

$$U_{A_1 A_2}(\vec{R}) = \int \rho_{A_1}(\vec{r}_1) \rho_{A_2}(\vec{r}_2) V_{\text{эфф.}}(|\vec{r}_1 + \vec{R} - \vec{r}_2|) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad /1/$$

После разложения всех величин в правой части по мультиполям вычисление $U_{A_1 A_2}(\vec{R})$ сводится к вычислению двойных радиальных интегралов. Используя, аналогично ^{/5-7/}, метод гауссоид для представления радиальных частей плотности и эффективного взаимодействия, будем иметь:

$$\rho_{A_i}(\vec{r}) = \rho_{0i} \sum_k c_{ki} \frac{r^k}{b_{ki}^k} \exp\left(-\frac{r^2}{b_{ki}^2}\right), \quad /2/$$

$$V(s) = \sum_k V_k \exp\left(-\frac{s^2}{a_k^2}\right), \quad s = |\vec{r}_1 + \vec{R} - \vec{r}_2|. \quad /3/$$

Подставляя /2/ и /3/ в /1/ и проводя в явном виде интегрирование, получим компоненты фолдинг-потенциалов в аналитической форме. Приведем выражение для сферически симметричной части потенциала $U_{A_1 A_2}(\vec{R})$ в том случае, когда в разложении /2/ учтены первые три четных члена:

$$U_{A_1 A_2}(R) = \sum_k \sum_{mn} B_k f_{km1,n2}(R) \exp\left(-\frac{R^2}{\delta_{km1,n2}^2}\right) (m,n = 0,2,4); \quad /4/$$

$$f_{k01,02} = \frac{b_{01}^3 b_{02}^3}{\delta_{k01,02}^3}; \quad /5/$$

$$f_{k21,02}(R) = c_{21} \frac{b_{21}^3 b_{02}^3}{\delta_{k21,02}^3} \left(\frac{3}{2} \frac{\mu_{k02}^2}{\delta_{k21,02}^2} + \frac{b_{21}^2}{\delta_{k21,02}^2} \frac{R^2}{\delta_{k21,02}^2} \right); \quad /6/$$

$$f_{k41,02}(R) = c_{41} \frac{b_{41}^3 b_{02}^3}{\delta_{k41,02}^3} \left(\frac{15}{4} \frac{\mu_{k02}^4}{\delta_{k41,02}^4} + 5 \frac{\mu_{k02}^2 b_{41}^2}{\delta_{k41,02}^4} \frac{R^2}{\delta_{k41,02}^2} + \frac{b_{41}^4}{\delta_{k41,02}^4} \frac{R^4}{\delta_{k41,02}^4} \right); \quad /7/$$

$$f_{k21,22}(R) = c_{21} c_{22} \frac{b_{21}^3 b_{22}^3}{\delta_{k21,22}^3} \left\{ \frac{9}{4} \frac{a_k^2}{\delta_{k21,22}^2} \left(1 + \frac{5}{3} \frac{b_{21}^2 b_{22}^2}{a_k^2 \delta_{k21,22}^2} \right) + \right.$$

$$+ \frac{3}{2} \left(1 - \frac{a_k^2}{\delta_{k21,22}^2} - \frac{10}{3} \frac{b_{21}^2 b_{22}^2}{\delta_{k21,22}^4} \right) \frac{R^2}{\delta_{k21,22}^2} + \frac{b_{21}^2 b_{22}^2}{\delta_{k21,22}^4} \frac{R^4}{\delta_{k21,22}^4} \}; \quad /8/$$

$$f_{k41,22}(R) = c_{41} c_{22} \frac{b_{41}^3 b_{22}^3}{\delta_{k41,22}^3} \left\{ \frac{45}{8} \frac{a_k^2 \mu_{k22}^2}{\delta_{k41,22}} + \frac{105}{8} \frac{\mu_{k22}^2 b_{41}^2 b_{22}^2}{\delta_{k41,22}^6} + \right.$$

$$+ \left[\frac{15}{2} \frac{a_k^2 b_{41}^2}{\delta_{k41,22}^4} + \frac{b_{22}^2}{\delta_{k41,22}^2} \frac{15}{4} \left(1 - \frac{14}{3} \frac{b_{41}^2}{\delta_{k41,22}^2} + 7 \frac{b_{41}^2}{\delta_{k41,22}^4} \right) \right] \frac{R^2}{\delta_{k41,22}^2} +$$

