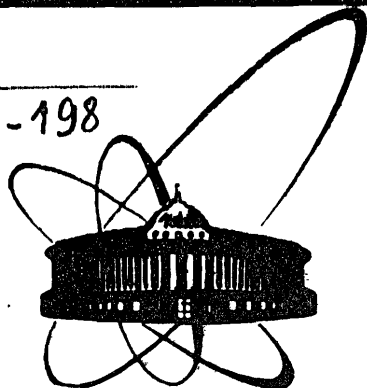


Д -198



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-86-814

Дао Тиен Кхоа, О.М.Князьков *

ОБМЕННЫЕ ЭФФЕКТЫ
В УПРУГОМ И НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
АЛЬФА-ЧАСТИЦ И ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"

* НИИФ Ленинградского государственного университета

1986

1. Введение

В последние годы фолдинг-модель^{/1/} широко используется для анализа упругого и неупругого рассеяния нуклонов и сложных ядерных частиц. Очень популярным эффективным взаимодействием в этих расчетах является МЗУ нуклон-нуклонное (NN) взаимодействие^{/2/}, основанное на G-матричных элементах NN-взаимодействий Рейда и Эллиота. Несмотря на успех в анализе рассеяния тяжелых ионов (ТИ)^{/1/}, МЗУ-взаимодействие оказалось не в состоянии описывать α -ядерное рассеяние на широком интервале углов при энергиях $E_\alpha \gtrsim 100$ МэВ^{/3/}, и полуреалистическая плотностная зависимость была введена в это взаимодействие (DDMЗУ-взаимодействие). Однако DDMЗУ-взаимодействие оказалось не в состоянии одновременно описывать рассеяния α -частиц и ТИ^{/4/}. Поскольку роль принципа Паули очень существенна при описании взаимодействия частиц низких энергий с ядрами^{/5,6/}, такое несогласие может быть обусловлено тем, что в обоих МЗУ и DDMЗУ-взаимодействиях обменные NN-корреляции учитываются лишь эффективно введением псевдопотенциала нулевого радиуса. Псевдопотенциал является приближением для обменного потенциала в случае бесконечной ядерной материи с постоянной плотностью^{/1,7/} и может оказаться недостаточным для случая столкновения двух конечных ядер. Недавно в^{/8,9/} был развит метод расчета обменного потенциала из первых принципов вместо использования псевдопотенциала. Однако этот метод основан на громоздкой итерационной процедуре и может быть использован только для анализа упругого рассеяния сложных частиц. В^{/10/} был предложен единый полумикроскопический подход к описанию упругого и неупругого рассеяния нуклонов и сложных частиц, где в отличие от подобных подходов к задачам рассеяния нуклонов^{/11/}, α -частиц и ТИ^{/8,9/}, выражения для обменных потенциалов получены в замкнутой форме, в локальном приближении формализма матрицы плотности, с

учетом полной антисимметризации между состояниями нуклонов налетающей частицы и нуклонов ядра-мишени, без использования каких-либо итерационных процедур. В настоящей работе этот подход применяется к анализам упругого и неупругого рассеяния α -частиц и ТИ при разных энергиях и к изучению обменных NN-корреляций в этих процессах.

2. Формализм

Прямая часть ядро-ядерного потенциала рассчитывается^{/1/} путем усреднения прямой части эффективного NN-взаимодействия $v_D(s)$ по ядерным плотностям двух сталкивающихся ядер с массами A_1 и A_2 :

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

Обменный потенциал в общем случае должен быть нелокальным^{/12/}. Поскольку точный учет нелокального обменного члена слишком сложен, в численных расчетах, как правило, применяют процедуру локализации обменного ядро-ядерного потенциала, в которой относительные движения нуклонов в сталкивающихся ядрах представляются в виде плоских волн^{/13/}. В таком приближении обменный потенциал представляет собой следующий антисимметризованный матричный элемент обменной части эффективного NN-взаимодействия $v_{EX}(s)$ по одночастичным волновым функциям нуклонов $|i\rangle$ и $|j\rangle$ в ядрах A_1 и A_2 соответственно:

$$U^{EX}(\vec{R}) = \sum_{i \in A_1, j \in A_2} \langle ij | v_{EX} | ji \rangle. \quad (2)$$

Далее, после введения одночастичной матрицы плотности $\rho(\vec{r}, \vec{r}')$ ^{/8, 10/}, обменный потенциал может быть записан в форме:

$$U^{EX}(\vec{R}) = \int \rho^{(1)}(\vec{r}_1, \vec{r}_1 + \vec{s}) \rho^{(2)}(\vec{r}_2, \vec{r}_2 - \vec{s}) v_{EX}(s) \exp[i\vec{k}(\vec{R}) \cdot \vec{s} / M] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (3)$$

где
$$k^2(\vec{R}) = (2mM/\hbar^2) [E_{c.m.} - U(\vec{R}) - V^C(\vec{R})], \quad (4)$$

M и $E_{c.m.}$ есть приведенная масса $M = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ и энергия относительного движения в системе центра масс, m - масса нуклона. Здесь $U(\vec{R})$ и $V^C(\vec{R})$ - полный ядерный, т.е. $U(\vec{R}) = U^D(\vec{R}) + U^{EX}(\vec{R})$, и кулоновский потенциал. Развита нами схема расчета обменного потенциала (3) излагается подробно в^{/10/}. Было показано, что с помощью теоремы умножения для функции Бесселя, решения интегрального уравнения (3), (4) могут быть получены в замкнутой форме.

Именно, с учетом мультипольных разложений ядерного и кулоновского потенциалов в виде:

$$U(\vec{R}) + V^C(\vec{R}) = \sum_{LM} C_L [U_L^D(\vec{R}) + U_L^{EX}(\vec{R}) + V_L^C(\vec{R})] Y_{LM}^*(\hat{R}) = \sum_{LM} C_L [U_L^{EX}(\vec{R}) + V_L^C(\vec{R})] Y_{LM}^*(\hat{R})$$

получаем

$$U_L(\vec{R}) = U_L^D(\vec{R}) + U_L^{EX}(\vec{R}) = U_L^D(\vec{R}) + I_{L0}(\vec{R}) + \alpha(\vec{R}) I_{L1}(\vec{R}) [1 + \alpha(\vec{R}) I_{01}(\vec{R})] \times \\ \times [I_{00}(\vec{R}) - f_{k_0}(\vec{R})] + \alpha^2(\vec{R}) I_{L2}(\vec{R}) [I_{00}(\vec{R}) - f_{k_0}(\vec{R})]^2 + \frac{\alpha^2(\vec{R})}{4\pi} I_{L1}(\vec{R}) \sum_{\lambda \neq 0} (2\lambda + 1) I_{\lambda 1}(\vec{R}) \times \\ \times [I_{\lambda 0}(\vec{R}) + V_{\lambda}(\vec{R})] + \alpha(\vec{R}) \sum_{\lambda \mu} \sum_{\lambda' \mu'} \frac{C_{\lambda}}{C_L} S(L \lambda \lambda'; \mu \mu') \{ [I_{\lambda 0}(\vec{R}) + V_{\lambda}(\vec{R})] \times \\ \times [I_{\lambda' 1}(\vec{R}) + 2\alpha(\vec{R}) I_{\lambda' 2}(\vec{R}) (I_{00}(\vec{R}) - f_{k_0}(\vec{R}))] + \alpha(\vec{R}) I_{\lambda' 1}(\vec{R}) I_{\lambda' 1}(\vec{R}) [I_{00}(\vec{R}) - f_{k_0}(\vec{R})] \}, \quad (6)$$

