



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-85-908

О.М.Князьков\*, И.Н.Кухтина, Г.А.Феофилов\*

ЕДИНОЕ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ  
РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ И  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРАХ

Направлено в "Journal für Physik"

\*

Ленинградский государственный университет

1985

## § 1. Введение

Исследование взаимодействия  $\alpha$ -частиц низких энергий с ядрами в рамках фолдинг-модели привело к выводу о необходимости учета зависимости эффективных сил от плотности распределения вещества в ядре (см., например, /1-4/). Эта плотностная зависимость вводится либо для эффективного нуклон- $\alpha$ -частичного взаимодействия /1,2/, либо для эффективных нуклон-нуклонных сил /3,4/. При низких энергиях наряду с многочастичными нуклон-нуклонными корреляциями, моделируемыми плотностной зависимостью эффективного взаимодействия, существенную роль также играют обменные нуклон-нуклонные корреляции, обусловленные действием принципа Паули. Они дают значительный вклад в альфа-частичный потенциал /5/.

Явный учет обменных корреляций связан с большими вычислительными трудностями, поэтому обычно при построении потенциала взаимодействия составных частиц с ядрами ограничиваются введением в эффективное нуклон-нуклонное взаимодействие псевдопотенциала нулевого радиуса действия /6/. Такому способу учета обменных эффектов присущ ряд недостатков. Во-первых, для объяснения энергетической зависимости оптического потенциала (ОП) необходима параметризация энергетической зависимости псевдопотенциала. Во-вторых, при описании неупругого рассеяния необходима также дополнительная параметризация зависимости псевдопотенциала от переданного ядру-мишени момента. Наконец, в случае нуклонов явный учет обменных нуклон-нуклонных корреляций в формализме матрицы плотности приводит к эффектам (перенормировка нуклон-фононного взаимодействия /7/, эффект смешивания мультиполей /8,9/), не описываемым в приближении псевдопотенциала. Таким образом, описание на единой основе взаимодействия нуклонов и составных частиц с ядрами при низких энергиях требует выхода за рамки этого приближения.

В работах /9,10/ был развит полумикроскопический подход (ПМП) к описанию взаимодействия нуклонов низких энергий с ядрами, в котором одновременно учитываются многочастичные и обменные нуклон-нуклонные корреляции. В настоящей работе ПМП обобщается на случай описания взаимодействия  $\alpha$ -частиц низких энергий с ядрами. В §2 излагается формализм подхода, а в §3 проводится в рамках единой схемы

анализ взаимодействия протонов с энергией 25,05 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ с ядром мишени  $^{90}\text{Zr}$ .

## § 2. Формализм подхода

В фолдинг модели потенциал взаимодействия  $\alpha$ -частицы с ядром определяется интегралом двойной свертки.

$$U^{\alpha A}(\vec{R}) = \iint \rho_{\alpha}(\vec{r}_1) \rho_A(\vec{r}_2) v(|\vec{r}_1 - \vec{R} + \vec{r}_2|) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2. \quad (1)$$

Это - так называемый прямой член в ОП. Вычисление обменного члена, обусловленного учетом антисимметризации волновой функции составной системы относительно перестановок пар нуклонов из  $\alpha$ -частицы и ядра-мишени, связано с громоздкими расчетами и осуществимо в рамках метода резонирующих групп /11/, в основном, для ядер с  $A = 4n$ . Поэтому при описании взаимодействия тяжелых ионов используется обычно так называемое МЗУ-взаимодействие /6/, в котором обменные эффекты учитываются введением псевдопотенциала нулевого радиуса действия. Простая структура МЗУ-взаимодействия позволила развить аналитическую фолдинг-модель /12-14/ для описания взаимодействия составных частиц с ядрами. Использование МЗУ-взаимодействия оказалось успешным /15/ при анализе столкновений тяжелых ионов. Однако в случае  $\alpha$ -частиц потребовалась модификация этого взаимодействия и учет его зависимости от плотности распределения вещества в ядре /3,4/. При описании упругого и неупругого рассеяния нуклонов низких энергий на ядрах существенным является учет обменных нуклон-нуклонных корреляций в явном виде /7-9, 16-18/. Таким образом, для единого описания взаимодействия  $\alpha$ -частиц и нуклонов низких энергий с ядрами необходима схема расчета, в которой одновременно учитывается принцип Паули и плотностная зависимость эффективных нуклон-нуклонных сил.