$$+ \left[\frac{3}{2} \frac{a_k^2}{\mu_{k22}^2} \frac{b_{41}^4}{\delta_{k41,22}^4} + 5 \frac{b_{41}^2 b_{22}^2}{\mu_{k22}^2 \delta_{k41,22}^2} \left(1 - \frac{14}{5} \frac{b_{41}^2}{\delta_{k41,22}^2} + \right. \right.$$

$$\left. + \frac{21}{10} \frac{b_{41}^4}{\delta_{k41,22}^4} \right] \frac{R^4}{\delta_{k41,22}^4} + \frac{b_{41}^4 b_{22}^2}{\delta_{k41,22}^6} \frac{R^6}{\delta_{k41,22}^6} \}; \quad /9/$$

$$f_{k41,42}(R) = c_{41} c_{42} \frac{b_{41}^3 b_{42}^3}{\delta_{k41,42}^3} \left\{ \frac{15}{8} \frac{a_k^4}{\delta_{k41,42}^2} + 35 \frac{a_k^2 b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^6} + \right.$$

$$+ \frac{63}{2} \frac{b_{41}^4 b_{42}^4}{\delta_{k41,42}^8} \left. + \left[\frac{75}{4} \frac{a_k^2}{\delta_{k41,42}^2} \left(1 - \frac{a_k^2}{\delta_{k41,42}^2} \right) + \right. \right.$$

$$+ \frac{35}{4} \frac{b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^4} \left(5 - 15 \frac{a_k^2}{\delta_{k41,42}^2} - 18 \frac{b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^4} \right) \left. \right] \frac{R^2}{\delta_{k41,42}^2} +$$

$$+ \left[\frac{15}{4} \left(1 - \frac{a_k^2}{\delta_{k41,42}^2} \right)^2 - 35 \frac{b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^4} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{a_k^2}{\delta_{k41,42}^2} \right) + \right. \quad /10/$$

$$+ \frac{189}{2} \frac{b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^8} \frac{R^4}{\delta_{k41,42}^4} + 5 \frac{b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^4} \left(1 - \frac{a_k^2}{\delta_{k41,42}^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{18}{5} \frac{b_{41}^2 b_{42}^2}{\delta_{k41,42}^4} \right) \frac{R^6}{\delta_{k41,42}^6} + \frac{b_{41}^4 b_{42}^4}{\delta_{k41,42}^8} \frac{R^8}{\delta_{k41,42}^8} \}. \quad /11/$$

$$V_k = \pi^3 \rho_{01} \rho_{02} V_k = a_k^3, \quad \delta_{km1,n2} = \sqrt{a_k^2 + b_{m1}^2 + b_{n2}^2},$$

$$\mu_{kmi} = \sqrt{a_k^2 + a_{mi}^2}.$$

Остальные функции $f_{km1,n2}(R)$ в формуле /4/, а именно: $f_{k01,22}(R)$, $f_{k01,42}(R)$ и $f_{k21,42}(R)$ - определяются соответственно по формулам /6/, /7/ и /9/ с заменой в них индексов ($1 \leftrightarrow 2$, $m \leftrightarrow n$).

Обсудим формулы /4/-/11/. Они являются обобщением выражений, полученных для нуклонных и альфа-частичных потенциалов в аналитической фолдинг-модели /АФМ/ /5-7/. Ранее АФМ была применена для анализа связи между формой потенциала и формой распределения вещества в ядре /6/ и для построения сферически-симметричной части потенциала и формфакторов коллективных неупругих переходов /6,7/. Формулы /4/-/11/ позволяют применить АФМ к описанию упругих взаимодействий тяжелых ионов; соответствующие фолдинг-потенциалы являются также основой для описания неупругих переходов.

К выражению /4/ имеются действительные поправки, связанные с учетом принципа Паули, а также с процессами второго порядка. Точный учет эффектов антисимметризации при построении потенциалов взаимодействия тяжелых ионов затруднителен, поэтому зачастую принцип Паули в этом случае учитывают путем введения в эффективное взаимодействие потенциала нулевого радиуса действия /4/.

