

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3836/82

16/8-82

P4-82-418

М.В.Стоицов

ВЫЧИСЛЕНИЯ ИОН-ИОННЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МЕТОДЕ  
ЛОКАЛЬНО-МАСШТАБНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

1982

1. При построении ион-ионного потенциала взаимодействия  $V(R)$  между среднетяжелыми и тяжелыми ядрами все чаще используются результаты микроскопических хартри-фоковских /ХФ/ расчетов основных состояний ядер, особенно после применения в них схематичных сил Скирма<sup>/1-3/</sup>. Таким образом в физике тяжелых ионов к принципиальным затруднениям, связанным с учетом эффектов антисимметризации и искажений волновых функций взаимодействующих систем, прибавились и трудности, связанные с решением стационарной ХФ задачи. Поэтому при определении  $V(R)$  приходится прибегать к замене одночастичных волновых функций ХФ функциями, имеющими простой аналитический вид, например, к функциям оболочечной осцилляторной модели<sup>/4-7/</sup>. В полученных таким образом ион-ионных потенциалах  $V(R)$ , с одной стороны допускается существенная неточность из-за неадекватности осцилляторного одночастичного базиса для случаев среднетяжелых и тяжелых ядер, с другой - полностью игнорируется эффект самоогласования, достигнутый в методе ХФ. Вот почему представляет интерес исследование изменений в ион-ионном потенциале, к которым приводит замена волновых функций ХФ на функции осцилляторного одночастичного базиса.

2. В настоящей работе делается попытка проанализировать различие между  $V(R)$  и  $V(R)$  на основе метода локально-масштабного преобразования /МЛМП/, предложенного в работе<sup>/8/</sup>. Как было показано в<sup>/9/</sup>, полученные в МЛМП одночастичные волновые функции  $\{\phi_i\}$  практически воспроизводят точные ХФ результаты для сферически-симметричных ядерных систем. В то же время этот реалистический одночастичный базис, благодаря использованию в<sup>/9/</sup> численного метода стержневых сплайнов<sup>/10/</sup>, имеет простой аналитический вид, что делает его исключительно удобным для приложений в физике тяжелых ионов.

3. В МЛМП, применяемом к осцилляторной детерминантной орбите  $\bar{O} \in X_{\text{ХФ}}$ <sup>/9/</sup>, волновая функция ядра  $A$  представляет слеттеров детерминант из одночастичных волновых функций:

$$\phi_i(r) = \left[ \frac{f^2(r)}{r^2} \frac{df(r)}{dr} \right]^{1/2} \bar{\phi}_i(r), \quad (i=1,2,\dots,A), \quad /1/$$

полученных посредством локально-масштабного преобразования /ЛМП/ осцилляторного одночастичного базиса  $\{\bar{\phi}_i\}$ . ЛМП определяется векторной функцией:

СЕРВИС  
 СИСТЕМА

$$\vec{f}(\vec{r}) = \vec{f}_0 f(r). \quad /2/$$

Скалярная функция ЛМП-  $f(r)$  зависит только от величины  $r = |\vec{r}|$  вектора  $\vec{r}$ , имеющего направление, задаваемое единичным вектором  $\vec{r}_0 = \vec{r}/r$ . Если использовать силы Скимма<sup>/1/</sup>, полная энергия ядерной системы превращается в энергетический функционал от  $f(r)$ , имеющий вид:

$$E[f] = \int \mathcal{E}_f(\vec{r}) d\vec{r}, \quad /3/$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_f(r) = & \frac{\hbar^2}{2M} r + \frac{1}{2} t_0 \left(1 + \frac{x_0}{2}\right) \rho^2 - \left(x_0 + \frac{1}{2}\right) (\rho_n^2 + \rho_p^2) + \\ & + \frac{1}{4} (t_1 + t_2) \rho r + \frac{1}{8} (t_2 - t_1) (\rho_n r_n + \rho_p r_p) + \frac{1}{4} t_3 \rho_n \rho_p \rho + \\ & + \frac{1}{16} (t_2 - 3t_1) \rho \Delta \rho + \frac{1}{32} (3t_1 + t_2) (\rho_n \Delta \rho_n + \rho_p \Delta \rho_p) + \\ & + \frac{1}{2} W (\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{J} + \rho_n \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n + \rho_p \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p). \end{aligned} \quad /3a/$$