Реальную часть  $\alpha$ -частичного ОП можно вычислить, используя интеграл однократной свертки, по формуле

$$U^{\alpha A}(\vec{R}) = \int U^{NA}(\vec{R}-\vec{r}) \rho_{\alpha}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (2)$$

Подстановка в (2) вместо  $U^{NA}(\vec{r})$  нуклонного потенциала, построенного в фолдинг-модели, дает выражение для  $U^{\alpha A}(\vec{R})$ , эквивалентное формуле (1). Имея в виду учет корреляций при описании взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами, используем для  $U^{NA}(\vec{r})$  выражения, построенные в рамках ПМП в работах /7,9/. Свертка (2) взаимодействия  $U^{NA}(\vec{r})$  по плотности распределения вещества в  $\alpha$ -частице приведет тогда к выражениям для  $U^{\alpha A}(\vec{R})$ , учитывающим многочастичные и обменные нуклон-нуклонные корреляции. В этом случае формулы (1) и (2) дадут эквивалентные результаты только в нулевом приближении по нуклон-нуклонным корреляциям.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Согласно ПМП для нуклонных ОП и формфакторов неупругих переходов в случае деформированных четно-четных ядер будем иметь следующие выражения:

$$U_0^{NA}(s) = U_0^D(s) + d\rho_0^2(s) + I_{00}(s) \frac{1+\alpha^2(s)I_{02}(s)I_{00}(s)}{1-\alpha(s)I_{01}(s)} + \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^2 \rho_{\lambda 0}^2(s) + \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^2 I_{\lambda 1}(s) \alpha(s) \cdot [U_{\lambda 0}^D(s) + 2d\rho_0(s) \rho_{\lambda 0}(s) + I_{\lambda 0}(s)], \quad (3)$$

$$U_{LO}^{NA}(s) = \beta_L [1 + I_{01}(s) \alpha(s)] [U_{LO}^D(s) + 2d\rho_0(s) \rho_{LO}(s) + I_{LO}(s)] + \beta_L I_{L1}(s) \alpha(s) I_{00}(s) + \frac{1}{\sqrt{4\pi}} d \sum_{\lambda \lambda'} S_{L\lambda \lambda'}^{\beta \beta} \beta_{\lambda 0}(s) \rho_{\lambda' 0}(s) + \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{\lambda \lambda'} S_{L\lambda \lambda'}^{\beta \beta} I_{\lambda 1}(s) \alpha(s) [U_{\lambda 0}^D(s) + 2d\rho_0(s) \rho_{\lambda 0}(s) + I_{\lambda 0}(s)]. \quad (4)$$

Здесь  $I_{\lambda n}(s)$  - обменные интегралы,  $I_{\lambda 0}(s)$  при  $\lambda \neq 0$  определяются формулой

$$I_{\lambda 0}(s) = \sqrt{4\pi} \int_0^{\infty} v_E(t) \rho_{\lambda 00}(s, t) j_0(k_0(s) t) t^2 dt, \quad (5)$$

во всех остальных случаях  $I_{\lambda n}(s)$  определяются соотношениями

$$I_{\lambda n}(s) = \frac{1}{n!} \int_0^{\infty} v_E(t) \rho_{\lambda 00}(s, t) j_n(k_0(s) t) t^{n+2} dt. \quad (6)$$

$U_0^D(s)$  и  $U_{\lambda 0}^D(s)$  - оптический потенциал и формфакторы неупругих переходов, вычисленные в рамках простой Фолдинг-модели (без учета корреляций):

$$U_0^D(s) = \int v_{D\lambda}(s, s') (s')^2 \rho_{\lambda 0}(s') ds' \quad (7)$$

$$U_{\lambda 0}^D(s) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} U_{00}^D(s) \quad (8)$$

$S_{L\lambda \lambda'}$  - угловые части:

$$S_{L\lambda \lambda'} = \left[ \frac{(2\lambda+1)(2\lambda'+1)}{2L+1} \right]^{1/2} c^2(\lambda_0 \lambda' 0 | L_0); \quad (9)$$

$\rho_{\lambda 00}(s, t)$  -  $\lambda$  - компоненты матрицы плотности  $\rho(\vec{s}, \vec{t})$ :

$$\rho_{\lambda 00}(s, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \int \rho(\vec{s}, \vec{s} + \vec{t}) Y_{\lambda 0}(\vec{w}_s) d\vec{w}_s d\vec{w}_t. \quad (10)$$

В результате локализации, проведенной в соответствии с работой /19/, нелокальных обменных членов величины  $I_{\lambda 0}(s)$  явно зависят от импульса нуклона, который определяется формулой

$$k_0^2(s) = \frac{2\mu}{h^2} \left[ E - U_0^D(s) - d\rho_0^2(s) - \frac{1}{4\pi} \sum_{\lambda} \beta_{\lambda}^2 \rho_{\lambda 0}^2(s) - \frac{1}{2} (1 - \tau_{Oz}) v_C(s) \right], \quad (11)$$

где  $\tau_{Oz} = -I$  в случае протонов и  $\tau_{Oz} = I$  в случае нейтронов. Неогворенные обозначения в формулах (3) - (11) можно найти в /7,9/. Отметим, что в формулах (3) и (4) в отличие от /7,9/ учтен также неаддитивный вклад в ОП и формфакторы неупругих переходов многочастичных и обменных нуклон-нуклонных корреляций.