Тогда радиальная часть эффективных сил принимает следующую форму:

$$V'(s) = \sum_k V_k \exp\left(-\frac{s^2}{a_k^2}\right) + d(E) \delta(s). \quad /12/$$

Для второго слагаемого в /12/ структура выражений /4/-/11/, в целом, сохраняется с учетом следующей замены:

$$V_k \rightarrow \pi^{3/2} \rho_{01} \rho_{02} d(E), \quad /13/$$

$$a_k \rightarrow 0, \quad \mu_{kmi} \rightarrow b_{mi}, \quad \delta_{km1,n2} \rightarrow \kappa_{m1,n2} = \sqrt{b_{m1}^2 + b_{n2}^2}.$$

Что касается поправок второго порядка к потенциалу /4/, то их вклад в действительную часть фолдинг-потенциала в периферийной области мал /см. напр., /8/ /.

В случае деформированных ядер плотность распределения вещества в ядре имеет компоненты с L , отличным от нуля. Тогда, аналогично формулам /4/-/11/, могут быть получены компоненты потенциала $U_{A_1 A_2}(R)$ с L , отличным от нуля. Эти компоненты простым образом связаны с формфакторами неупругих переходов в коллективной модели.

Отметим, что в работах /9/ и /10/ также развивались аналитические варианты фолдинг-модели. Однако в работе /9/ использовался формализм $SU(3)$ -группы, что предполагает применение модели гармонического осциллятора. А в работе /10/ аналитические фолдинг-потенциалы были получены в кластерном приближении. Представление плотности в форме /2/, принятое в данной работе, отличается от представления гармонического осциллятора и не использует представления о кластеризации ядер.

§3. АНАЛИТИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В ЯДРАХ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

Плотность распределения вещества в ядре, входящая в формулу /1/ для построения фолдинг-потенциалов, может быть построена в рамках микроскопических подходов. Для тяжелых ядер таким подходом является метод Хартри-Фока, а для легких - метод гиперсферических функций /МГСФ/ /11,12/.

Волновая функция ядра A в МГСФ ищется в виде разложения по стандартным гиперсферическим полиномам:

$$\psi = \rho^{-\frac{3A-4}{2}} \sum_{ky} \chi_{ky}(\rho) Y_{ky}(\theta_i), \quad /14/$$

где

$$\int \chi_{ky}^2(\rho) d\rho = 1, \quad y = [f] \epsilon LST$$

и ρ есть коллективная переменная в МГСФ;

$$\begin{aligned} x_1 &= \rho \sin \theta_{n-1} \dots \sin \theta_2 \sin \theta_1 \\ x_2 &= \rho \sin \theta_{n-1} \dots \sin \theta_2 \cos \theta_1 \\ &\dots \\ x_{n-1} &= \rho \sin \theta_{n-1} \cos \theta_{n-2} \\ x_n &= \rho \cos \theta_{n-1} \end{aligned} \quad /15/$$

$$\begin{aligned} \rho^2 &= \sum_{i=1}^n x_i^2 & 0 \leq \rho \leq \infty \\ & & 0 \leq \theta_1 < 2\pi. \end{aligned}$$

Система уравнений на нахождение собственных функций и собственных значений записывается следующим образом:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{\hbar^2}{m} \frac{\mathcal{L}_k(\mathcal{L}_k+1)}{\rho^2} - E \right\} \chi_{ky}(\rho) = \sum_{k'y'} W_{ky}^{k'y'}(\rho) \times \chi_{k'y'}(\rho), \quad /16/$$

где

$$\mathcal{L}_k = k + \frac{3A-6}{2},$$

а $W_{ky}^{k'y'}(\rho)$ - матричные элементы потенциальной энергии нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$V = \sum_{i < j}^A V(r_{ij}), \quad V(r_{ij}) = f(r_{ij}) W_{\sigma\tau}. \quad /17/$$