Здесь локальная плотность  $\rho_n, \rho_p, \rho = \rho_n + \rho_p$ , плотность кинетической энергии,  $r_n, r_p, r = r_n + r_p$  и спиновая плотность  $\vec{J}_n, \vec{J}_p, \vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p$ , определяются через модельные функции  $\vec{\phi}_i^{(n)}, \vec{\phi}_i^{(p)}$  и функции ЛМП  $f_n, f_p$  для двух сортов частиц посредством равенств:

$$\rho_n(r) = \sum_{i=1}^N |\phi_i^{(n)}|^2, \quad \rho_p(r) = \sum_{i=1}^Z |\phi_i^{(p)}|^2 \quad /4/$$

$$r_n(r) = \sum_{i=1}^N |\vec{\nabla} \phi_i^{(n)}|^2, \quad r_p(r) = \sum_{i=1}^Z |\vec{\nabla} \phi_i^{(p)}|^2 \quad /5/$$

$$\vec{J}_n(r) = \text{Im} \left\{ \sum_{i=1}^N \phi_i^{(n)*} \vec{\nabla} \phi_i^{(n)} \right\}, \quad \vec{J}_p(r) = \text{Im} \left\{ \sum_{i=1}^Z \phi_i^{(p)*} \vec{\nabla} \phi_i^{(p)} \right\} \quad /6/$$

и, согласно /1/, представляют обыкновенные алгебраические функции от  $f(r)$  и ее производных. Решение уравнения стационарности энергетического функционала /3/ определяет функции ЛМП, одночастичный базис /1/ и все остальные характеристики: полную энергию  $E$ , одночастичные энергии  $\epsilon_i$ , плотности  $\rho, r, \vec{J}$  и геометрические характеристики основного состояния ядерной системы. Таким образом, в МЛМП воспроизводятся с удовлетворительной точностью<sup>/9/</sup> результаты, полученные по методу ХФ<sup>/2/</sup>.

В случае, когда  $f(r) = \alpha r$ , минимизация /3/ по константе  $\alpha$ , совпадающей с радиальным параметром  $\alpha = (M\omega/\hbar)^{1/2}$  гармониче-

ского осциллятора, определяет оптимальный осцилляторный базис  $\{\vec{\phi}_i\}$ , который дает для энергии системы значение  $E > E$ .

4. Рассмотрим систему двух взаимодействующих между собой ядер с массами  $A_1$  и  $A_2$ , локализованных в точках  $-\frac{\vec{R}}{2}$  и  $\frac{\vec{R}}{2}$  соответственно, где  $\vec{R} = \vec{R}_2 - \vec{R}_1$  есть расстояние между центрами тяжести  $\vec{R}_i$  ( $i=1,2$ ) двух ядер. Следуя двухкластерной модели<sup>/4/</sup>, полную волновую функцию  $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_{A_1}, \dots, \vec{r}_{A_1+1}, \dots, \vec{r}_{A_1+A_2})$  представляем как произведение волновых функций  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  двух ядер, умноженных на кинематический фазовый фактор относительного движения

$$\Psi = \mathcal{A} \left\{ \left[ \Psi_1 \left(-\frac{\vec{R}}{2}\right) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{R}_1) \right] \left[ \Psi_2 \left(\frac{\vec{R}}{2}\right) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{R}_2) \right] \right\}, \quad /7/$$

где  $\hbar \vec{k}$  - импульс относительного движения,  $\mathcal{A}$  - оператор антисимметризации,  $\mathcal{N}$  - нормировочная постоянная. В "приближении внезапного удара" волновые функции обоих ядер в процессе взаимодействия задаются их асимптотическим видом при  $R \rightarrow \infty$ , где  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  представляют слеттеровы детерминанты, составленные, соответственно, из  $A_1$  и  $A_2$  одночастичных волновых функций базиса /1/, определяющие основное состояние изолированных в бесконечности ядер.