Параметры  $\beta_{\lambda}$ , входящие в формулы (3) и (4), имеют смысл параметров статической деформации ядра. При рассмотрении неупругих переходов в ядрах с динамической деформацией необходимо обычным способом перейти от параметров  $\beta_{\lambda}$  к коллективным переменным  $\alpha_{\lambda \mu}$ , характеризующим поверхностные колебания ядра, а затем ввести операторы рождения и уничтожения фононов. Осуществляя эти операции, получим для взаимодействия нуклонов с фононами следующее выражение:

$$v(s; \hat{b}_{\lambda \mu}^+, \hat{b}_{\lambda \mu}) = \sum_{\lambda} \sum_{\mu} f_{\lambda}^{NA}(s) Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi) v_{\lambda} \lambda^{-1} [\hat{b}_{\lambda \mu} + (-)^{\mu} \hat{b}_{\lambda, -\mu}^+] + \sum_{\lambda \mu} \sum_{\lambda_1 \lambda_2 \mu_1 \mu_2} F_{\lambda_1 \lambda_2}^{NA}(s) Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi) S(\lambda_1 \lambda_2 \lambda; \mu_1 \mu_2) \cdot v_{\lambda_1} \hat{\lambda}_1^{-1} [\hat{b}_{\lambda_1 \mu_1} + (-)^{\mu_1} \hat{b}_{\lambda_1, -\mu_1}^+] v_{\lambda_2} \hat{\lambda}_2^{-1} [\hat{b}_{\lambda_2 \mu_2} + (-)^{\mu_2} \hat{b}_{\lambda_2, -\mu_2}^+], \quad (12)$$

где  $f_{\lambda}^{NA}(s)$  и  $F_{\lambda_1 \lambda_2}^{NA}(s)$ , соответственно, нуклонные радиальные формфакторы I-го и II-го порядков:

$$f_{\lambda}^{NA}(s) = [1 + I_{01}(s) \alpha(s)] [U_{LO}^D(s) + 2d\rho_0(s) \rho_{LO}(s) + I_{LO}(s)] + I_{L1}(s) \alpha(s) I_{00}(s), \quad (13)$$

$$F_{\lambda_1 \lambda_2}^{NA}(s) = d\rho_{\lambda_1 0}(s) \rho_{\lambda_2 0}(s) + I_{\lambda_1 1}(s) \alpha(s) [U_{\lambda_2 0}^D(s) + 2d\rho_0(s) \rho_{\lambda_2 0}(s) + I_{\lambda_2 0}(s)]; \quad (14)$$

в формуле (12) параметры  $v_{\lambda}$  имеют смысл параметров динамической деформации ядра.

Выражения (3), (4) и (I2)-(I4) являются основой для построения взаимодействия  $\alpha$ -частиц с ядрами как в ротационном, так и в вибрационном варианте ПМП. Непосредственное использование формулы (2) существенно затрудняет проведение вычислений ОП и формфакторов неупругих переходов для  $\alpha$ -частиц. Чтобы упростить решение задачи, сделаем в формуле (2) замену переменной. В результате будем иметь

$$U^{\alpha A}(\vec{R}) = \int U^{NA}(\vec{s}) \rho_{\alpha}(\vec{R}-\vec{s}) d\vec{s}. \quad (I5)$$

Разлагая правую и левую части (I5) по мультиполям, получим

$$U_{\lambda 0}^{\alpha A}(R) = \int U_{\lambda 0}^{NA}(s) \rho_{\alpha \lambda}(R, s) s^2 ds. \quad (I6)$$

Подстановка в (I6) выражения (3) при  $\lambda = 0$  и выражения (4) при  $\lambda \neq 0$  дает, соответственно, ОП и формфакторы неупругих переходов в случае взаимодействия  $\alpha$ -частиц с четно-четными деформированными ядрами. Аналогично, осуществляя свертку формфакторов (I3) и (I4) с распределением вещества в  $\alpha$ -частице, будем иметь  $\alpha$ -частичные радиальные формфакторы I-го и II-го порядков для вибрационного варианта ПМП:

$$f_{\lambda}^{\alpha A}(R) = \int f_{\lambda}^{NA}(s) \rho_{\alpha \lambda}(R, s) s^2 ds, \quad (I7)$$

$$F_{\lambda_1 \lambda_2}^{\alpha A}(R) = \int F_{\lambda_1 \lambda_2}^{NA}(s) \rho_{\alpha \lambda}(R, s) s^2 ds. \quad (I8)$$

Отметим, что в настоящем формализме при осуществлении двойной свертки учитываются, согласно формуле (II), различия, обусловленные действием принципа Паули, между импульсами протонов и нейтронов, составляющих  $\alpha$ -частицу.

Обсудим кратко полученные результаты. Соотношения (3)-(I8) составляют формализм, на основе которого в рамках ПМП возможно единое описание упругого и неупругого рассеяния нуклонов и  $\alpha$ -частиц низких энергий на ядрах как со статической, так и с динамической деформацией. В настоящем подходе учтены нуклон-нуклонные корреляции обоих типов: многочастичные корреляции моделируются плотностной зависимостью эффективных нуклон-нуклонных сил (  $a$  - параметр, характеризующий эту зависимость ), обменные корреляции входят в конечные формулы через компоненты матрицы плотности  $\rho_{\lambda 0 0}(s, t)$ . В отличие от микроскопического метода искаженных волн ( см., например, /20/ ) взаимодействие нуклонов и  $\alpha$ -частиц с ядрами в настоящем подходе построено в форме, удобной для их непосредственного использования в стандартных программах метода связанных каналов /21/. Таким образом, анализ эк-

спериментальных данных по рассеянию может проводиться с учетом сильной связи неупругих каналов.