где $C_{\lambda} = 1$ если $\lambda \neq 0$, $C_0 = \sqrt{4\pi}$, $\alpha(\vec{R}) = m / (|k_0(\vec{R})| \hbar^2)^*$,

$$k_0^2(\vec{R}) = (2mM/\hbar^2) [E_{c.m.} - U_0^D(\vec{R}) - V_0^C(\vec{R})], \quad (7)$$

$$S(L \lambda \lambda'; \mu \mu') = \frac{\hat{\lambda} \hat{\lambda}'}{\sqrt{4\pi} L} \langle \lambda \mu \lambda' \mu' | L (\mu + \mu') \rangle \langle \lambda 0 \lambda' 0 | L 0 \rangle$$

и обменные интегралы $I_{\lambda n}(\vec{R})$ есть:

$$I_{\lambda n}(\vec{R}) = \frac{4\pi}{n!} \int_0^{\infty} v_{EX}(s) j_n(|k_0(\vec{R})| s / M) G_{\lambda}(R, s) s^{n+2} ds \quad (8)$$

$$f_{k_0}(\vec{R}) = \begin{cases} 0, & k_0^2(\vec{R}) \geq 0 \\ \hbar^2 k_0^2(\vec{R}) / (mM), & k_0^2(\vec{R}) < 0 \end{cases} \quad (10)$$

Функция $G_{\lambda}(R, s)$ содержит все необходимые информации о ядерной структуре через переходные плотности сталкивающихся ядер, явный вид $G_{\lambda}(R, s)$ можно найти в^{/10/}. В частности, для случая возбуждения одного из двух сталкивающихся ядер, напр. $I_1 = \lambda_1 = \lambda \neq 0$ и

$$I_1 = I_2 = I_2 = 0, \quad \text{имеем} \\ G_{\lambda}(R, s) = (1/2\pi^2) \int_0^{\infty} f_0^{(2)}(t, s) f_{\lambda}^{(1)}(t, s) j_{\lambda}(tr) t^2 dt, \quad (11)$$

где

$$f_{\lambda}(t, s) = 4\pi \int_0^{\infty} \rho_{\lambda}(r) \hat{j}_{\lambda}(k_F(r) s) j_{\lambda}(tr) r^2 dr, \quad \hat{j}_{\lambda}(x) = 3(\sin x - x \cos x) / x^3.$$

Здесь $\rho_{\lambda}(r)$ - λ -компонента переходной плотности данного ядра и $k_F(r) = [1.5\pi^2 \rho_0(r)]^{1/3}$. Отметим, что $G_{\lambda}(R, s)$ не зависит от энергии и нужно рассчитать $G_{\lambda}(R, s)$ только один раз для упругих и неупругих переходов рассматриваемой системы. Далее, эта функция может быть использована в расчетах потенциалов для этой же системы при всех возможных энергиях. В этом и заключается существенное преимущество нашего под-

хода по сравнению с разными итерационными процедурами /8,9,10/, потому что можно анализировать потенциалы ТИ при разных энергиях и значительно экономить при этом время счета на ЭВМ. Оптический потенциал соответствует члену с $L = 0$ из (6).

Различные компоненты $U_L^D(R)$ прямой части ядро-ядерного потенциала (I) рассчитываются в рамках стандартной Фолдинг-модели (см. подробности в /1/).

3. Схема расчета

Прямая (v_D) и обменная (v_{EX}) компоненты эффективного NN-взаимодействия извлекаются по известной формуле /14/:

$$v_{D(EX)} = (1/16) (3v_{TE}^C + 3v_{SE}^C \pm 9v_{TO}^C \pm v_{SO}^C) \quad (I2)$$

где четные v_{TE}^C, v_{SE}^C и нечетные v_{TO}^C, v_{SO}^C триплетные и синглетные компоненты центральных сил берутся /2/ такими же, как и для стандартного МЗУ-взаимодействия. В результате имеем:

$$v_D(s) = 7999,0 \exp(-4s)/(4s) - 2134,25 \exp(-2,5s)/(2,5s) \quad (I3)$$

$$v_{EX}(s) = 4631,38 \exp(-4s)/(4s) - 1787,13 \exp(-2,5s)/(2,5s) - 7,8474 \exp(-0,7072s)/(0,7072s) \quad (I4)$$

В дальнейшем мы будем называть взаимодействие (I3), (I4) МЗУ-взаимодействием с обменной компонентой конечного радиуса (МЗУ/FRE), в отличие от обычной версии МЗУ-взаимодействия, которая вместо (I4) использует псевдопотенциал нулевого радиуса в следующей форме:

$$-276 (1 - 0,005 E_{\alpha\beta} / A_p) \delta(\vec{r}) \quad (I5)$$

Поскольку МЗУ/FRE - взаимодействие вещественно (см. (I3), (I4)), к реальным потенциалам, рассчитанным по (I) и (3), добавляются мнимые потенциалы из обычной коллективной модели. Именно, мнимый оптический потенциал вводится в виде потенциала Саксона - Вудса:

$$W_0(R) = -W_V / \{1 + \exp[(R - R_V)/a_V]\} \quad (I6)$$

где $R_V = r_V (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$; W_V , r_V и a_V определяются из лучшего согласия рассчитываемых упругих сечений с экспериментом ($R_V = r_V A_1^{1/3}$ в случае рассеяния α -частиц). Мнимый неупругий формфактор определяется путем "деформации" потенциала Саксона-Вудса (I6), т.е.

$$W_L(R) = \beta_L^{(r)} R_V [dW(R)/dR] \quad (I7)$$

В рамках борновского приближения искаженных волн (БПВ) параметры "мнимой" деформации $\beta_L^{(r)}$ извлекаются по соотношению (см. /1/): $\beta_L^{(r)} R_V = \beta_L^{(c)} R_{ch}$, где зарядовые радиусы R_{ch} определяются из данных по электронному рассеянию /15/, и параметры зарядовой деформации $\beta_L^{(c)}$ - из данных для вероятностей перехода $B(EL)$ (см. /1, I4/). В расчетах по методу связанных каналов (МСК) $\beta_L^{(r)}$ вместе с W_V , r_V и a_V опреде-

ляются из лучшего согласия рассчитываемых упругих и неупругих сечений с экспериментом.