Введем общее обозначение для одночастичных волновых функций системы из  $A = A_1 + A_2$  частиц, равенствами:

$$\psi_{\alpha(1)} \left(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}\right) = \phi_{\alpha(1)} \left(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}\right) \exp\left(i \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}}{A_1}\right) \quad /8/$$

$$\psi_{\beta(2)} \left(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}\right) = \phi_{\beta(2)} \left(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}\right) \exp\left(-i \frac{\vec{k} \cdot \vec{r}}{A_2}\right).$$

Тогда локальная плотность  $\rho$  и плотность кинетической энергии системы принимает вид<sup>/11/</sup>:

$$\rho = \sum_{\alpha(1)\beta(2)} B_{\alpha(1)\beta(2)}^{-1} (\vec{R}, \vec{k}) \psi_{\alpha(1)}^* \psi_{\beta(2)} \quad /9/$$

$$r = \sum_{\alpha(1)\beta(2)} B_{\alpha(1)\beta(2)}^{-1} (\vec{R}, \vec{k}) \vec{\nabla} \psi_{\alpha(1)}^* \vec{\nabla} \psi_{\beta(2)} \quad /10/$$

Здесь  $B_{\alpha(1)\beta(2)}^{-1}$  - суть матричные элементы матрицы  $B^{-1}$ , обратной матрице  $B$  с размерностью  $A \times A$  и элементами:

$$B_{\alpha(1)\beta(2)} = \langle \psi_{\alpha(1)} | \psi_{\beta(2)} \rangle \quad /11/$$

Для сферически-симметричных ядер, члены энергетического функционала  $E[f]$ , зависящие от спиновой плотности, дают малый вклад

в полную энергию связи и могут быть опущены. Тогда энергия  $E(\vec{R}, \vec{k})$  системы взаимодействующих ядер имеет вид /3/ с  $W=0$ , где плотности  $\rho$  и  $\tau$  задаются выражениями /9/ и /10/.

В приближении Борна-Оппенгеймера<sup>/5/</sup> мы определяем потенциал взаимодействия  $V(\vec{R}, \vec{k})$  двух ядер  $A_1$  и  $A_2$  разностью

$$V(\vec{R}, \vec{k}) = E(\vec{R}, \vec{k}) - E_1 - E_2, \quad /12/$$

где  $E_i$  ( $i=1,2$ ) представляет энергию связи  $i$ -го изолированного ядра, полученную в МЛМП<sup>/9/</sup>. Аналогичным способом для случая  $f(r) = \alpha r$  определим ион-ионный потенциал:

$$\bar{V}(\vec{R}, \vec{k}) = \bar{E}(\vec{R}, \vec{k}) - \bar{E}_1 - \bar{E}_2, \quad /13/$$

соответствующий замене в /12/ одночастичных волновых функций  $\{\phi_i\}$  функциями оптимального осцилляторного базиса  $\{\bar{\phi}_i\}$ .

5. Основная трудность при определении  $V(\vec{R}, \vec{k})$  и  $\bar{V}(\vec{R}, \vec{k})$  на этом этапе связана с вычислением матричных элементов /11/ и обращением образованной из них матрицы  $B$ . Даже в случае взаимодействия ядер  $^{16}O - ^{16}O$ ,  $B$  представляет комплексную матрицу  $8 \times 8$ , которую надо вычислить для всякого относительного расстояния  $\vec{R}$  и импульса  $\vec{k}$ . Сами интегралы /12/, /13/ в этом случае представляют сложные многомерные интегралы, определенные в линейном взаимодействии двух ядер. Имея в виду явный вид одночастичного базиса  $\{\phi_i\}$ , мы устанавливаем, что необходимые для определения  $V(\vec{R}, \vec{k})$  вычисления по трудности и объему соизмеримы с вычислениями  $\bar{V}(\vec{R}, \vec{k})$  в осцилляторном одночастичном базисе.

6. В настоящей работе мы вычисляем  $V$  и  $\bar{V}$  для всех пар взаимодействующих ядер  $^4He$ ,  $^{16}O$ ,  $^{40}Ca$ ,  $^{90}Zr$  и  $^{208}Pb$  в случае, когда:

1/ Ион-ионный потенциал не содержит эффектов антисимметризации волновой функции /7/. В этом случае матрица  $B$  совпадает с единичной матрицей и  $B_{\alpha(i)\beta(j)} = \delta_{\alpha(i)\beta(j)}$ . Плотности  $\rho$  и  $\tau$ , согласно /9/ и /10/, принимают вид:

$$\rho(\vec{r}, \vec{R}) = \rho_1 \left( r + \frac{\vec{R}}{2} \right) + \rho_2 \left( r - \frac{\vec{R}}{2} \right) \quad /14/$$