В настоящее время фононные состояния ядер описываются на языке различных полумикроскопических моделей ( таких, как самосогласованная теория конечных ферми-систем /22/, квазичастично-фононная модель /23/, ядерная полевая теория /24/, микроскопические варианты модели взаимодействующих бозонов /25/ и др. ). Поскольку формулы (I2)-(I4) и (I7), (I8) дают явный вид взаимодействия нуклонов и  $\alpha$ -частиц с фононами и в них входят переходные плотности  $\rho_{\lambda 0}(s)$ , которые могут быть рассчитаны в рамках полумикроскопических ядерных моделей, формализм настоящего подхода дает возможность проверки ядерных моделей не только при описании вероятностей электромагнитных переходов, но и при описании неупругого рассеяния нуклонов и  $\alpha$ -частиц низких энергий на ядрах. Это особенно существенно также для исследования изоспиновой структуры неупругих переходов и извлечения информации о различиях в протонной и нейтронной переходных плотностях.

Настоящий формализм может быть обобщен и на случай описания взаимодействия тяжелых ионов с ядрами в периферийной области. Для этого необходимо вместо  $\alpha$ -частичных компонент плотности подставить в формулы (I6)-(I8) соответствующие выражения для плотности распределения вещества в тяжелом ионе.

### § 3. Анализ экспериментальных данных

С целью численной реализации изложенного выше формализма и применения ПМП к анализу экспериментальных данных по рассеянию нами была произведена модификация стандартной версии программы ECIS. Модификация состояла в том, что вместо макроскопических ОП и формфакторов /21/ в ротационном и вибрационном вариантах были вставлены полумикроскопические ОП и формфакторы неупругих переходов в соответствии с формулами (3)-(I8). Кроме того, в вибрационном варианте формфакторы второго порядка  $F_{\lambda_1 \lambda_2}^{NA}(s)$  и  $F_{\lambda_1 \lambda_2}^{\alpha A}(R)$  введены под знак  $\sum_{\lambda_1 \lambda_2}$ . Предусмотрено нахождение параметров  $d$  и  $v_{\lambda}$  минимизацией  $\chi^2$ .

Модифицированная программа ECIS была применена для описания упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 25,05 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ на ядре-мишени  $^{90}\text{Zr}$ . При  $E_p = 25,05$  МэВ можно считать преобладающим вкладом в механизм рассеяния протонов прямой механизм. Кроме того, при данном выборе энергии протонов и  $\alpha$ -частиц (  $E_p \approx E_{\alpha}/4$  ) одни и те же нуклонные ОП и формфакторы неупругих переходов можно использовать для описания рассеяния протонов и  $\alpha$ -частиц.

Рассмотрим кратко схему расчета. Из данных по рассеянию электронов на  $^{90}\text{Zr}$  /26/ были извлечены параметры двухпараметрического фермиевского распределения заряда ( в настоящих расчетах не делалось

различий между распределением протонов и нейтронов). В качестве переходных плотностей  $\rho_{\lambda_0}(s)$  использовались плотности, соответствующие модели Бора-Моттельсона. Параметры динамической деформации приведены в табл. I. Матрица плотности  $\rho(\vec{s}, \vec{t})$  бралась в слейтеровском приближении. Для плотности распределения вещества в  $\alpha$ -частице использовалось гауссово представление с осцилляционным параметром  $b=1,394^{27/}$ . В качестве части эффективных нуклон-нуклоновских сил, не зависящей от плотности распределения вещества в ядре, использовались силы Вильдермута-Шмида  $^{28/}$ , успешно описывающие свободное низкоэнергетическое n-n и  $\alpha$ - $\alpha$  рассеяние, а также кластерные свойства легких ядер. В работе  $^{16/}$  это взаимодействие было модифицировано введением плотностной зависимости в следующей форме:

$$V_p(\vec{r}, \vec{r}') = a \delta(\vec{r} - \vec{r}') \rho\left(\frac{\vec{r} + \vec{r}'}{2}\right). \quad (19)$$

Параметр "а" подлежит определению из описания упругого рассеяния минимизацией  $\chi^2$ .

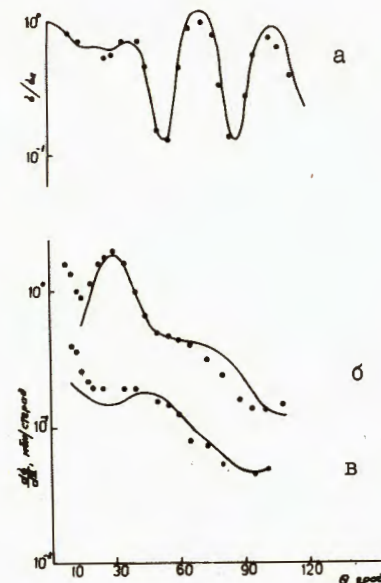
По формулам (3) и (16) рассчитывается вещественная часть ОП. Однако, как известно, ОП содержит и другие члены: кулоновский, спин-орбитальный и мнимый. По причинам, обсуждавшимся ранее (см., например,  $^{18/}$ ), в ПМП для этих компонент ОП используются предписания оптической модели. В настоящей работе были использованы параметры протонного ОП из работы  $^{29/}$  и параметры  $\alpha$ -частичного ОП из работы  $^{30/}$ . В процессе вычислений эти параметры оставались фиксированными (они приведены в табл. 2). Таким образом, единственным свободным параметром при описании угловых распределений упругорассеянных протонов и  $\alpha$ -частиц был параметр "а" - параметр плотностной зависимости эффективных нуклон-нуклонных сил.

