

P4-2007-6

К. В. Лукьянов, Е. В. Земляная, И. Н. Кухтина,
В. К. Лукьянов, З. Метавей¹, К. М. Ханна²

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ ПОДХОД В НЕУПРУГОМ
РАССЕЯНИИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ
КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

¹Физический отдел, научный факультет, Каирский университет, Гиза, Египет

²Отдел математической и теоретической физики, НИЦ, Комитет по атомной энергии, Каир, Египет

Микроскопический подход в неупругом рассеянии
тяжелых ионов с возбуждением коллективных состояний ядер

В распределении плотности деформированного ядра-мишени учитывается центральная ($\lambda = 0$) и деформационная ($\lambda = 2$) части. На этой основе получены соответствующие части U_0 и U_{int} микроскопического ядро-ядерного оптического потенциала двойного фолдинга. Затем для этих потенциалов с использованием метода связи каналов рассчитывались сечения упругого и неупругого рассеяния ядер ^{17}O на ряде ядер-мишеней с возбуждением в них 2^+ -коллективных состояний. Те же сечения рассеяния рассчитаны в рамках адиабатического подхода в эйкональном приближении, где неупругая амплитуда линейна по $U_{\text{int}}^{(2)}$. Результаты обоих подходов сравниваются с экспериментальными данными, обсуждаются их возможности в определении параметра деформации ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Microscopic Approach to the Heavy Ion Scattering
with Excitation of Nuclear Collective States

The density distribution of a deformed target nucleus is presented as the spherically symmetrical ($\lambda = 0$) and the deformed ($\lambda = 2$) parts. On this basis, the corresponding parts U_0 and U_{int} of a double-folding microscopic nucleus-nucleus optical potential are obtained. Then, with these potentials and using the coupled-channel method, the elastic and inelastic amplitudes are calculated of the ^{17}O heavy ion scattering on various target nuclei with excitation of their collective 2^+ states. Besides, the same cross-sections are calculated basing on the adiabatic approach of the eikonal approximation, where inelastic amplitude is the linear function of $U_{\text{int}}^{(2)}$. Both results are compared with experimental data, and the capabilities of them to search deformation parameters of nuclei are discussed.

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

ВВЕДЕНИЕ

Известны стандартные подходы к расчету неупругого рассеяния нуклонов ядрами с возбуждением в них коллективных состояний [1]. Для этого находят переходный потенциал взаимодействия $U_{\text{int}}(r)$, включающий кулоновскую и ядерную части. При этом кулоновская часть строится на основе стандартного мультипольного разложения, а ядерная получается разложением функции формы оптического потенциала упругого рассеяния по деформационной добавке $\delta R(\hat{r})$ к радиусу, что дает $U(R + \delta R, r) = U(R, r) + U_{\text{int}}(r)$. При малых деформациях имеем $U_{\text{int}} = (dU(r)/dR)\delta R(\hat{r})$. Далее расчет амплитуды неупругого рассеяния проводят либо в рамках метода искаженных волн (линейное по U_{int} приближение), либо методом связи каналов, где, вообще говоря, учитываются все порядки по U_{int} . При рассмотрении нуклон-ядерного рассеяния естественно считать, что параметры радиуса R и деформации самого ядра и потенциала рассеяния совпадают. Поэтому полученный в ходе подгонки под эксперимент параметр деформации потенциала относят к характеристике самого ядра.

В принципе те же рецепты используются в расчетах неупругого рассеяния тяжелых ионов. При этом надо учитывать специфику задачи. Во-первых, при рассеянии ядер параметр деформации потенциала, вообще говоря, не совпадает с деформацией одного из них. Во-вторых, из-за произведения зарядов ядер $Z_1 Z_2 e^2$ кулоновское поле становится мощным, что требует учета вкладов высших степеней переходных кулоновских потенциалов. В-третьих, с ростом энергии столкновения стандартные методы испытывают трудности в расчете большого числа парциальных волн и удержании необходимой точности. Эти проблемы не возникают, если применять метод эйконала (высокоэнергетическое приближение — ВЭП). Он использовался нами в предыдущих работах при анализе упругого [2, 3] и неупругого рассеяния ядер [4, 5] и показал свою эффективность. При этом переходный ядерный потенциал строился, как показано выше, в форме производной от функции либо феноменологического вудс-саксоновского [4], либо микроскопического фолдинг-потенциала упругого рассеяния [5], а значит получаемый в ходе сравнения с экспериментом параметр деформации есть характеристика лишь самого ядро-ядерного потенциала.