Кулоновская часть оптического потенциала ТИ вводится как простое кулоновское взаимодействие между двумя заряженными сферами /14/ с радиусом взаимодействия $R_C = 1,3 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ (ф.м.) ($R_C = 1,34 A_1^{1/3}$ (ф.м.) в случае α -частиц). Неупругий кулоновский формфактор $V_L^C(R)$ рассчитывается в нашей работе микроскопически по той же процедуре свертки, что и для прямого ядерного потенциала (I). Только вместо ядерных переходных плотностей и $v_D(s)$ вводят зарядовые переходные плотности и кулоновское взаимодействие между двумя протонами, соответственно.

Для всех ядер-мишеней плотности основного состояния $\rho_0(r)$ и переходные плотности, соответствующие различным возбуждениям в ядре $\rho_n(r)$, рассчитываются в рамках квазичастично-фононной модели ядра /16/ (см. подробности схемы вычисления плотностей в /17/). Плотность $\rho_0(r)$ для α -частиц берется в гауссовой форме с параметрами из /1/. Для других налетающих ионов $\rho_0(r)$ берется в виде фермиевского распределения с параметрами из /4/.

Все анализы упругих данных выполняются с помощью программы оптической модели с приложенной в ней процедурой минимизации MINUIT /18/. Расчеты в рамках БПВ или МСК выполняются с помощью программ DWUCK4 /19/ или ECIS /20/ соответственно.

4. Результаты расчетов и обсуждения

Рассеяние α -частиц представляет большой интерес для наших исследований, так как во многих случаях данные по рассеянию α -частиц, полученные в широком интервале углов, оказываются чувствительными к α -ядерному потенциалу не только на поверхности, но и на более малых расстояниях. И эти данные могут быть использованы для проверки теоретических потенциалов различных моделей. Применяя наш подход к расчетам α -ядерных потенциалов, мы проанализировали следующие наборы данных по упругому и неупругому рассеянию α -частиц:

- 1) $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$ при $E_\alpha = 104 \text{ МэВ}^{21/}$; $139 \text{ МэВ}^{22/}$ и $172,5 \text{ МэВ}^{23/}$;
- $^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha')$ при $139 \text{ МэВ}^{22/}$;
- 2) $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha')$ при $E_\alpha = 40; 59,1; 79,5; 99,5$ и $118 \text{ МэВ}^{24/}$ и $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha')$ при $99,5 \text{ МэВ}^{24/}$;
- 3) $^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha')$ при $E_\alpha = 27,6 \text{ МэВ}^{25/}$; $42 \text{ МэВ}^{26/}$; $104 \text{ МэВ}^{27/}$; $139 \text{ МэВ}^{22/}$.

Неупругие данные соответствуют возбуждениям первых квадрупольных (2_1^+) и октупольных (3_1^-) состояний в ядрах-мишенях. Поскольку эти состояния имеют однофононную структуру, БПВ является достаточно хорошим приближением для этих случаев /1, I4/. В анализах упругих данных полный оптический потенциал есть

$$U_{op}(R) = N_R [U_0^D(R) + U_0^{EX}(R)] + U_0^W(R) + V_0^C(R), \quad (18)$$

где N_R - коэффициент перенормировки потенциала, который определяется из лучшего согласия рассчитываемых сечений с данными.

Довольно детальный анализ был выполнен для системы $\alpha + {}^{58}\text{Ni}$ при энергиях $E_\alpha = 139$ и $172,5$ МэВ. Эти энергии достаточно высоки для наблюдения так называемого радужного рассеяния, и наличие данных при углах больше радужного угла позволяет решить дискретную неоднозначность оптического потенциала, присущую анализам при низких энергиях [29]. Например, для случая ${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha)139$ МэВ было показано [30], что реальный оптический потенциал можно определить однозначно в виде квадратичного потенциала Саксона-Вудса $(SW)^2$ с глубиной около 140 МэВ. Результаты наших расчетов приведены в табл. 1, 2 и на рис. 1, 2.

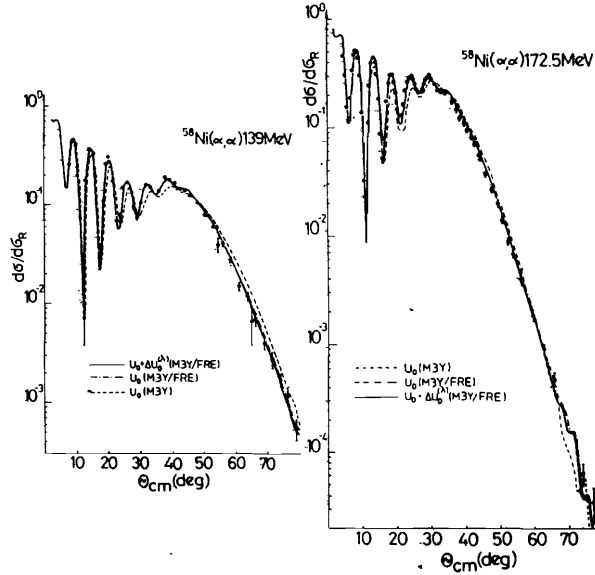


Рис. 1. Упругие сечения для $\alpha + {}^{58}\text{Ni}$ при $E_\alpha = 139$ и $172,5$ МэВ, рассчитанные с МЗУ- (штриховые кривые) и МЗУ/FRE (сплошные кривые) потенциалами.

цилляции в сечении при малых углах (см. также [3]). С более точным учетом обменных эффектов (см. результаты с МЗУ/FRE-силами) теоретические потенциалы дают очень хорошее описание данных рассеяния во всем интервале углов (см. рис. 1, 2).

Можно видеть, что МЗУ-потенциалы плохо описывают и упругие и неупругие данные. В упругом случае такое несогласие связано с тем, что МЗУ-потенциалы оказываются глубокими внутри, где потенциалы модельно-независимых анализов или феноменологические потенциалы намного мельче. После перенормировки МЗУ-потенциала с коэффициентом около $0,6$, чтобы получить оптимальное согласие с данными, МЗУ-