и

$$\tau(\vec{r}, \vec{R}) = \tau_1 \left( r + \frac{\vec{R}}{2} \right) + \tau_2 \left( r - \frac{\vec{R}}{2} \right), \quad /15/$$

где  $\rho_i$ ,  $\tau_i$ , ( $i=1,2$ ) соответствуют плотностям  $i$ -го ядра и определяются равенствами /4/ и /5/. Полученные таким образом потенциалы  $V_{NA}(R)$  и  $\bar{V}_{NA}(R)$  отвечают "фолдинг"-потенциалам<sup>/12/</sup>, которые аппроксимируют  $V(\vec{R}, \vec{k})$  и  $\bar{V}(\vec{R}, \vec{k})$  при малых областях перекрытия взаимодействующих ядер.

2/ Локальная плотность  $\rho(\vec{r}, \vec{R})$  системы имеет вид /14/, а плотность кинетической энергии в изолированных ядрах /5/ и во взаимодействующей системе /10/ в томас-фермиевском /ТФ/ приближении<sup>/13/</sup> задаются, соответственно, равенствами:

$$r(\vec{r}) = \frac{1}{2} \Delta \rho(\vec{r}) + r'_{TF}; \quad r'_{TF} = C_k \rho^{5/3}(\vec{r}); \quad /16/$$

$$r'_{TF}(\vec{r}, \vec{R}) = C_k \left[ \rho_1 \left( r + \frac{\vec{R}}{2} \right) + \rho_2 \left( r - \frac{\vec{R}}{2} \right) \right]^{5/3}, \quad /17/$$

где  $C_k = \frac{3}{5} \left( \frac{3\pi^2}{2} \right)^{2/3}$ . Полученные так из /12/, /13/ потенциалы  $V_{TF}(R)$  и  $\bar{V}_{TF}(R)$  включают<sup>/5/</sup> до 75% эффектов антисимметризации в области, расположенной /по  $R$ / правее суммы среднеквадратичных радиусов взаимодействующих ядер - приблизительно равной критическому радиусу  $D = 1,5(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ .

7. Расчеты, основная часть которых состоит в вычислении по методу Симпсона двукратных интегралов, определенных в области перекрытия ядерных плотностей, проведены на ЭВМ (CDC-6500). Осцилляторный параметр для протонных /нейтронных/ функций  $\phi_i^{(p)}$  ( $\phi_i^{(n)}$ ) имеет значения /в МэВ/:  $\hbar\omega_{He} = 18,1 / 18,3$ ;  $\hbar\omega_O = 14,0 / 14,3$ ;  $\hbar\omega_{Ca} = 11,0 / 11,3$ ;  $\hbar\omega_{Zr} = 8,7 / 9,4$ ;  $\hbar\omega_{Pb} = 6,6 / 7,3$ . При этом выборе осцилляторного базиса использованы функции ЛМП, полученные в работе<sup>/9/</sup>.

8. На рис.1 показан типичный вид ядерной части  $V_N$  ион-ионных потенциалов  $V_{TF}(R)$  /сплошная линия/ и  $\bar{V}_{TF}(R)$  /пунктирные линии/. Видно, что, как правило, потенциалы, полученные с волновыми функциями /1/, которые близки к решениям ХФ, менее глубоки и более узки по сравнению с потенциалами, полученными с осцилляторными функциями  $\{\bar{\phi}_i\}$ . Различия становятся значительными в области тяжелых ядер, где минимумы  $\bar{V}_{TF}^{(0)}$  потенциалов  $\bar{V}_{TF}(R)$  почти в два раза превосходят, по абсолютному значению, минимумы  $V_{TF}^{(0)}$  потенциалов  $V_{TF}(R)$ . Точки  $\bar{R}_{TF}^{(0)}$ , в которых достигаются минимумы потенциалов  $\bar{V}_{TF}(R)$ , перемещаются влево от  $R_{TF}^{(0)}$  потенциалов  $V_{TF}(R)$ , в направлении меньших значений относительного расстояния  $R$ .

На рис.2 изображена зависимость  $V_{TF}^{(0)}$  и  $\bar{V}_{TF}^{(0)}$  от параметра  $R_A = A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ . Видно, что если  $V_{TF}(R)$  дает для зависимости  $V_{TF}^{(0)}(R_A)$  почти прямую линию ( $V_{TF}^{(0)} = 19,09 - 9,09R_A$ ), то подобное поведение  $\bar{V}_{TF}^{(0)}(R_A)$  проявляется до  $R_A = 7$ , после чего сильно отклоняется от прямой.