В настоящей работе (разд. 1) микроскопический потенциал перехода строится непосредственно на основе переходной плотности одного из сталкивающихся ядер, а конкретно — ядра-мишени, и, таким образом, именно

его деформация может служить параметром подгонки при сравнении с экспериментом. Далее, в разд. 2, на основе этого потенциала перехода рассчитываются сечения неупругого ядро-ядерного рассеяния с использованием как программы численного интегрирования системы уравнений связанных каналов, так и адиабатического подхода в модели ВЭП. В разд. 3 обсуждаются полученные результаты и возможности использования рассеяния тяжелых ионов для получения структурных характеристик участвующих в столкновении ядер.

1. МОДЕЛЬ ФОЛДИНГА ПОТЕНЦИАЛА ПЕРЕХОДА

При построении микроскопического переходного фолдинг-потенциала будем рассматривать возбуждение ядра-мишени «2». Считается, что в этом ядре функция распределения ядерной плотности $\rho_2(\mathbf{r}_2)$ включает зависимость от коллективных координат ядра $\alpha_{\lambda\mu}$, которые характеризуют когерентную деформацию его условной поверхности радиуса r_2 . Так, в случае квадрупольной деформации плотности ($\lambda = 2$) отклонение от ее сферической формы $\rho_2(r_2)$ описывается заменой координаты r_2 на поверхности сферы координатой \mathbf{r}_2 на поверхности эллипсоида [1]

$$r_2 \Rightarrow \mathbf{r}_2 = r_2 + \delta\mathbf{r}_2, \quad (1)$$

$$\delta\mathbf{r}_2 = -r_2 \sum_{\mu=0,\pm 2} \alpha_{2\lambda} Y_{2\lambda}(\hat{r}_2), \quad \alpha_{2\lambda} = \beta D_{\mu 0}^{(2)*}(\Theta_i), \quad (2)$$

где \hat{r}_2 есть угловые координаты вектора \mathbf{r}_2 в ц. м. системе сталкивающихся ядер. Здесь мы рассматриваем модель вращения ядра, коллективными координатами которой являются углы Эйлера Θ_i поворота внутренней оси симметрии ядра в ц. м. системе, а β — параметр деформации ядра. При $\beta \ll 1$ в разложении плотности по $\delta\mathbf{r}_2$ сохраняем только линейные члены, и тогда

$$\rho_2(\mathbf{r}_2) \Rightarrow \rho_2(r_2) + o_2(\mathbf{r}_2), \quad (3)$$

$$o_2(\mathbf{r}_2) = o_2^{(2)}(r_2) \sum_{\mu=0,\pm 2} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}_2), \quad o_2^{(2)}(r_2) = -r_2 \frac{d\rho_2(r_2)}{dr_2}, \quad (4)$$

где $o_2^{(2)}(r_2)$ определяет форму переходной плотности *.

*В ряде работ выбирается модель с деформационной добавкой $\delta\mathbf{r}_2 = -R_2 \sum \alpha_{2\lambda} Y_{2\lambda}(\hat{r}_2)$, что приводит к $o_2^{(2)}(r_2) = -R_2 d\rho_2(r_2)/dr_2$. Здесь R_2 имеет смысл радиуса ядра, хотя для него нет четкого определения. Поэтому при таком выборе $o_2^{(2)}(r_2)$ обычно подгоняется не параметр деформации, а «деформационная длина» $\delta_2 = \beta R_2$ без выделения отдельных множителей.

При подстановке плотности (3) в известные формулы для прямой и обменной части фолдинг-потенциала (см., например, в [3, 5]) первое слагаемое $\rho_2(r_2)$ приводит к выражению для центральной части потенциала, а второе $o_2(\mathbf{r}_2)$ к его квадрупольной части — потенциалу перехода в виде *

$$V_{\text{int}}(\mathbf{r}) = V_{\text{int}}^D(\mathbf{r}) + V_{\text{int}}^{EX}(\mathbf{r}), \quad (5)$$