Результаты вычислений сечений упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 25,05 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ на ядре  $^{90}\text{Zr}$  приведены вместе с экспериментальными данными на рис. 1 и рис. 2. Обсудим полученные результаты. Можно видеть, что с одним и тем же оптимальным значением параметра "а", равным  $442 \text{ МэВ} \cdot \text{Ф}^6$ , получено хорошее описание угловых распределений упругорассеянных протонов и  $\alpha$ -частиц. Отметим, что это значение параметра "а" хорошо согласуется со значением  $a = 488 \text{ МэВ} \cdot \text{Ф}^6$ , полученным в работе  $^{31/}$  для изотопов  $^{94,96,100}\text{Mo}$ . Учитывая вышесказанное по поводу схемы расчета, можно сделать вывод о том, что в данном подходе при отсутствии подгоночных параметров удается с одним и тем же эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием описать упругое рассеяние протонов и  $\alpha$ -частиц.

Рис. I

Угловые распределения протонов с энергией 25,05 МэВ, рассеянных ядром  $^{90}\text{Zr}$ , вычисленные в полумикроскопическом методе связанных каналов:

- а) сечения упругого рассеяния;  
 б) сечения неупругого рассеяния с возбуждением состояния  $|2_1^+\rangle$  ( $E_x = 2186 \text{ кэВ}$ );  
 в) сечения неупругого рассеяния с возбуждением состояния  $|4_1^+\rangle$  ( $E_x = 3077 \text{ кэВ}$ ).  
 Точки - экспериментальные данные из работы  $^{29/}$ .



Угловые распределения протонов, неупругорассеянных на  $^{90}\text{Zr}$  с возбуждением состояния  $|2_1^+\rangle$ , хорошо воспроизводятся во всем угловом диапазоне за исключением области малых углов, где у экспериментальных сечений наблюдается подъем. На рис. 2 приведены угловые распределения  $\alpha$ -частиц, неупругорассеянных на  $^{90}\text{Zr}$  с возбуждением состояний  $|2_1^+\rangle$  и  $|4_1^+\rangle$ , вычисленные в ПМП с учетом связи каналов  $|0_1^+\rangle - |2_1^+\rangle - |4_1^+\rangle$ , при этом использовалась вибративная модель I-го порядка. Можно видеть, что экспериментальные данные воспроизводятся хорошо во всем угловом диапазоне как по форме угловых распределений, так и по величине сечений для значений  $\beta_2$  и  $\beta_4$ , приведенных в табл. I. Значения параметров деформации определялись из наилучшего описания экспериментальных угловых распределений. Поскольку в формализм ПМП заложена информация о параметрах деформации распределения вещества, а не потенциала, то значения  $\beta_2$ , извлеченные из описания ( $\rho, \rho'$ ) и ( $\alpha, \alpha'$ ) в настоящей работе, получились большими, чем соответствующие значения для параметров деформации протонного и  $\alpha$ -частичного потенциала из работ  $^{30/}$  и  $^{32/}$  (см. табл. I).

Рассеяние  $\alpha$ -частиц чувствительно в равной степени к распределению протонов и нейтронов, в то время как рассеяние протонов низких энергий более чувствительно к распределению нейтронов. Вследствие этого

Таблица I. Параметры деформации

$\lambda$	$\beta_\lambda$	Процесс	Энергия, МэВ	Ссылка
2	0,094	$3(E2)$		/34/
2	0,085	( $p, p'$ )	II	/32/
2	0,070	( $p, p'$ )	I2, 7-6I, 2	/32/
2	0,086	( $p, p'$ )	25,05	настоящая работа /30/
2	0,086	( $\alpha, \alpha'$ )	104	
2	0,12	( $\alpha, \alpha'$ )	104	настоящая работа /29/
4	0,053	( $p, p'$ )	25,05	
4	0,045	( $\alpha, \alpha'$ )	104	настоящая работа