Решение задачи на собственные значения /16/ дает возможность построить плотности, которые для ядер с $A = 4 \div 16$ выражаются в МГСФ формулой:

$$\begin{aligned} \rho_{ij}(r) &= \frac{16}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{5A-11}{2})}{\Gamma(\frac{5A-14}{2})} \int_0^\infty \frac{(\rho^2-r^2)^{\frac{5A-16}{2}}}{\rho^{5A-13}} \chi_i(\rho) \chi_j(\rho) d\rho + \\ &+ \frac{8}{3} \frac{(A-4)}{\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(\frac{5A-11}{2})}{\Gamma(\frac{5A-16}{2})} \int_0^\infty \frac{r^2(\rho^2-r^2)^{\frac{5A-15}{2}}}{\rho^{5A-13}} \chi_i(\rho) \chi_j(\rho) d\rho, \end{aligned} \quad /18/$$

при этом диагональная плотность нормирована обычным образом:

$$4\pi \int \rho_{ii}(r) r^2 dr = A. \quad /19/$$

В работе /13/ формулы /14/-/19/ были применены для построения плотностей распределения вещества в легких ядрах. Эти плотности отестированы по большой совокупности экспериментальных данных, таких, как энергия связи, средний квадратичный радиус, энергия возбуждения монопольного гигантского резонанса, упругий и неупругий

гий формфакторы. Имея в виду применение для описания взаимодействия тяжелых ионов АФМ, выберем для плотностей распределения вещества в ионах ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ частный вид выражения /2/:

$$\rho(r) = \rho_0 \left[\exp\left(-\frac{r^2}{b_0^2}\right) + c_2 \frac{r^2}{b_2^2} \exp\left(-\frac{r^2}{b_2^2}\right) \right]. \quad /20/$$

Параметры, входящие в формулу /20/, найденные по методу наименьших квадратов и с высокой точностью аппроксимирующие плотности легких ядер, построенные в МГСФ по формулам /15/-/19/, приведены в табл.1.

Таблица 1

Параметры, входящие в формулу /20/, найденные по методу наименьших квадратов и аппроксимирующие плотности легких ядер, построенные в методе гиперсферических функций

A	$\rho_0, \text{Фм}^{-3}$	$b_0, \text{Фм}$	$b_2, \text{Фм}$	c_2
${}^4\text{He}$	0,256	1,400	0,850	0,082
${}^6\text{Li}$	0,133	1,870	1,380	0,080
${}^{12}\text{C}$	0,127	2,040	1,750	1,060
${}^{16}\text{O}$	0,129	1,990	1,750	1,770

Отметим, что введение различных "осцилляторных частот" в параметризацию /20/ на языке оболочечной модели означает учет смешивания конфигураций и значительно улучшает описание плотностей по сравнению с моделью гармонического осциллятора. В то же время использование различных "осцилляторных частот", в отличие, например, от метода резонирующих групп, не усложняет структуру выражений для фолдинг-потенциалов в данном подходе.

§4. ФОЛДИНГ-ПОТЕНЦИАЛЫ И ЭФФЕКТИВНЫЕ НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ СИЛЫ КОНЕЧНОГО РАДИУСА ДЕЙСТВИЯ

В то время как плотность распределения вещества в ядре может быть достаточно надежно установлена в ряде случаев теоретическими или экспериментальными методами, выбор эффективного нуклон-нуклонного взаимодействия содержит определенный произвол. Наиболее достоверная информация о нуклон-нуклонном взаимодей-