где

$$V_{\text{int}}^D(\mathbf{r}) = Cg(E) \sum_{\mu=0, \pm 2} \alpha_{2\mu} \int \rho_1(r_1) o_2^{(2)}(r_2) v_{00}^D(s) Y_{2\mu}(\hat{r}_2) d^3r_1 d^3r_2, \quad (6)$$

$$V_{\text{int}}^{EX}(\mathbf{r}) = Cg(E) 4\pi \sum_{\mu=0, \pm 2} \alpha_{2\mu} \int_0^\infty G^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) v_{00}^{EX}(s) j_0(K(r)s/M) s^2 ds, \quad (7)$$

$$G^{(2)}(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \int \rho_1(|\mathbf{u}-\mathbf{r}|) \hat{j}_1(k_{F1}(|\mathbf{u}-\mathbf{r}|) \cdot \mathbf{s}) o_2^{(2)}(u) Y_{2\mu}(\hat{u}) \hat{j}_1(k_{F2}(u) \cdot \mathbf{s}) d^3u. \quad (8)$$

Здесь и ниже $j_n(x)$ есть сферические функции Бесселя, функция $\hat{j}_1(x) = (3/x^3)(\sin x - x \cos x)$, а k_F есть локальный ферми-импульс нуклона в ядре, и $K(r) = [(2mM/\hbar^2)(E_{cm} - V(r) - V_C(r))]^{\frac{1}{2}}$ — локальный импульс относительного движения, зависящий от центральной части потенциала упругого рассеяния, который рассчитывается отдельно.

В импульсном представлении интегралы (6), (8) преобразуются в одномерные (см., например, [6]), и окончательное выражение для переходной плотности имеет вид

$$V_{\text{int}}(\mathbf{r}) = V_{\text{int}}^{(2)}(r) \sum_{\mu=0, \pm 2} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}), \quad (9)$$

$$V_{\text{int}}^{(2)}(r) = V_{\text{int}}^{D(2)}(r) + V_{\text{int}}^{EX(2)}(r), \quad (10)$$

где

$$V_{\text{int}}^{D(2)}(r) = Cg(E) \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \rho_1(q) o_2^{(2)}(q) v_{00}^D(q) j_2(qr) q^2 dq, \quad (11)$$

$$V_{\text{int}}^{EX(2)}(r) = 4\pi Cg(E) \int_0^\infty G^{(2)}(r, s) v_{00}^{EX}(s) j_0(K(r)s/M) s^2 ds, \quad (12)$$

*Фолдинг-интеграл, определяющий потенциал, обычно включает фактор $F(\rho_1 + \rho_2)$, корректирующий зависимость нуклон-нуклонных сил от суммарной плотности ядер в области их перекрытия. Мы тоже включаем этот множитель в центральную часть потенциала, но не учитываем его в переходном потенциале, так как там его физический смысл не вполне ясен.

$$G^{(2)}(r, s) = \int_0^\infty h_1(q, s) h_2^{(2)}(q, s) j_2(qr) q^2 dq, \quad (13)$$

$$h_1(q, s) = 4\pi \int_0^\infty \rho_1(r) \hat{j}_1(k_{F,1}(r) \cdot s) j_0(qr) r^2 dr, \quad (14)$$

$$h_2^{(2)}(q, s) = 4\pi \int_0^\infty o_2^{(2)}(x) \hat{j}_1(k_{F,2}(x) \cdot s) j_2(qx) x^2 dx, \quad (15)$$

а фурье-образы функций с индексом «(2)» сверху и без него определяются как

$$\rho(q) = 4\pi \int_0^\infty f(r) j_0(qr) r^2 dr, \quad f_2^{(2)}(q) = 4\pi \int_0^\infty f_2^{(2)}(r) j_2(qr) r^2 dr, \quad (16)$$

2. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

На основе вышеприведенных формул вычисляются микроскопические переходные потенциалы, а затем с их помощью — сечения неупругого рассеяния. При этом предварительно надо еще получить центральный оптический потенциал, объяснив с его помощью экспериментальные данные упругого рассеяния тех же ядер с той же энергией столкновения, что и в неупругом рассеянии. Расчеты сечений проводились как с помощью кода ECIS численного интегрирования системы уравнений связанных каналов [7], так и в рамках адиабатического подхода в модели ВЭП [4, 5].