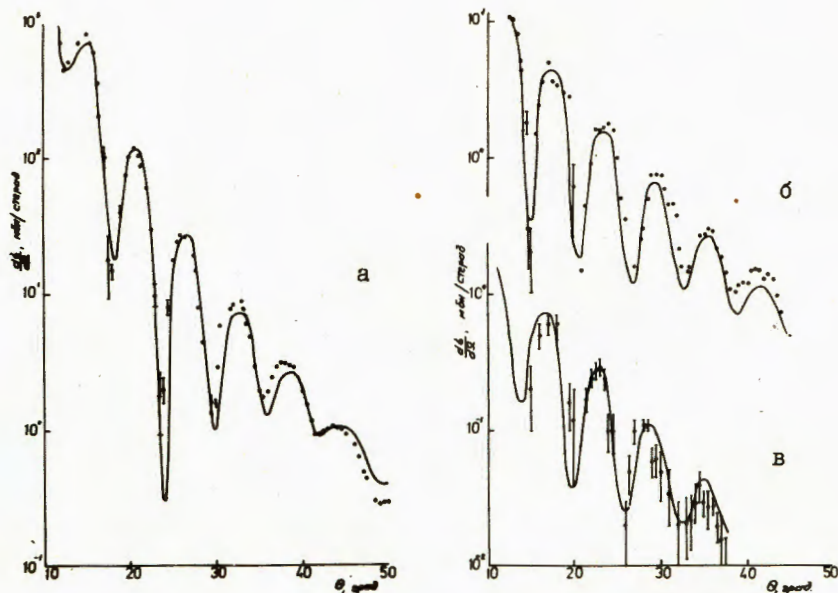


Рис.2. а, б, в. То же, что и на рис. I, для  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ. в). Точки - экспериментальные данные из работы /30/, сечения неупругого рассеяния с возбуждением состояния  $14_1^+$  ( $E_x = 3,078$  кэВ).

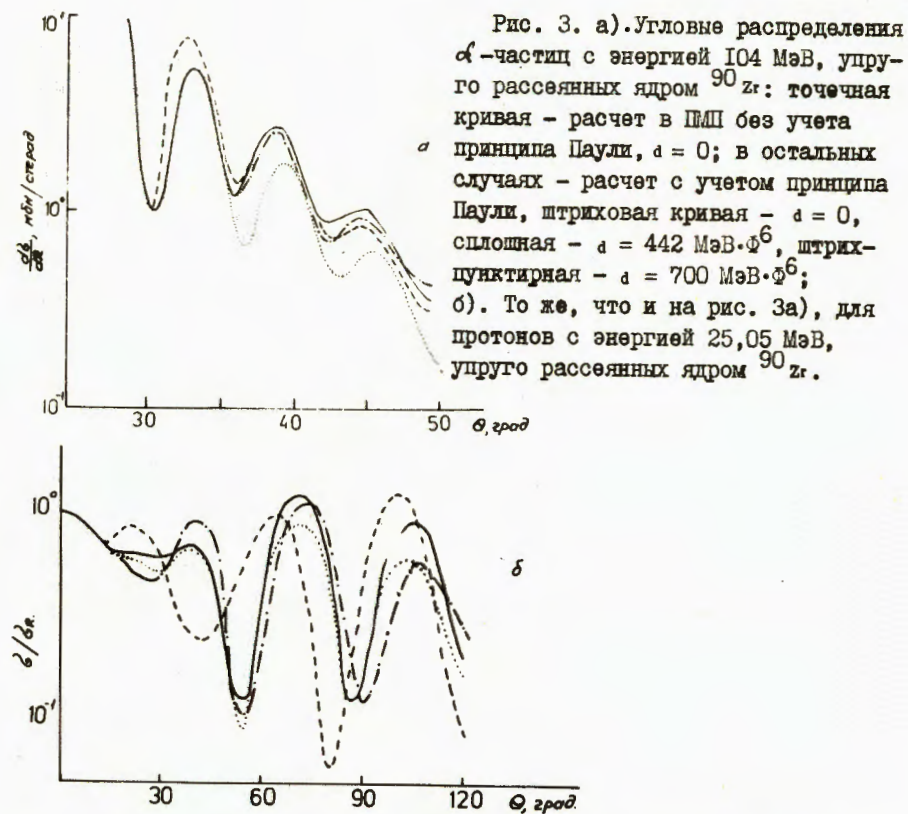


Рис. 3. а). Угловые распределения  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ, упруго рассеянных ядром  $^{90}\text{Zr}$ : точечная кривая - расчет в ПМД без учета принципа Паули,  $a = 0$ ; в остальных случаях - расчет с учетом принципа Паули, штриховая кривая -  $a = 0$ , сплошная -  $a = 442$  МэВ·Ф<sup>6</sup>, штрихпунктирная -  $a = 700$  МэВ·Ф<sup>6</sup>; б). То же, что и на рис. 3а), для протонов с энергией 25,05 МэВ, упруго рассеянных ядром  $^{90}\text{Zr}$ .

большее значение  $v_2$ , извлеченное из анализа ( $\alpha, \alpha'$ ) в ПМД, по сравнению со значением  $v_2$  оптимальным для описания ( $p, p'$ ), свидетельствует о том, что в  $^{90}\text{Zr}$  для состояния  $12_1^+$ ,  $v_p/v_n > 1$ . Этот вывод также согласуется с тем, что  $v_{np} > v_{pp}$ , и  $v_{em} > v_{pp}$  (см. табл. I). Можно видеть также, что значение  $\beta_4$  близко к соответствующему значению, определенному в /29/.