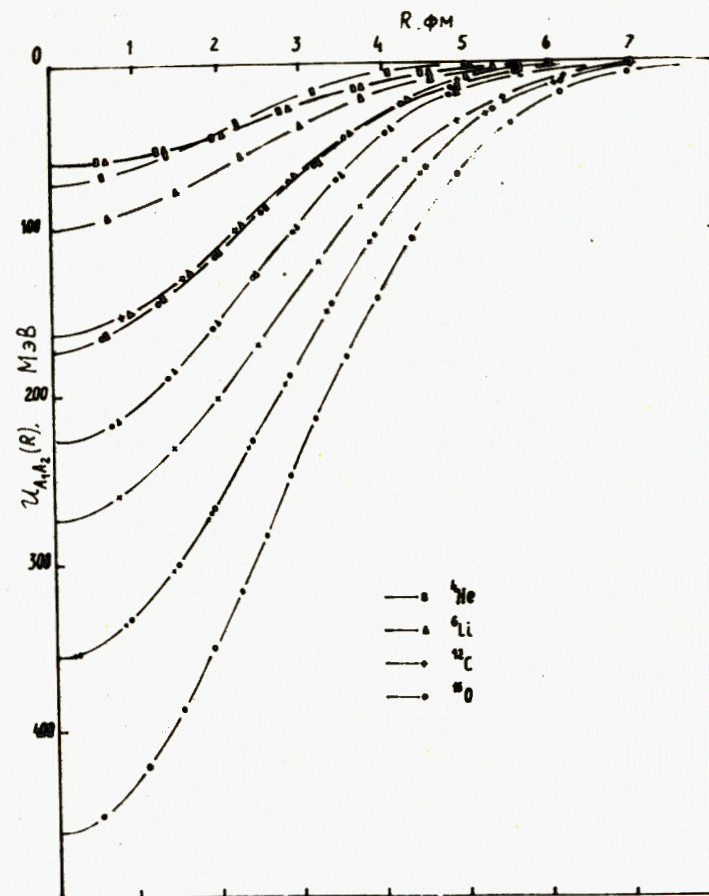


Рис.1. Фолдинг-потенциалы для систем, содержащих ионы ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$.

ви получена из анализа свободного NN-рассеяния. Однако пустотное нуклон-нуклонное взаимодействие сильно перенормируется в такой системе, как ядро. В работе /14/ в рамках теории ядерной материи из пустотных нуклон-нуклонных сил построено так называемое реалистическое МЗУ-взаимодействие, которое было успешно апробировано при описании упругого рассеяния тяжелых ионов /4/. Для наших целей удобно МЗУ-взаимодействие представить в виде /3/, перенормировав юклавскую радиальную зависимость в гауссову. Тогда, в соответствии с /8,7/, для параметров взаимодействия будем иметь следующие значения:

$$V_1 = -601,99 \text{ МэВ}, \quad V_2 = 2256,4 \text{ МэВ}, \quad a_1 = 0,8 \text{ Фм}, \\ a_2 = 0,5 \text{ Фм}, \quad d = -276 / 1 - 0,005 \text{ Е/А/ МэВ Фм}^3.$$

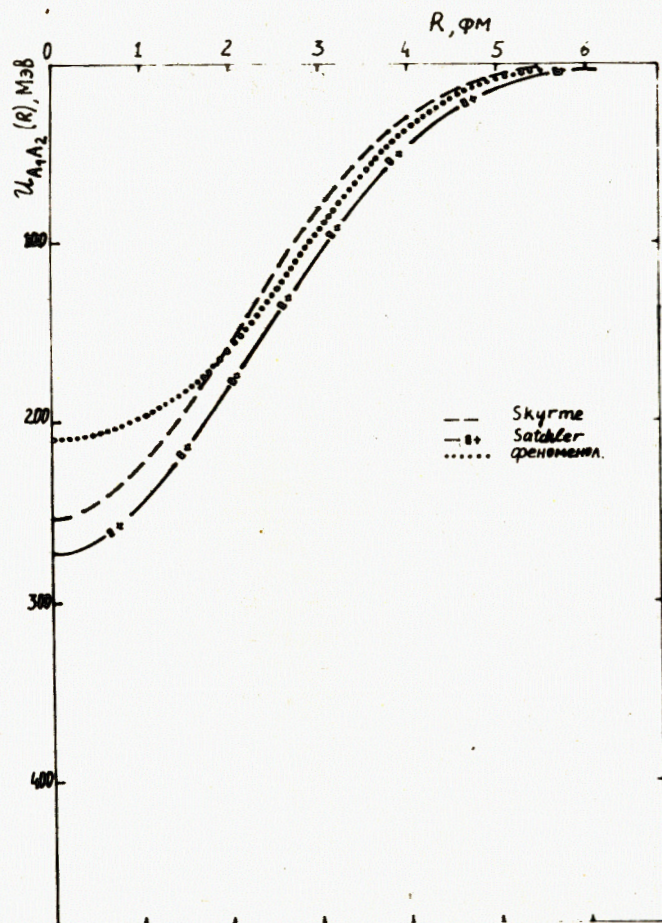


Рис.2. Фолдинг-потенциалы для системы ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$.