В основе последнего подхода лежит предположение об адиабатичности процесса, когда скорость внутреннего движения ядра гораздо меньше скорости относительного движения ядер. Тогда процесс можно рассматривать как рассеяние на «замороженном» ядре с фиксированными координатами коллективного движения $\{\alpha_{\lambda\mu}\}$. Использование ВЭП в данном случае означает расчет эйкональной амплитуды f_{el} упругого рассеяния в поле потенциала, который включает центральную часть и квадрупольную, зависящую от $\{\alpha_{\lambda\mu}\}$. Теперь амплитуда неупругого рассеяния строится в виде матричного элемента перехода из начального $\langle 00|$ в конечное (возбужденное) состояние ядра $\langle IM|$, где оператором является амплитуда упругого рассеяния:

$$f_{in}(q) = \langle IM| f_{el}(q, \{\alpha_{\lambda\mu}\}) |00\rangle. \quad (17)$$

Обычно в таком подходе делают еще одно приближение, когда часть эйкональной фазы, $\chi_{int} = -(1/\hbar v) \int V_{int} dz$, определяемая потенциалом перехода, считается малой величиной, и поэтому соответствующую ей часть эйконала $\exp(i\chi_{int})$ можно разложить в ряд, ограничиваясь линейным по V_{int} членом. Тогда, согласно (9), амплитуда (17) факторизуется с выделением структурного

фактора $F_{\lambda\mu} = \langle IM|\alpha_{\lambda\mu}|00\rangle$. И тогда при заданном λ форма углового распределения сечения не зависит от коллективной природы возбуждаемого состояния, ибо структурный фактор влияет только на абсолютную величину сечения. Для вращательной модели ядра структурный фактор перехода $0^+ \rightarrow 2^+$ равен $F_{2,\mu}^{\text{rot}} = \beta(1/\sqrt{5})\delta_{M,\mu}$, а значит абсолютная величина сечения зависит только от выбора параметра деформации β . Все формулы, связанные с деталями использования такого подхода, даны в [4, 5].

Сама процедура расчета включает два этапа. Сначала делается микроскопический расчет реальной V и мнимой W частей центрального оптического потенциала, отвечающего за упругое рассеяние. Затем с помощью кода ECIS [7], а также в ВЭП-модели рассчитывается дифференциальное сечение упругого рассеяния, которое сравнивается с экспериментальными данными. При этом подгонка осуществляется варьированием силовых параметров N_r и N_{im} , которые определяют вклад микропотенциалов реальной V и мнимой W частей. В итоге находим оптический потенциал упругого канала

$$U_{\text{opt}}(r) = N_r V(r) + iN_{\text{im}} W(r). \quad (18)$$

Для интересующей нас задачи рассеяния ядер ^{17}O на ядрах ^{60}Ni , ^{90}Zr , ^{120}Sn и ^{208}Pb [8] при энергии $E_{\text{lab}}=1435$ МэВ соответствующие потенциалы упругого рассеяния были получены в результате ВЭП-анализа в работе [5], а в результате ECIS-расчетов — в [9]. При этом в них вещественные части микропотенциалов рассчитывались в модели двойного фолдинга с учетом обменных членов и использованием эффективных нуклон-нуклонных сил в виде парижского потенциала с так называемой CDM3Y6-формой их зависимости от плотности ядер. Они приведены в [6] (см. также [5]). Что касается мнимой части потенциала W^H , то таковые рассчитывались вначале в рамках микроскопического подхода, разработанного в [3] на базе ВЭП-теории многократного рассеяния Глаубера–Ситенко [10, 11]. Вместе с этим, в качестве шаблонов для мнимой части тестировались те же формы потенциала двойного фолдинга V^{DF} , которые были получены для вещественной части. Оказалось, что и те и другие расчеты с подгонкой коэффициентов N_r и N_{im} по данным упругого рассеяния дают близкие результаты, а полученные кривые сечений хорошо совпадают с экспериментальными данными. И все же некоторое предпочтение мы отдаем шаблонам потенциала двойного фолдинга. Именно для них мы приводим в таблице значения нормирующих коэффициентов N_r и N_{im} . Те же самые коэффициенты мы используем в качестве силовых множителей в микроскопических переходных потенциалах

$$U_{\text{int}}(r) = N_r V_{\text{int}}(r) + iN_{\text{im}} V_{\text{int}}(r), \quad (19)$$

где V_{int} рассчитываются по формулам (9)–(15).

Эти переходные потенциалы, а точнее, кривые их радиальной зависимости $N_r V_{\text{int}}^{(2)}$, приведены на рис. 1 вместе с центральными потенциалами упругого рассеяния $N_r V^{DF}$. Что касается кулоновских переходных потенциалов, то мы их не приводим. Они рассчитывались, как обычно для взаимодействия заряда $Z_1 e$ с полем однородного распределенного заряда $Z_2 e$ в объеме эллипсоида с радиусом $R_c(1 + \sum \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\hat{r}))$, где $R_c = 1,2(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ фм. Соответствующие формулы для центрального и квадрупольного переходного кулоновского потенциалов приведены в [4].