Нами также проведено исследование роли нуклон-нуклонных корреляций в формировании сечений упругого и неупругого рассеяния протонов и  $\alpha$ -частиц. Полученные результаты для упругого рассеяния протонов и  $\alpha$ -частиц приведены на рис. 3. Отметим, что и многочастичные нуклон-нуклонные корреляции, моделируемые плотностной зависимостью эффективных сил, и обменные корреляции, обусловленные действием принципа Паули, существенно влияют на сечение упругого рассеяния как протонов, так и  $\alpha$ -частиц. Из рис. 3 видно, что учет принципа Паули приводит к подъему сечений рассеяния  $\alpha$ -частиц в области

Таблица 2. Параметры оптического потенциала

	$w_V, \text{МэВ}$	$w_D, \text{МэВ}$	$r_I, \text{Ф}$	$a_I, \text{Ф}$	$v_{LS}, \text{МэВ}$	$r_{LS}, \text{Ф}$	$a_{LS}, \text{Ф}$
P	-1,51	-7,54	1,31	0,627	-6,92	1,256	0,533
$\alpha$	-27,3	0	1,44	0,705	0	-	-

углов рассеяния от  $30^\circ$  до  $50^\circ$ , улучшая существенно описание экспериментальных сечений ( ср. с рис. 2 ). Заметим, что существенным для больших углов рассеяния  $\alpha$ -частиц оказался учет различий в импульсах нейтронов и протонов, обусловленных обменными нуклон-нуклонными корреляциями. Введение плотностной зависимости эффективных сил в меньшей степени влияет на сечение упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц, чем учет принципа Паули, тем не менее переход от  $a = 0$  к  $a = 442 \text{ МэВ} \cdot \text{Ф}^6$  приводит к улучшению воспроизведения экспериментальных данных. Проведенные расчеты показали, что аналогичные выводы можно сделать о роли нуклон-нуклонных корреляций в формировании сечений неупругого рассеяния  $\alpha$ -частиц. Что касается рассеяния протонов, то влияние нуклон-нуклонных корреляций на сечения упругого и неупругого рассеяния изучались в ПМП ранее [16, 18, 31, 33]. Расчеты, проведенные в настоящей работе, подтвердили полученные выводы ( см. рис. 3 ), а сравнение с  $\alpha$ -частицами показывает, что рассеяние  $\alpha$ -частиц менее чувствительно к учету нуклон-нуклонных корреляций, чем рассеяние протонов.

Отметим, что настоящие расчеты не преследовали цель - добиться детального описания экспериментальных угловых распределений. Была поставлена задача - показать принципиальную возможность описания в полумикроскопическом подходе с одним и тем же эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием в рамках единой схемы расчета упругого и неупругого рассеяния протонов и  $\alpha$ -частиц на ядре-мишени. Имеется целый ряд факторов, учет которых может улучшить описание экспериментальных данных в настоящем подходе. Во-первых, имеется возможность варьирования параметров потенциала поглощения, поскольку вещественная часть полумикроскопического ОП отличается от феноменологического ОП и, следовательно, потенциал поглощения, являющийся оптимальным для феноменологического ОП, может быть и не оптимальным для полумикроскопического ОП. Во-вторых, может оказаться существенным учет в явном виде различий в протонной и нейтронной переходных плотностях. Учет таких различий имеет смысл проводить при одновременном описании неупругого рассеяния протонов и нейтронов на одном и том же ядре.

Наконец, включение ангармонизма в рамках вибрационной модели П-го порядка и дополнительных многоканальных связей может улучшить описание экспериментальных данных. Представляет также интерес использование при анализе экспериментальных данных по рассеянию переходных плотностей, вычисленных в полумикроскопических ядерных моделях.

#### § 4. Заключение

Сформулируем основные результаты и выводы работы:

- 1). На основе полумикроскопического подхода развит формализм единого описания упругого и неупругого рассеяния протонов и  $\alpha$ -частиц низких энергий на ядрах в приближении сильной связи каналов;
- 2). Проведена модификация программы ЕС15 и осуществлена численная реализация полумикроскопического метода связанных каналов в случае описания рассеяния протонов с энергией 25,05 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ на ядре-мишени  $^{90}\text{Zr}$ ;
- 3). С одним и тем же эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием получено, в целом, хорошее описание экспериментальных угловых распределений упруго- и неупругорассеянных протонов и  $\alpha$ -частиц;
- 4). Исследовано влияние плотностной зависимости эффективных нуклон-нуклонных сил на угловые распределения протонов и  $\alpha$ -частиц и показано, что сечения рассеяния протонов более чувствительны к этой зависимости, чем сечения рассеяния  $\alpha$ -частиц;
- 5). Учет обменных нуклон-нуклонных корреляций, обусловленных действием принципа Паули, приводит к росту сечений упругого рассеяния для больших углов рассеяния как для протонов, так и для  $\alpha$ -частиц, улучшая описание экспериментальных сечений;
- 6). Из анализа параметров деформации для состояния  $|2^+_{\frac{1}{2}}\rangle$  в  $^{90}\text{Zr}$  установлено, что  $v_p / v_n > 1$ ; значение параметра гексадекапольной деформации хорошо согласуется с литературными данными.

В заключение авторы считают приятным долгом выразить благодарность Д.В.Кангрополу за полезное обсуждение вопросов, затронутых в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gils H.J., Rebel H., Friedman E. Phys. Rev., 1984, C29, p. 1295.
2. Pesi R. et al. Z. Phys., 1983, A313, p. 111.
3. Kobos A.M. et al. Nucl. Phys., 1982, A384, p. 65.
4. Kobos A.M. et al. Nucl. Phys., 1984, A425, p. 205.
5. Gupta S.K., Sinha B. Phys. Rev., 1984, C30, p. 1093.
6. Bertsch G. et al. Nucl. Phys., 1977, A284, p. 399.