Таблица 1. Параметры оптических потенциалов для α -частиц

Мишень	E_α (МэВ)	Взаимодействие	N_R	$-U_0(r)$ (МэВ)	$-W_0(r)$ (МэВ)	Γ_V (ф.м)	ΔV (ф.м)	J_U (МэВ ф.м ³)	$\langle r^2 \rangle_U$ (ф.м)	J_W (МэВ ф.м ³)	$\langle r^2 \rangle_W$ (ф.м)	χ^2/F
${}^{58}\text{Ni}$	139,0	M3Y	0,695	146,7	25,48	1,382	0,864	250,0	4,424	88,6	5,242	49,9
		M3Y/FRE	0,784	139,7	23,68	1,480	0,783	281,8	4,555	95,2	5,306	4,9
	172,5	M3Y	0,670	137,1	22,24	1,429	0,900	243,3	4,434	85,6	5,433	25,2
		M3Y/FRE	0,785	133,6	25,94	1,432	0,831	267,2	4,563	97,3	5,287	8,4
${}^{90}\text{Zr}$	40,0	M3Y	1,134	282,7	17,63	1,472	0,614	463,0	4,830	63,9	5,598	26,2
		M3Y/FRE	0,979	216,4	21,22	1,355	0,649	404,1	4,984	61,5	5,287	18,5
	59,1	M3Y	1,377	337,5	23,48	1,554	0,479	553,6	4,834	96,6	5,680	14,1
		M3Y/FRE	1,004	215,8	21,36	1,473	0,659	402,3	4,986	78,6	5,670	11,3
	79,5	M3Y	0,972	233,9	23,23	1,463	0,728	383,8	4,839	85,5	5,755	16,9
		M3Y/FRE	0,798	166,5	20,49	1,500	0,694	309,7	4,988	80,1	5,811	17,7
	99,5	M3Y	0,987	233,3	27,26	1,437	0,766	382,9	4,844	96,6	5,742	29,6
		M3Y/FRE	0,798	162,0	22,42	1,480	0,763	300,3	4,991	86,0	5,868	15,4
118,0	M3Y	0,686	159,5	26,31	1,351	0,909	261,7	4,849	83,0	5,777	33,6	
	M3Y/FRE	0,790	156,3	23,56	1,468	0,763	289,0	4,993	88,4	5,832	8,8	
${}^{208}\text{Pb}$	104,0	M3Y	1,016	244,5	23,54	1,461	0,694	392,7	6,008	81,8	7,184	7,5
		M3Y/FRE	0,839	189,0	28,10	1,428	0,719	330,5	6,137	91,7	7,076	7,2
	139,0	M3Y	1,126	262,5	23,09	1,475	0,755	421,7	6,015	83,2	7,325	13,8
166,0	M3Y/FRE	0,972	204,9	22,74	1,470	0,795	359,3	6,149	81,8	7,363	10,9	
	M3Y	0,904	205,2	23,64	1,428	0,849	329,9	6,021	79,2	7,272	18,9	
		M3Y/FRE	0,756	151,9	20,35	1,442	0,924	266,5	6,157	71,3	7,454	16,2

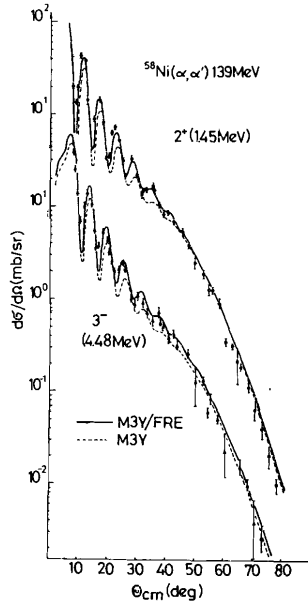


Рис.2. Неупругие сечения для $\alpha + {}^{58}\text{Ni}$ при $E_\alpha = 139$ МэВ, рассчитанные с МЗУ- (штриховые кривые) и МЗУ/FRE- (сплошные кривые) -формфакторами.

неупругих формфакторов $U_{2,3}^{\text{EX}}(R)$. Результаты показали, что $\Delta U_L^{\text{EX}}(R)$ в этих случаях приводит к незначительным изменениям в рассчитываемых потенциалах $U_{0,2,3}^{\text{EX}}(R)$ на поверхности (порядка $1 \pm 2\%$), глубины и хвосты потенциалов остаются почти неизменными (см. табл.2). Поэтому можно сделать вывод о том, что в анализах упругих данных можно пренебречь смешивающимися членами в $U_0^{\text{EX}}(R)$ с неопределенностью не больше неопределенности в самих эффективных NN-взаимодействиях $^{14}/$. Для неупругих случаев этот эффект может быть важным при возбуждении состояний сложной структуры (двухфононные ...), когда члены первого порядка в $U_L^{\text{EX}}(R)$, т.е. $I_{L0}(R)$, $I_{L1}(R)$ и $I_{L2}(R)$ могут быть малы, $U_L^{\text{EX}}(R)$ может определяться в основном членами второго порядка, а эффект связи каналов и эффект смешивания мультиполей могут быть сильны $^{6,11}/$.

Далее мы проанализировали набор данных на широком интервале углов для рассеяния α -частиц на ${}^{90}\text{Zr}$ при энергиях E_α от 40 до 120 МэВ $^{24}/$. Результаты феноменологических анализов $^{24}/$ показали, что

Из табл.2 также видно, что МЗУ/FRE-потенциалы довольно близки к DDMЗУ-потенциалу $^{3}/$ и потенциалу модельно-независимого анализа $^{31}/$ для случая ${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha') 172,5$ МэВ и к феноменологическому потенциалу (SW) $^{2}/^{30}/$ для случая ${}^{58}\text{Ni}(\alpha, \alpha') 139$ МэВ. Глубины МЗУ/FRE-потенциалов в этих случаях колеблются в пределах ~ 140 МэВ, что согласуется с результатами других анализов $^{3,30}/$. В случае неупругих сечений результаты наших расчетов в БИВ показали, что несогласие между МЗУ и МЗУ/FRE результатами в значительной степени обусловлено различием в искаженных волнах, рассчитанных с помощью МЗУ- и МЗУ/FRE-потенциалов. Далее мы рассмотрели не этих примерах так называемый эффект смешивания мультиполей $^{10}/$, который состоит в том, что L-компонента обменного потенциала определяется и L-компонентой и λ -компонентой с $\lambda \neq L$ переходных плотностей сталкивающихся ядер (см. (6)). Для ядра-мишени ${}^{58}\text{Ni}$ переходные плотности двух коллективных состояний 2_1^+ и 3_1^- были использованы в расчете смешивающего члена $\Delta U_L^{\text{EX}}(R)$ для обменной части оптического потенциала $U_0^{\text{EX}}(R)$ и

Таблица 2. Реальные оптические потенциалы для системы $\alpha + {}^{58}\text{Ni}$

R (фм)	$E_\alpha = 139$ МэВ				$E_\alpha = 172,5$ МэВ			
	$-U_0(R)$ МЗУ (МэВ)	$-U_0(R)$ МЗУ/FRE (МэВ)	$-U_0(R) + \Delta U_0^2$ МЗУ/FRE (МэВ)	$-U_0(R)$ МЗУ/FRE (МэВ)	$-U_0(R)$ МЗУ (МэВ)	$-U_0(R) + \Delta U_0^2$ МЗУ/FRE (МэВ)	Модельно- незав. Анал. (МэВ) $^{31}/$	$-U_0(R)$ DDMЗУ (МэВ) $^{3}/$
0	146,7	137,9	139,7	140,5	137,1	131,0	133,6	137,0
4	76,7	81,1	80,5	82,3	71,4	76,2	75,9	77,2
6	16,1	20,1	19,9	20,3	15,2	19,1	19,0	18,2
8	1,0	1,2	1,2	1,6	0,9	1,2	1,2	1,7