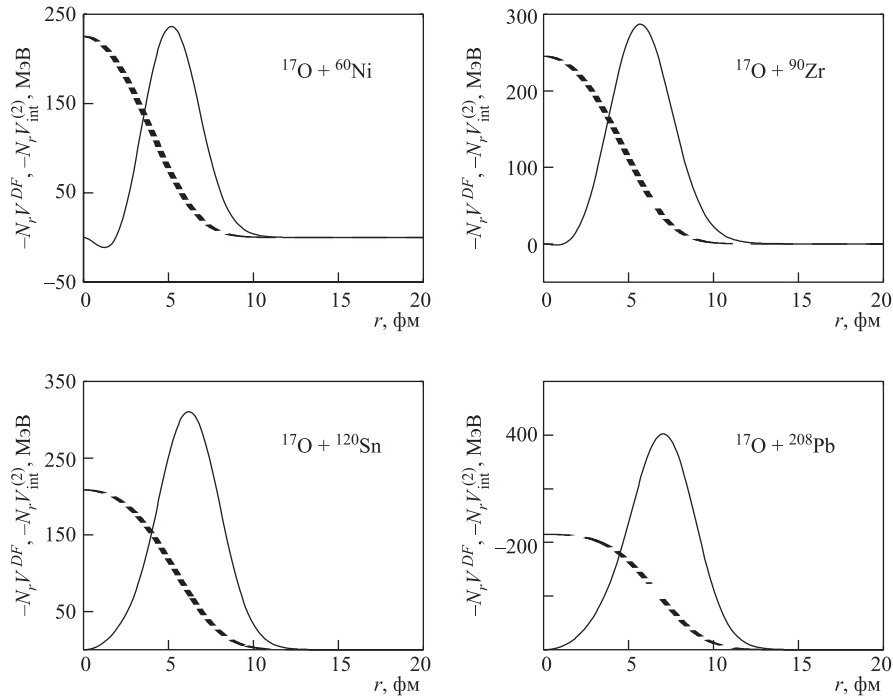


Рис. 1. Вещественная часть потенциалов $N_r V^{DF}(r)$ упругого (штриховые кривые) и $N_r V_{\text{int}}^{(2)}(r)$ неупругого (сплошные) ядро-ядерного взаимодействия, рассчитанные для рассеяния тяжелых ионов ^{17}O на различных ядрах-мишенях при $E_{\text{lab}} = 1435$ МэВ (см. текст)

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ. ВЫВОДЫ

На рис. 2 показаны результаты расчета дифференциальных сечений неупругого рассеяния с помощью программ ECIS (сплошные кривые) и ВЭП