Зависимость положений минимумов  $R_{TF}^{(0)}$  и  $\bar{R}_{TF}^{(0)}$  от  $R_A$  показана на рис.3. Как значения  $R_{TF}^{(0)}(R_A)$  /сплошная линия/, так и  $\bar{R}_{TF}^{(0)}(R_A)$  /пунктирная линия/, могут быть аппроксимированы прямыми линиями ( $\sim aR_A$ ), которые проходят через начало координатной системы, причем  $a = a = 0,05$  Фм.

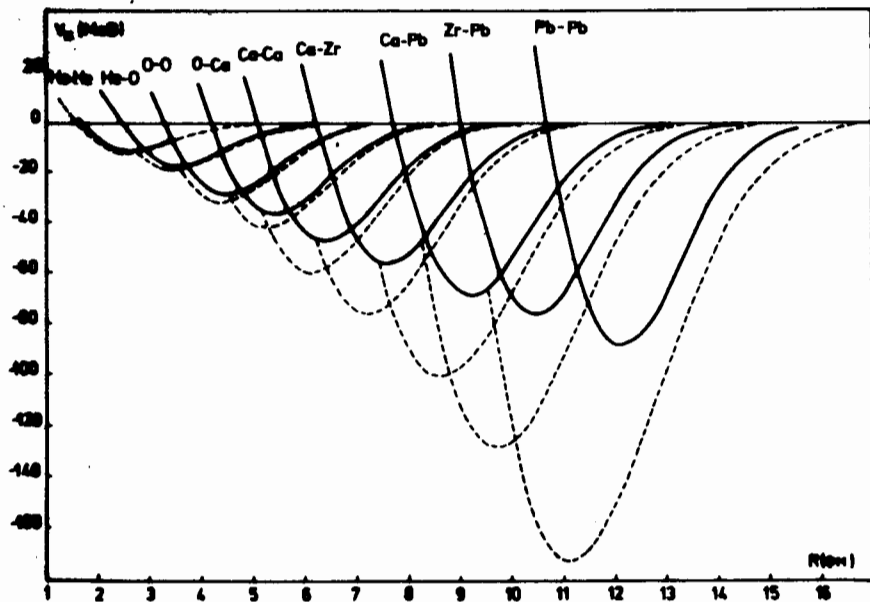


Рис.1. Ядерная часть ион-ионных потенциалов в ТФ-приближении для кинетической энергии.

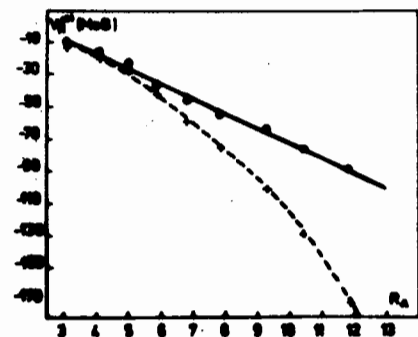


Рис.2. Минимум ион-ионных потенциалов  $V_{TF}(R)$  и  $\bar{V}_{TF}(R)$  как функция величины  $R_A = A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ .

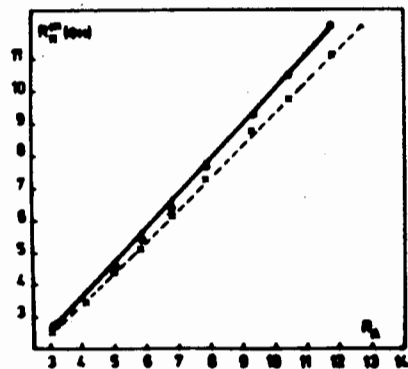


Рис.3. Зависимость положения минимума ион-ионных потенциалов  $V_{TF}(R)$  и  $\bar{V}_{TF}(R)$  от величины  $R_A$ .