эти данные чувствительны к α -ядерному потенциалу на расстояниях от 4 до 9 фм, и думаем, что такие данные очень подходят для проверки наших потенциалов и для изучения обменных эффектов с изменением энергии. Результаты наших расчетов приведены в табл. I и на рис. 3-5. Можно видеть, что при низкой энергии ($E_\alpha = 40$ МэВ) оба МЗУ и МЗУ/FRE потенциалы одинаково описывают упругие данные. Несогласие теории с экспериментом при углах $90^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 140^\circ$ в этом случае только частично связано с обменными эффектами (см. рис. 3). Расчет в МСК с учетом связи с 2_1^+ и 3_1^- состояниями в ^{90}Zr дают результаты (штрих-пунктирная кривая), очень близкие к МЗУ/FRE результатам (сплошная кривая). С увеличением энергии E_α , МЗУ-потенциалы хуже описывают упругие данные на больших углах по сравнению с МЗУ/FRE потенциалами. И это понятно, поскольку данные на больших углах чувствительны к потенциалу на более малых расстояниях, где обменные NN-корреляции более существенны, чем на поверхности. С более точным учетом принципа Паули (см. МЗУ/FRE результаты) потенциалы приобретают правильную форму и внутри и на поверхности. Результаты наших расчетов показали, что для высоких энергий МЗУ-потенциалы глубже на малых расстояниях и мельче на поверхности по сравнению с МЗУ/FRE-потенциалами (см. рис. 5, 7). Например, из рис. 5 видно, что на малых радиусах перенормированный МЗУ-потенциал для $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha)$ 99,5 МэВ остается намного глубже МЗУ/FRE-потенциала, и именно этот эффект приводит к существенному различию в рассчитываемых упругих сечениях при больших углах (см. рис. 3). Более того, МЗУ/FRE-потенциалы при энергиях $E_\alpha \geq 100$ МэВ, как и в случаях $\alpha + ^{58}\text{Ni}$ при 139 и 172,5 МэВ, оказываются очень близкими к потенциалам модельно-независимых анализов (см., например, поведение теоретических потенциалов для системы $\alpha + ^{90}\text{Zr}$ при 99,5 МэВ в интервале 3-8 фм по сравнению с потенциалом из модельно-независимого анализа^{/24/}). В неупругом случае $^{90}\text{Zr}(\alpha, \alpha)$ 99,5 МэВ расчеты в БПВ с МЗУ-формфакторами $U_{2,3}(R)$ (см. рис. 4) хуже описывают данные на больших углах по сравнению с расчетами с МЗУ/FRE-формфакторами, и это объясняется тем же эффектом, что и в упругом случае.

Таким образом, мы исследовали роль обменных NN-корреляций в рассеянии α -частиц на ^{58}Ni и ^{90}Zr при энергиях от 40 до 172,5 МэВ и пришли к выводу о том, что псевдопотенциал нулевого радиуса, используемый в МЗУ-взаимодействии, неадекватен описанию радужного рассеяния α -частиц на большие углы, которое наблюдалось для всех рассмотренных случаев с $E_\alpha > 40$ МэВ. Далее мы проанализировали данные по упругому рассеянию α -частиц на ^{208}Pb при энергиях от 27,6 до 166 МэВ. Эти данные получены в основном в области малых углов, и оба МЗУ и МЗУ/FRE потенциала дают примерно одинаковые описания данных с

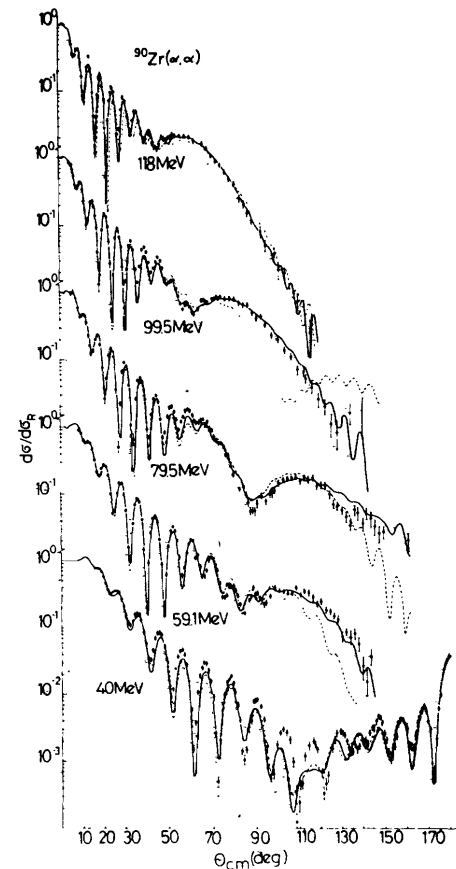


Рис. 3. Упругие сечения для $\alpha + ^{90}\text{Zr}$ при $40 \leq E_\alpha \leq 118$ МэВ, рассчитанные с МЗУ (штриховые кривые) и МЗУ/FRE (сплошные кривые) потенциалами.

МЗУ-потенциал просто недооценивает МЗУ/FRE-потенциал примерно на 20%, и оба потенциала имеют почти одинаковые формы. С увеличением энергии МЗУ-потенциал становится глубже внутри и мельче на поверхности по сравнению с МЗУ/FRE-потенциалом, особенно при $E_\alpha \geq 100$ МэВ. Именно этот эффект и объясняет неудачу МЗУ-потенциала в описании рассеяния α -частиц на большие углы.

Далее мы показываем, что МЗУ/FRE-взаимодействие также успешно можно применять к описанию рассеяния ТИ. Отметим, что ДДМЗУ-взаимодействие оказывается не в состоянии одновременно описывать рассеяния

разницей только в поведении коэффициента N_R . Значения

N_R для всех рассмотренных случаев рассеяния α -частиц показаны на рис. 6. Как видно из рис. 6, коэффициент N_R оказывается зависимым от энергии и изменяется от $1,0 \pm 0,16$ при энергиях $20 \leq E_\alpha \leq 60$ МэВ до $0,8 \pm 0,15$ при более высоких энергиях вплоть до 172,5 МэВ. Отметим, что в случае

ДДМЗУ-взаимодействия анализы этих же данных^{/3/} приводят к энергетически независимому значению $N_R = 1,3 \pm 0,05$ при $25 \leq E_\alpha \leq 172,5$ МэВ. В табл. I вместе с N_R приведены также объемные интегралы, центральные глубины, средне-квадратичные радиусы потенциалов. Видно, что эти значения для МЗУ/FRE-потенциалов очень близки к значениям, полученным для ДДМЗУ-потенциалов (см. ^{/3/}).