Используя эффективные силы конечного радиуса с этими параметрами, а также $\rho(R)$ с параметрами из табл.1, по формулам /4/-/11/ построим фолдинг-потенциалы для систем, содержащих ионы ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$. Соответствующие результаты приведены на рис.1, а также более полные результаты для системы ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ на рис.2. В обзоре /4/ отмечен ряд характерных черт фолдинг-потенциалов. Результаты, представленные на рис.1 и 2, отражают отмеченные особенности потенциалов. Фолдинг-потенциалы являются глубокими, значение их при $R = 0$ с точностью до множителя 2 для всех рассмотренных систем дается выражением $A_1 J_{00} \rho_2(R=0)$, где J_{00} - мощность двухчастичных эффективных сил. Форма потенциалов отличается от радиальной зависимости потенциала Вудса-Саксона.

В следующем параграфе проводится изучение упругого рассеяния альфа-частиц на ядре-мишени ${}^{12}\text{C}$. Поэтому на рис.2 и в табл. 2

Таблица 2

Значения радиусов половинного спада и мощности теоретического и феноменологического потенциалов для системы ${}^4\text{He} - {}^{12}\text{C}$

	$U_{sk}(r)$	$U_{real}(r)$	$U_{opt}(r)$
$R_{1/2}$. ФМ	2,40	2,56	2,80
$J/4A$, МэВ·ФМ ³	323	406	353

приведены более полные результаты для потенциала взаимодействия в этой системе. Можно видеть, что фолдинг-потенциал значительно глубже потенциала оптической модели, использованного в работе /15/ для анализа угловых распределений альфа-частиц с энергией 139 МэВ, упруго рассеянных на ${}^{12}\text{C}$. В поверхностной области ход обеих кривых одинаков, хотя значение фолдинг-потенциала несколько превышает значение оптического потенциала. Как следует из табл.2, радиусы половинного спада и мощности теоретического и феноменологического потенциалов различаются, соответственно, на 9 и 15 процентов. В работе /16/ были проведены расчеты фолдинг-потенциалов с взаимодействием Скирма. Соответствующий результат для системы ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C}$ приведен на рис.2. Кривые, отвечающие взаимодействию Скирма и силам конечного радиуса, подобны для всей области ядра. Однако, как и следовало ожидать, несколько меньше радиус половинного спада для взаимодействия Скирма и на 20% меньше мощность потенциала в этом случае.

§5. "РЕАЛИСТИЧЕСКОЕ" ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 139 МЭВ НА ЯДРЕ ${}^{12}\text{C}$

При взаимодействии тяжелых ионов помимо упругого рассеяния происходит неупругое рассеяние сталкивающихся частиц /процессы с перераспределением нуклонов/. Все эти неупругие механизмы взаимодействия невозможно описать в рамках такого потенциального подхода, как фолдинг-модель. Что касается упругого рассеяния, то оно затрагивает периферийную область сталкивающихся ядер, где справедливо потенциальное описание. В обзоре /4/ показано, что в этих случаях фолдинг-модель находит успешное применение.

В оптической модели поглощение частиц во входном канале описывается введением феноменологической мнимой части оптического потенциала. Как было показано Фешбахом /17/, потенциал поглощения имеет динамическую природу, и для его построения необходимо знать полный спектр возбуждений сталкивающихся ядер. До сих пор

были проведены расчеты вкладов в потенциал поглощения отдельных групп состояний, расчет в полном объеме мнимой части оптического потенциала в настоящее время затруднителен.

В фолдинг-модели используются два варианта для учета потенциала поглощения. В первом варианте форма мнимой части потенциала берется такой же, как и у вещественной части фолдинг-потенциала, а глубина потенциала поглощения регулируется множителем. Таким образом, потенциал поглощения выбирается в виде

$$W_{A_1 A_2}(R) = \alpha U_{A_1 A_2}(R). \quad /21/$$

В этом случае при описании упругого рассеяния имеется единственный свободный параметр α /в отличие от оптической модели с шестью подгоночными параметрами/. Выбор потенциала поглощения в форме /21/ позволяет в ряде случаев описать упругое рассеяние при столкновении тяжелых ионов. Однако более реалистической формой мнимой части оптического потенциала представляется потенциал с радиальной зависимостью Вудса-Саксона. В этом варианте возможен независимый выбор трех параметров потенциала поглощения и, в частности, учет того обстоятельства, что радиус мнимой части оптического потенциала, как правило, больше радиуса вещественной части.