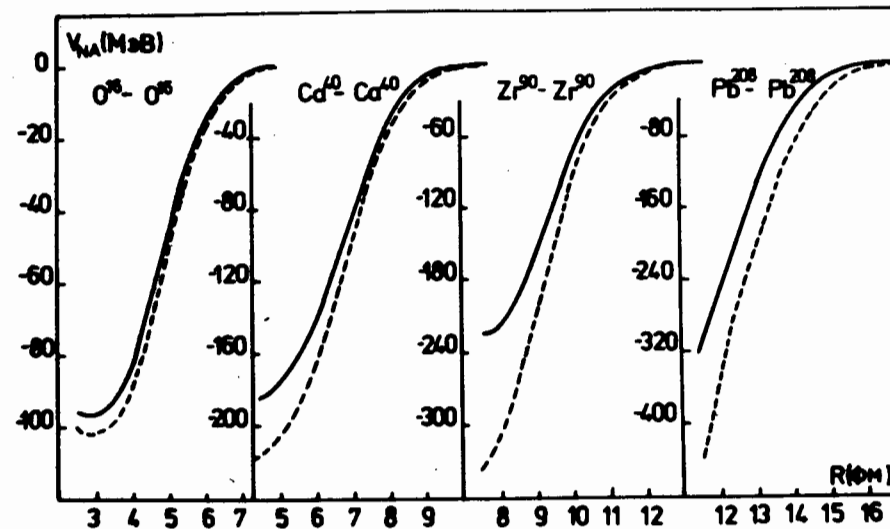


Рис.4. Ядерная часть ион-ионных потенциалов без учета эффектов антисимметризации.

Аналогичное поведение имеет и разница между потенциалами  $V_{NA}(R)$  /сплошные линии/ и  $\bar{V}_{NA}(R)$  /пунктирные линии/, изображенными на рис.4. Это потенциалы, у которых нет отталкивающего кора при  $R \rightarrow 0$ , поскольку при их получении игнорируются эффекты антисимметризации в волновой функции взаимодействующей системы.

Процессы упругого рассеяния ядер чувствительны прежде всего к поверхностной области ион-ионного потенциала, расположенной правее критического радиуса  $D$ . В дифференциальном сечении рассеяния участвует сумма ядерной части  $V_N(R)$  ион-ионных потенциалов и кулоновского потенциала  $V_C(R)$ . Последний записываем в виде:

$$V_C(R) = e^2 \frac{Z_1 Z_2}{R} \quad /18/$$

где  $Z_i$ , ( $i=1,2$ ) - число протонов в  $i$ -том из взаимодействующих ядер. Определим место  $R_B$  кулоновского барьера для суммарного потенциала  $V = V_N + V_C$ . На рис.6 изображена величина  $V_B$  ядерной части полученных потенциалов в точке  $R_B$  как функции от параметра  $\gamma_B = R_B/R_A$ . Зависимость  $\gamma_B$  от величины  $(Z_1 Z_2)/R_A$  дана на рис.5. Для пар легких взаимодействующих ядер  $\gamma_B > 1,4$  фм/ потенциалы  $V(R)$  и  $\bar{V}(R)$  дают приблизительно

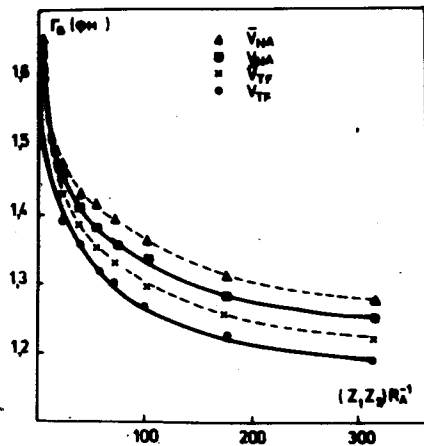


Рис.5. Положение кулоновского барьера для вычисленных ион-ионных потенциалов.

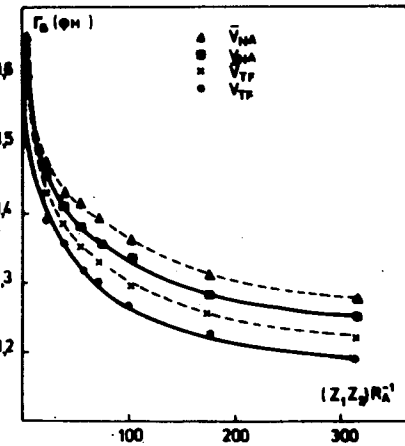


Рис.6. Величина ядерной части ион-ионных потенциалов в точке кулоновского барьера как функция величины  $r_B$ .