Чтобы показать влияние обменных эффектов с увеличением энергии, мы нанесли на рис. 7 рассчитанные МЗУ и МЗУ/FRE потенциалы для системы $\alpha + ^{208}\text{Pb}$ при энергиях E_α от 27,6 до 166 МэВ. Видно, что при низких энергиях

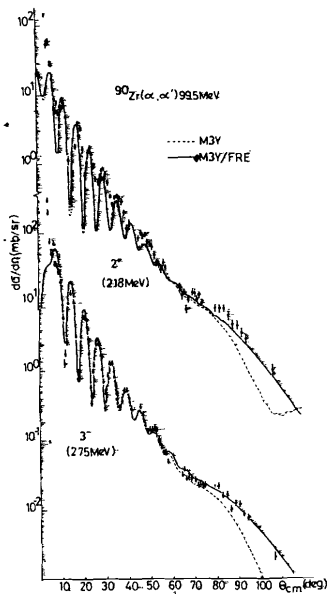


Рис. 4. Неупругие сечения для $\alpha + {}^{90}\text{Zr}$ при $E_\alpha = 99,5$ МэВ, рассчитанные с МЗУ (штриховые кривые) и МЗУ/FRE (сплошные кривые) факторами.

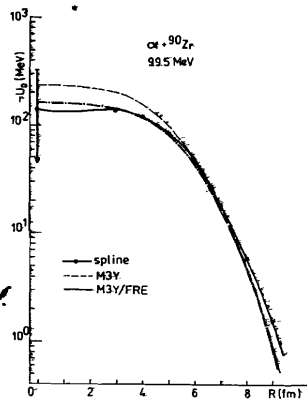


Рис. 5. Реальные оптические потенциалы для $\alpha + {}^{90}\text{Zr}$ при $E_\alpha = 99,5$ МэВ, рассчитанные с МЗУ- (штри-

α -частиц и ТИ, потому что N_R для DDMЗУ-потенциалов оказывается зависимым от энергии в случае ТИ, в противоречие со случаем α -частиц [3, 4]. Мы проанализировали упругие данные для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ при $78 \leq E_{\text{lab}} \leq 312,6$ МэВ и неупругие данные для этой же системы при 104 МэВ [32], а также упругие данные для систем ${}^{16}\text{O} + {}^{40}\text{Ca}$ при $40 \leq E_{\text{lab}} \leq 214,1$ МэВ и ${}^{40}\text{Ca} + {}^{40}\text{Ca}$ при $129,6 \leq E_{\text{lab}} \leq 240$ МэВ. Поскольку данные по рассеянию ТИ в основном чувствительны к потенциалу только в окрестности так называемого радиуса сильного поглощения $R_{s.a.}$ [1], мы просто сравнивали величины МЗУ/FRE-потенциалов при $R = R_{s.a.}$ со значениями, полученными в [1, 4].

Результаты наших анализов показаны в табл. 3. Результаты, полученные с МЗУ-взаимодействием, просто воспроизводят результаты, полученные в [1, 4], несущественная разница в глубинах и коэффициентах N_R просто связана с разницей в используемых плотностях. Далее, если сравнить результаты, полученные с МЗУ/FRE-взаимодействием (см. табл. 3) и результаты, полученные ранее с DDMЗУ-взаимодействием (см. табл. 2 из [4]), то можно видеть, что поведение коэффициента N_R с увеличением энергии примерно одинаково для обоих случаев. Однако центральные глубины перенормированных МЗУ/FRE-потенциалов примерно в 2 раза больше тех значений для DDMЗУ потенциалов. Как и в случае α -частиц, мы нанесли на рис. 9 рассчитанные МЗУ и МЗУ/FRE потенциалы для ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ при разных энергиях. Видно, что поведение потенциалов примерно такое же, что и в случае α -частиц. Однако, чтобы показать подобную неудачу МЗУ потенциалов, как в случае α -частиц, нужно располагать данными рассеяния, чувствительными к потенциалу ТИ на малых радиусах, но эти данные в большинстве случаев нельзя получить из-за сильного погло-

ховая кривая) и МЗУ/FRE (штрих-пунктирная кривая) взаимодействиями, и полученный из модально независимого анализа [24] (сплошная кривая).

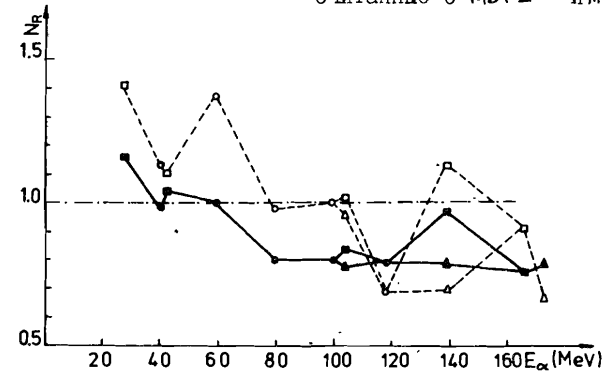


Рис. 6. Поведение коэффициента перенормировки для МЗУ/FRE (МЗУ) взаимодействия, извлекаемое из анализов упругого рассеяния α -частиц на ${}^{58}\text{Ni}$ - черные (белые) треугольники, ${}^{90}\text{Zr}$ - черные (белые) точки и ${}^{208}\text{Pb}$ - черные (белые) квадратики.

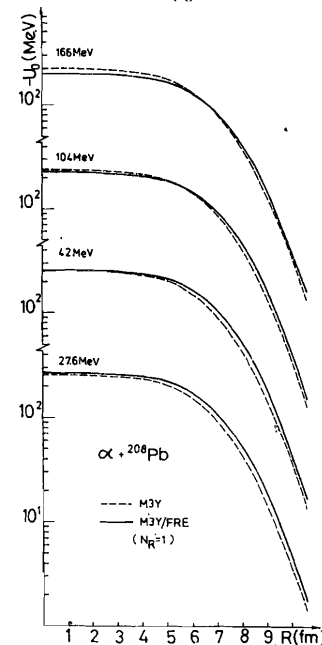


Рис. 7. Реальные оптические потенциалы для $\alpha + {}^{208}\text{Pb}$ при $27,6 \leq E_\alpha \leq 166$ МэВ, рассчитанные с МЗУ (штриховые кривые) и МЗУ/FRE (сплошные кривые) взаимодействиями.

${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ при 78 МэВ был единственным из всех рассмотренных случаев, когда обменный потенциал рассчитывается по обеим формулам (9) и (10); именно, при $9,9 \leq R \leq 12,9$ фм $k^2(R)$ становится отрицательным, и рассеяние происходит благодаря непрямим процессам. Более того, в интервале $11,7 \leq R \leq 12,7$ фм энергия относительного движения системы становится отрицательной, т.е. $k^2(R) < 0$, и в рассеянии, по-видимому, доминируют подбарьерные эффекты [4].