В настоящей работе потенциал поглощения используется в соответствии с формулой /21/. На рис.3 приведены результаты расчетов сечений упругого рассеяния альфа-частиц с энергией 139 МэВ совместно с экспериментальными данными из работы /15/.

Для значения параметра α , равного 0,4, имеется удовлетворительное согласие с экспериментальными данными вплоть до углов рассеяния $\theta = 40^\circ$. В дальнейшем с ростом угла рассеяния экспериментальное сечение падает значительно быстрее, чем теоретическое. Можно назвать целый ряд причин такого расхождения теории с экспериментом. Во-первых, как отмечалось выше, более реалистической формой для потенциала поглощения является форма Вудса-Саксона. Во-вторых, сам фолдинг-потенциал может быть скорректирован за счет некоторых факторов: учет зависимости эффективного взаимодействия от плотности распределения вещества в ядре, вклад процессов второго порядка и т.д.

На рис.3 для сравнения приведен также результат расчета сечения с взаимодействием Скирма. Можно видеть, что различия в угловых распределениях для сил конечного радиуса и сил Скирма незначительны. Поскольку взаимодействие Скирма включает плотностной член, а реалистическое взаимодействие не зависит от плотности распределения вещества в ядре, нельзя сделать однозначного вывода о роли конечного радиуса эффективных сил из данных расчетов.

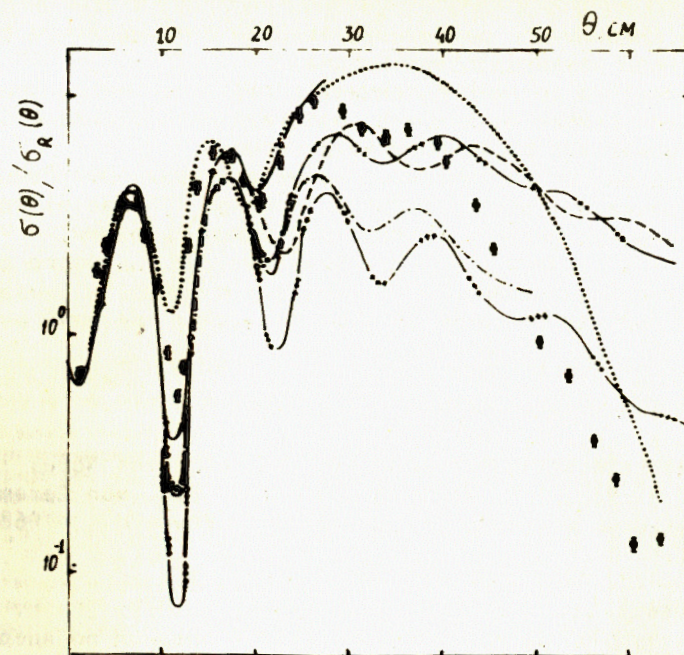
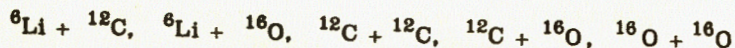
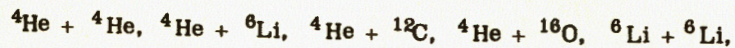


Рис.3. Результаты расчетов сечений упругого рассеяния ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$ при энергии 139 МэВ совместно с экспериментальными данными из работы /15/.
/... R=4,2; $\alpha = 0,47$; $W_0 = -16,9$; Satchler, Love -
x $\alpha = 0,2$; —xx $\alpha = 0,4$; —xxx $\alpha = 0,6$;
Skyrme --- $\alpha = 0,4$; - - - - $\alpha = 0,6$ /.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные результаты и выводы работы:

1. На основе метода гауссоид для плотности распределения вещества в ядре и эффективных нуклон-нуклонных сил построены аналитические фолдинг-потенциалы для систем взаимодействующих тяжелых ионов.
2. Предложена простая параметризация плотности ядер ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ и определены значения соответствующих параметров в рамках метода гиперсферических функций.
3. Построены фолдинг-потенциалы с эффективными силами конечного радиуса для систем



проведено сравнение с феноменологическим потенциалом и с расчетом на основе взаимодействия Скирма.

Показано, что фолдинг-потенциал с эффективными силами конечного радиуса глубже потенциала, рассчитанного с силами Скирма при всех значениях расстояния между ионами.