7. Князьков О.М. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, 49, с. 928.
8. Georgiev V.Z., Mackintosh R.S. Nucl. Phys., 1978, A307, p. 377.
9. Князьков О.М., Некрасов А.А. ЯФ, 1983, 38, с. 36.
10. Князьков О.М. - В кн.: Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. Наука, М., 1981.
11. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. "Мир, М", 1980.
12. Князьков О.М. ЯФ, 1981, 33, с. 1176.
13. Knyazkov O.M., Neftter E.F. Z. Phys., 1981, A301, p. 277.
14. Burov V.V., Knyazkov O.M., Shirokova A.A., Shitikova K.V. Z. Phys., 1983, A313, p. 319.
15. Satchler G.R., Love W.G. Phys. Lett., 1979, 55C, p. 183.
16. Иванова С.П., Князьков О.М., Хрисанфов Ю.В. Препринт ОИЯИ, Р4-82-396, Дубна, 1982; ЯФ, 1983, 37, с. 1428.
17. Brieval F.A., Georgiev V.Z. Nucl. Phys., 1978, A308, p. 27.
18. Князьков О.М., Кухтина И.Н. Препринт ОИЯИ, Р4-84-520, Дубна, 1984.
19. Perey F.G., Saxon D.S. Phys. Lett., 1964, 10, p. 107.
20. Rikus L., Nakano H., von Geramb H.V. Nucl. Phys., 1984, A414, p. 413.
21. Tamura T. Rev. Mod. Phys., 1965, 37, p. 679.
22. Khodel V.A., Saperstein E.E. Phys. Rep., 1982, 92, p. 183.
23. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с. 580.
24. Bes D.R. Suppl. Progr. Theor. Phys., 1983, 74, p. 1.
25. Iachello F. Interacting Bose-Fermi systems in nuclei, ed. Iachello F.N.Y., Plenum, 1981.
26. Баррет Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер. "Наукова думка", Киев, 1981.
27. Le Mere M., Tang Y.C., Thomson D.R. Phys. Rev., 1976 C14, p. 1.
28. Schmid E.W., Wildermuth K. Nucl. Phys., 1961, 26, p. 463.
29. Van der Bijl L.T. et al. Nucl. Phys., 1983, A393, p. 173.
30. Corcalcius V. et al. Z. Phys., 1982, A305, p. 351.
31. Князьков О.М., и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 145.
32. Vainum D.E. et al. Nucl. Phys., 1978, A311, p. 492.
33. Князьков О.М., Максимачев Ю.В., Хрисанфов Ю.В. Изв. АН СССР, сер. физ., 1985, 49, с. 1020.
34. Singhal R.P. et al. Nucl. Phys., 1974, A218, p. 189.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 декабря 1985 года.

Князьков О.М., Кухтина И.Н., Феофилов Г.А.  
Единое полумикроскопическое описание рассеяния протонов  
и  $\alpha$ -частиц низких энергий на ядрах

P4-85-908

Сформулирован единый полумикроскопический подход к описанию взаимодействия нуклонов и  $\alpha$ -частиц низких энергий с ядрами. С одним и тем же эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием проводится анализ упругого и неупругого рассеяния протонов с энергией 25,05 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ на ядре  $^{90}\text{Zr}$ . Исследовано влияние учета принципа Паули и плотностей зависимости эффективных сил на угловые распределения рассеянных частиц. Проведена модификация программы ECIS и осуществлена численная реализация полумикроскопического метода связанных каналов для случая описания рассеяния протонов с энергией 25,05 МэВ и  $\alpha$ -частиц с энергией 104 МэВ на ядре-мишени  $^{90}\text{Zr}$ . С одним и тем же эффективным нуклон-нуклонным взаимодействием получено, в целом, хорошее описание экспериментальных угловых распределений упругого и неупругорассеянных протонов и  $\alpha$ -частиц. Учет обменных нуклон-нуклонных корреляций, обусловленных действием принципа Паули, приводит к росту сечений упругого рассеяния для больших углов рассеяния, улучшая описание сечений.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Knyazkov O.M., Kuchkina I.N., Feofilov G.A.  
Unified Semimicroscopic Approach to the Scattering  
of Low Energy Protons and Alpha-Particles by Nuclei

P4-85-908

The unified approach has been developed to the description of the interaction of low energy nucleons and alpha-particles with nuclei. The same effective nucleon-nucleon interaction has been used for the analysis of elastic and inelastic scattering of 25.05 MeV protons and 104 MeV  $\alpha$ -particles by  $^{90}\text{Zr}$  nucleus in the framework of coupled channel calculations with folding and double-folding procedures for the real part of optical potential and formfactors of inelastic transitions. The influence of Pauli principle and density dependence of effective forces on angular distributions of scattering particles is investigated. The information on the differences in deformations of proton and neutron distributions in target-nucleus has been obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985