Наконец, отметим, что поведение коэффициента N_R для МЗУ/FRE-взаимодействия в случае ТИ (см. табл. 3 и рис. 8) согласуется со случаем α -частиц (см. табл. 1 и

щения, характерного для рассеяния ТИ [1]. В неупругом случае ситуация примерно такая же, что и в упругом. Например, упругие и неупругие сечения для ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ при 104 МэВ, рассчитанные с МЗУ- и МЗУ/FRE-взаимодействиями, почти неразличимы (см. рис. 10, 11). Отметим, что аномальное поведение коэффициента N_R для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{208}\text{Pb}$ при низких энергиях [33] (N_R увеличивается с энергией, приближающейся к кулоновскому барьеру), не связано с обменными корреляциями (см. поведение N_R для МЗУ/FRE-потенциалов в табл. 3). Расчеты показывают, что случай

Таблица 3. Реальные оптические потенциалы для $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$,
 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$

Система	$E_{\text{лаб}}$ (МэВ)	$D_{1/2}$ (Фм)	$-U_0(D_{1/2})$ (МэВ)	МЗУ		МЗУ/FRE		ССЫЛ- ка
				N_R	$-U_0(0)$ (МэВ)	N_R	$-U_0(0)$ (МэВ)	
$^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	78,0	12,5 ^{a)}	2,5	1,89	1914	1,43	1625	/33/
	86,0	12,6 ^{б)}	1,69	1,51	1527	1,13	1275	/33/
	104,0	12,2 ^{a)}	2,00	0,98	994	0,73	817	/35/
	129,5	12,8	1,00	1,21	1220	0,93	1020	/36/
	138,5	12,4 ^{a)}	1,62	1,07	1074	0,82	892	/35/
	192,0	12,4	1,51	1,00	990	0,78	824	/36/
	216,6	12,0 ^{a)}	1,99	0,76	746	0,56	573	/35/
	312,6	12,1	2,56	1,10	1065	0,89	868	/37/
$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$	40,0	9,7	0,67	1,00	814	0,75	801	/38/
	55,6	9,5	1,03	1,13	917	0,85	892	/39/
	60,0	9,4	1,20	1,13	916	0,85	887	/40/
	74,4	9,3	1,27	1,03	830	0,78	799	/39/
	103,6	9,1	1,50	0,90	722	0,69	685	/39/
	139,6	9,0	2,19	1,14	906	0,88	844	/39/
$^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$	214,1	8,8	2,53	0,99	772	0,78	696	/39/
	129,6	10,7	1,24	0,99	1494	0,72	1527	/41/
	143,6	10,7	1,24	0,99	1487	0,72	1518	/41/
	176,0	10,5	1,70	1,01	1524	0,74	1545	/41/
	186,0	10,5	1,70	1,01	1523	0,74	1541	/41/
	225,0	10,4	1,98	1,02	1526	0,76	1537	/41/
240,0	10,4	1,98	1,03	1532	0,76	1526	/41/	

а) Радиусы, при которых МЗУ - и МЗУ/FRE - потенциалы равны (из результатов нашего анализа упругих данных),

б) Радиусы, взятые из [4],

для всех остальных случаев $D_{1/2}$ и $U_0(D_{1/2})$ были взяты из [1].

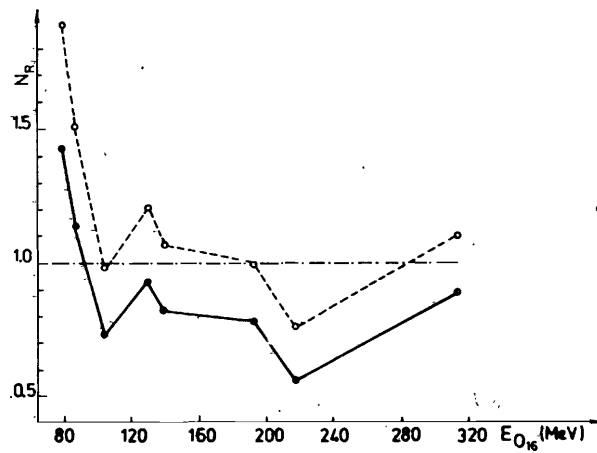


Рис. 8. Поведение коэффициента перенормировки для МЗУ/FRE (МЗУ)-взаимодействия, извлекаемое из анализов данных по упругому рассеянию ^{16}O на ^{208}Pb - черные (белые) точки.

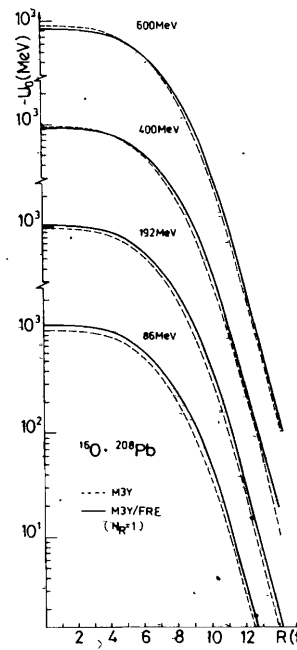


Рис. 9. Реальные оптические потенциалы для $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при $86 \leq E_{\text{лаб}} \leq 600$ МэВ, рассчитанные с МЗУ (штриховые кривые) и МЗУ/FRE (сплошные кривые) - взаимодействиями. Точки соответствуют значениям потенциала при $R=R_{s.a.}$, полученным из анализов упругих данных.

рис. 6). В обоих случаях N_R оказывается зависимым от энергии и изменяется примерно от единицы при энергиях, близких к кулоновскому барьеру, до $\sim 0,8$ при более высоких энергиях.

5. Выводы

1) Псевдопотенциал нулевого радиуса является достаточным приближением для однонуклонных обменных эффектов только при низких энергиях (~ 10 МэВ/нуклон). С увеличением энергии потенциал с обменной частью, рассчитанной из первых принципов, может существенно отличаться от потенциала с использованием псевдопотенциала и по величине и по форме.

2) Обменные эффекты особенно важны в радужном рассеянии α -частиц на большие углы, где и упругие и неупругие данные могут быть описаны только с точным учетом принципа Паули в задаче рассеяния.

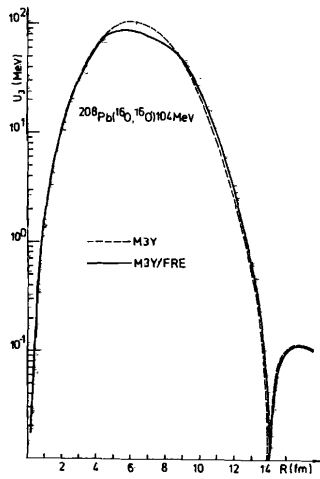


Рис. 10. Неупругие формфакторы $U_3(R)$ для $^{208}\text{Pb}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})$ 104 МэВ, рассчитанные с МЗУ (штриховая кривая) и МЗУ/FRE (сплошная кривая) - взаимодействиями.

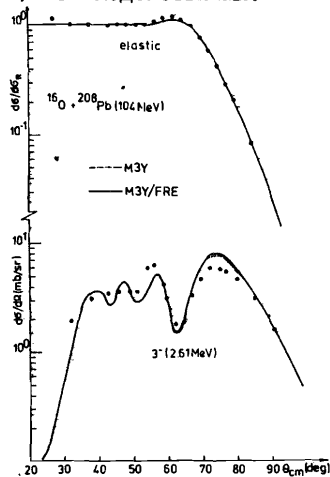


Рис. 11. Упругие и неупругие сечения для $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ при $E_{\text{lab}} = 104$ МэВ, рассчитанные с МЗУ (штриховые кривые) и МЗУ/FRE (сплошные кривые) - формфакторами.