4. На основе реалистического взаимодействия вычислены сечения упругого рассеяния альфа-частиц с энергией 139 МэВ на ядре-мишени ^{12}C , дано сравнение с экспериментальными данными.

Различие в угловых распределениях для сил конечного радиуса и сил Скирма незначительно, что говорит о важности учета трехчастичных сил при описании упругих сечений с тяжелыми ионами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Microscopic Optical Potentials. In: Lectures Notes in Phys., 1979, p. 89; Proc. Hamburg, 1978 (ed. H.V. von Geramb).
2. Greenless G.W., Pyle G.I., Tang Y.C. Phys.Rev., 1968, 171, p. 1115.
3. Sinha B.C. Phys.Reports, 1975, 20, p. 1.
4. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Reports, 1979, 55, p. 183.
5. Князьков О.М. Прогр. и тезисы XXIX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, "Наука", М., 1979, с. 436; Вестник ЛГУ, сер.Физ.хим., 1980, 10, с. 34.
6. Князьков О.М. ЯФ, 1981, 33, с. 1176.
7. Nefter E.F., Knyazkov O.M. Jahrestagung der DPG/ÖPG, München, 1980, Verh. DPG 1980 (VI), 15, p. 1091; Knyazkov O.M., Nefter E.F. Z.Phys., 1981, A301, p. 277.
8. Vinh-Mau. N.Phys.Lett., 1977, 71B, p. 5.
9. Goto Y., Horinchi M. Progr. Theor.Phys, 1979, 62, p. 662.
10. Kamimura M. Nucl.Phys., 1981, A351, p. 273.
11. Смирнов Ю.Ф., Шитикова К.В. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 847.
12. Касчиев М., Шитикова К.В. ЯФ, 1979, 30, с. 1479.
13. Burov V.V. et al. J. Phys.G: Nucl.Phys., 1981, 7, p. 137.
14. Bertsch G. et al. Nucl.Phys., 1977, A284, p. 399.
15. Smith S.M. et al. Nucl.Phys., 1973, A207, p. 273.
16. Дымаж Р., Молина Х.Л., Шитикова К.В. В кн.: "Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов /сборник аннотаций /ОИЯИ, D7-80-556, с. 68, Дубна, 1980.
17. Feshbach H. Ann.Phys., 1958, 5, p. 357; 1962, 19, p. 287.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1983 года.

Буров В.В. и др.

P4-83-279

Аналитические фолдинг-потенциалы и взаимодействие тяжелых ионов

В рамках аналитической фолдинг-модели получены аналитические выражения для потенциалов в системе взаимодействующих тяжелых ионов. Для плотностей распределения вещества в легких ядрах, вычисленных в методе гиперсферических функций, предложена простая параметризация. Численные расчеты потенциалов с использованием эффективных сил конечного радиуса приведены для систем $^4\text{He} + ^4\text{He}$, $^4\text{He} + ^6\text{Li}$, $^4\text{He} + ^{12}\text{C}$, $^4\text{He} + ^{16}\text{O}$, $^6\text{Li} + ^6\text{Li}$, $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$, $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Полученные результаты сравниваются с результатами, полученными на основе взаимодействия Скирма. Вычислены угловые распределения α -частиц с энергией 139 МэВ, упруго рассеянных ядрами ^{12}C . Проводится сравнение с экспериментальным сечением.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Burov V.V. et al.

P4-83-279

Analytic Folding Potentials and Heavy Ion Interaction

Within the analytic folding model analytic expressions are found for potentials in the system of interacting heavy ions. A simple parametrization is proposed for the distribution densities of matter in light nuclei calculated in the hyperspherical-function method. The potentials are calculated numerically with the use of finite-range effective forces for the systems $^4\text{He} + ^4\text{He}$, $^4\text{He} + ^6\text{Li}$, $^4\text{He} + ^{12}\text{C}$, $^4\text{He} + ^{16}\text{O}$, $^6\text{Li} + ^6\text{Li}$, $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$, $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. The results are compared with those obtained on the basis of the Skyrme interaction. Angular distributions are calculated for the 139 MeV α -particles elastic-scattered by ^{12}C nucleus and compared with the experimental cross section.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Instl

Перевод О.С.Виноградовой.