одинаковые результаты для  $V_B$  в месте положения кулоновского барьера. В этом случае осцилляторный базис с успехом может заменить сложные одночастичные волновые функции ХФ. В области средних и особенно тяжелых / $r_B < 1,3$  Фм/ взаимодействующих систем различия между  $V_B$  и  $\bar{V}_B$  становятся существенными, и использовать функции осцилляторного базиса нельзя.

9. Разумеется, для точного количественного анализа экспериментальных данных по взаимодействию между сложными атомными ядрами необходимо определение  $V(\vec{R}, \vec{k})$  с корректным учетом антисимметризации и зависимости от энергии налетающей частицы. При этом необходим и оптимальный выбор параметров Скирма<sup>3/</sup>, которые адекватно отражали бы особенности взаимодействующих систем. Однако из данной работы могут быть сделаны следующие общие выводы:

1/ Использование осцилляторного базиса, хотя и упрощает необходимые численные расчеты ион-ионных потенциалов, дает существенные различия в области среднетяжелых и тяжелых ядер.

2/ Полученные в осцилляторном базисе потенциалы более глубоки и более широки по сравнению с потенциалами, полученными в методе ХФ. Наблюдается смещение как места их минимума, так и положение кулоновского барьера в направлении малых  $R$ , причем значения потенциалов в этих точках значительно превышают истинные /ХФ/ их значения.

3/ Для реалистических расчетов удобен полученный в МЛМП /9/ одночастичный базис, который воспроизводит с удовлетворительной точностью результаты решения стационарной ХФ-задачи и имеет простой аналитический вид.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Vautherin D., Brink D. Phys.Lett., 1970, 32B, p.149.
2. Vautherin D., Brink D. Phys.Rev., 1972, C5, p.626.
3. Beiner M. et al. Nucl.Phys., 1975, A238, p.29.
4. Fliessbach T. Z.Phys., 1971, 247, p.117.
5. Brink D., Stancu F. Nucl.Phys., 1975, A243, p.175.
6. Goritz G., Mosel V. Z.Phys., 1976, A277, p.243.
7. Zint P. Z.Phys., 1977, A281, p.373.
8. Петков И., Стоицов М. Доклады БАН, 1981, 34, с.1657; Петков И., Стоицов М. ОИЯИ, Р4-82-349, Дубна, 1982.
9. Петков И., Стоицов М. ОИЯИ, Р4-82-385, Дубна, 1982.
10. Александров Л., Караджов Д. ЖВМ и МФ, 1980, 20, с.923.
11. Brink D. Scuola Internazionale di Fisica E.Fermi, 1965, course 36, p.247.
12. Flecuner J., Mosel U. Nucl.Phys., 1977, A277, p.170.
13. Stancu F., Brink D. Nucl.Phys., 1976, A270, p.236.
14. Ngo C. et al. Nucl.Phys., 1975, A240, p.353.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 июня 1982 года.



Стоицов М.В.

P4-82-418

Вычисления ион-ионных потенциалов взаимодействия  
в методе локально-масштабного преобразования

Рассматривается возможность применения метода локально-масштабного преобразования в приближении Хартри-Фока, для определения ион-ионных потенциалов взаимодействия. Для реалистических расчетов удобен полученный одночастичный базис, который воспроизводит с удовлетворительной точностью результаты решения стационарной хартри-фоксовской задачи и имеет простой аналитический вид. Вычислены ион-ионные потенциалы с силами Скинра, без учета эффектов антисимметризации и при частичном учете этих эффектов для всех пар взаимодействующих сферических ядер:  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$ . Рассматриваются изменения в ион-ионных потенциалах, к которым приводит замена волновых функций Хартри-Фока на функции осцилляторного базиса.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Stoitsov M.V.

P4-82-418

Calculations of the Ion-Ion Interaction Potentials  
in Local-Scale Transformation Method

The possibility for application of the local-scale transformation method in Hartree-Fock approximations for the determination of the ion-ion interaction potentials is considered. For realistic calculations it is convenient to use the obtained one-particle basis, which reproduces the results of the stationary Hartree-Fock problem with satisfactory accuracy and has simple analytic form. The ion-ion potentials are calculated with the Skyrme forces when neglecting the antisymmetrization effects and also partially taking them into account for all pairs of interacting spherical nuclei:  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{40}\text{Ca}$ ,  ${}^{90}\text{Zr}$ ,  ${}^{208}\text{Pb}$ . The changes in the ion-ion potentials, caused by the use of the oscillator bases wave functions instead of the Hartree-Fock ones, are considered.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.