Согласие МЗУ/FRE потенциалов с потенциалами модельно-независимых анализов и с DDMЗУ - потенциалами в рассмотренных случаях показывает, что полуреалистическая плотностная зависимость, введенная в DDMЗУ - взаимодействия^{/3/}, в значительной степени отражает внутреннюю зависимость от плотностей и энергии потенциала с обменной частью, рассчитываемой из первых принципов. Этот вывод согласуется с выводом, сделанным в^{/8,9/}.

3) В отличие от DDMЗУ случая, МЗУ/FRE взаимодействие может быть одновременно использовано в описании рассеяния α -частиц и ТИ. Коэффициент перенормировки N_R оказывается зависимым от энергии и в случае α -частиц и в случае ТИ. Такая энергетическая зависимость может быть обусловлена отсутствием плотностной зависимости в прямой компоненте взаимодействия^{/34/}.

4) Однонуклонные обменные эффекты в случаях рассеяния ТИ не так существенны, как в случае рассеяния α -частиц из-за сильного поглощения, свойственного рассеянию ТИ. И это объясняет успехи стандартного МЗУ - взаимодействия^{/2/} с использованием псевдопотенциала (I5) как обменной компоненты в описании упругого и неупругого рассеяния ТИ^{/1/}.

Авторы признательны Х.Ребелю и Ф.А.Гарееву за помощь и полезные обсуждения.

Литература

1. Satchler G.R., Love W.G. Phys.Reports, 1979, vol.55, p.183.
2. Bertsch G. et al. Nucl. Phys., 1977, A284, p.399.
3. Kobos A.M. et al. Nucl. Phys., 1982, A384, p.65; Kobos A.M. et al. Nucl. Phys., 1984, A425, p.205.
4. Farid E.M., Satchler G.R. Nucl. Phys., 1985, A438, p.525.
5. Wildermuth K., Kanellopoulos E.J. Rep.Prog.Phys., 1979, vol.42, p.1719; Кукулин В.И., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.1236.
6. Князьков О.М. ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.318.
7. Petrovich F. et al. Phys.Rev.Lett., 1969, vol.22, p.895.
8. Chaudhuri A.K., Basu D.N., Sinha B. Nucl. Phys., 1985, A439, p.415; Chaudhuri A.K., Sinha B. Nucl. Phys., 1986, A455, p.169.
9. Gupta S.K., Sinha B. Phys.Rev., 1984, C30, p.1093.
10. Dao Tien Khoa, Knyazkov O.M. JINR preprint, E4-86-755, Dubna, 1986.
11. Mackintosh R.S. Nucl. Phys., 1978, A307, p.365; Georgiev B.Z., Mackintosh R.S. Nucl.Phys., 1978, A307, p.377.
12. Sinha B. Phys.Reports, 1975, vol.20, p.1.
13. Sinha B., Moszkowski S.A. Phys.Lett., 1979, 81B, p.289.
14. Satchler G.R. Direct Nuclear Reactions. Oxford University Press, Oxford, 1983.
15. Barrett R.C., Jackson D.F. Nuclear Sizes and Structure. Clarendon Press, Oxford, 1977.
16. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580; Вдовин А.И., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
17. Dao Tien Khoa, Shitikova K.V. JINR preprint, E4-85-143, Dubna, 1985; Dao Tien Khoa, Кухтина И.Н., Пономарев В.Д. ЯФ, 1986, т.44, с.906.
18. James F., Roos M. Comp.Phys.Comm., 1975, vol.10, p.393.
19. Kunz P.D. University of Colorado, unpublished.
20. Raynal J. IAEA Report SMR-918, p.281, Vienna, 1972.
21. Rebel H. et al. Z. Phys., 1972, vol.256, p.258.
22. Goldberg D.A. et al. Phys.Rev., 1973, C7, p.1938.
23. Albinski J. et al. Nucl. Phys., 1985, A455, p.477.
24. Put L.W., Paans A.M.J. Nucl. Phys., 1977, A291, p.93.
25. Karcz W. et al. Acta Phys.Polon., 1972, B3, p.525.
26. Alster J. Phys.Rev., 1966, vol.141, p.1138.

27. Gils H.J. et al. Z.Phys., 1976, A279, p.55.
28. Tatischeff B., Brissaud I. Nucl.Phys., 1970, A155, p.83.
29. Goldberg D.A., Smith S.M. Phys.Rev.Lett., 1972, vol.29, p.500;
Goldberg D.A., Smith S.M., Burdzik G.F. Phys.Rev., 1974, C10,
p.1362.
30. Goldberg D.A. Phys.Lett., 1975, 55B, p.59.
31. Dabrowski H., Budzanowski A., Mayer-Borjoko C. Institut fur
Kernphysik der Kernforschungsanlage Julich, Annual report 1979, p.3.
32. Becchetti F.D. et al. Phys.Rev., 1972, C6, p.2215.
33. Lilley J.S. et al. Phys.Lett., 1985, 151B, p.181.
34. Jeukenne J.P., Mahaux C. Z.Phys., 1981, A302, p.233.
35. Pieper S.C. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.180.
36. Ball J.B. et al. Nucl. Phys., 1975, A252, p.208.
37. Olmer C. et al. Phys.Rev., 1978, C18, p.205.
38. Groeneveld K.O. et al. Phys.Rev., 1972, C6, p.805.
39. Kovar D.G. Private communication (1978).
40. Rehm K.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, vol.40, p.1479.
41. Doubre H. et al. Phys.Rev., 1977, C15, p.693.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 декабря 1986 года.

Dao Tien Khoa, Knyazkov O.M. P4-86-814
Обменные эффекты в упругом и неупругом рассеянии
 α -частиц и тяжелых ионов

Самосогласованная полумикроскопическая модель для описания упругого и неупругого рассеяния сложных ядерных частиц применяется к анализам данных по рассеянию α -частиц и тяжелых ионов при энергиях до ~ 40 МэВ/нуклон. С обменными частями оптического потенциала и формфакторов неупругих переходов, рассчитанными из первых принципов, в локальном приближении формализма матрицы плотности, подробно исследуется роль обменных нуклон-нуклонных корреляций в этих процессах. Показано, что корректный учет принципа Паули в задаче рассеяния особенно важен для случаев радужного рассеяния α -частиц на большие углы при энергии $E_\alpha \geq 100$ МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Dao Tien Khoa, Knyazkov O.M. P4-86-814
Exchange Effects in Elastic and Inelastic
Alpha- and Heavy-Ion Scattering

A consistent semimicroscopic model for the description of elastic and inelastic scattering of composite nuclear particles with full finite-range effective NN interaction is developed. With the exchange parts of both the optical potential and inelastic form factor calculated from first principles, the role of exchange NN correlations in these processes is studied in detail. The model simultaneously reproduces the α - and heavy-ion scattering data with good accuracy.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986