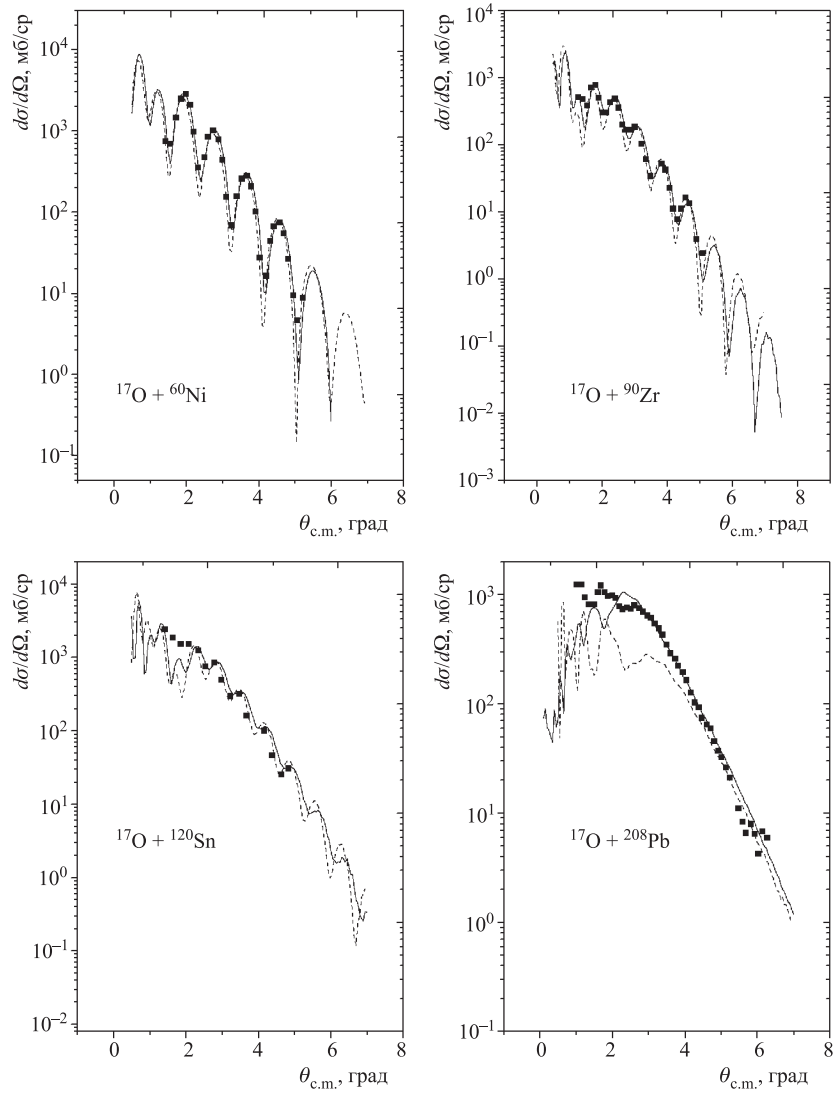


Рис. 2. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния, рассчитанные методом связи каналов (сплошные кривые) и методом ВЭП (штриховые кривые) во взаимодействиях ядер ^{17}O с ядрами-мишенями при 1435 МэВ с возбуждением в них перехода $0^+ \rightarrow 2^+$. Экспериментальные данные из [8]

(пунктир). При этом потенциал упругого рассеяния был получен, как описывалось выше, за счет подгонки к эксперименту силовых параметров N_r, N_{im}

без учета связи этого канала с неупругим. Затем вычислялось сечение неупругого рассеяния с подгонкой только параметра деформации β ядра-мишени. В случае расчета неупругого рассеяния с помощью кода ECIS связь этого канала с упругим через переходной потенциал учитывалась, вообще говоря, во всех порядках теории возмущений. Этот вклад определяется величиной параметров деформации в функции распределения нуклонов ядра-мишени $\beta^{(n)}$ и деформации $\beta^{(c)}$ однородного распределения заряда внутри сферы с радиусом, равным сумме радиусов сталкивающихся ядер. Вообще говоря, этот параметр $\beta^{(c)}$ не должен совпадать с параметром деформации распределения заряда ядра-мишени. Тем не менее, мы решили брать $\beta^{(c)}$ так, как в работе [8], а именно, из данных по вероятностям электрического перехода на 2^+ -уровень в соответствующих ядрах-мишенях. Эти значения $\beta^{(c)}$ приведены в таблице. Второй же параметр $\beta^{(n)}$ подгонялся к эксперимен-

Параметры перенормировки N_r, N_{im} и деформации $\beta^{(c)}$ кулоновского и $\beta^{(n)}$ ядерного переходных потенциалов

Параметры		$^{17}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$	$^{17}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$	$^{17}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$	$^{17}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$
Перенормировочные коэффициенты	N_r	0,6	0,6	0,5	0,5
	N_{im}	0,6	0,5	0,5	0,8
Кулоновская деформация	$\beta^{(c)}$	0,2067	0,091	0,1075	0,0544
Ядерная деформация(ECIS)	$\beta^{(n)}$	0,2541	0,071	0,1063	0,078*
Ядерная деформация (ВЭП)	$\beta^{(n)}$	0,4	0,14	0,25	0,12

*Для мнимой части переходной плотности значение $\beta_{im}^{(n)} = 0,0222$.

тальным данным неупругого рассеяния. Что касается расчетов сечения в рамках ВЭП, то здесь учитывается вклад только одного линейного по переходному потенциалу члена в амплитуде неупругого рассеяния. Из рисунка видно, что таким образом удается получить достаточно хорошее согласие с экспериментом, кроме описания в ВЭП-области малых углов при рассеянии на тяжелых ядрах. Получаемые в ВЭП- и ECIS-расчетах параметры деформации $\beta^{(n)}$ различаются примерно в полтора-два раза. Во всех случаях, кроме рассеяния на ядре ^{208}Pb в ECIS-расчетах, параметры $\beta^{(n)}$ действительной и мнимой частей переходных потенциалов оказываются одинаковыми. В упомянутом случае пришлось делать подгонку с разными значениями параметров деформации вещественной и мнимой части переходных потенциалов, и мы получили $\beta_r^{(n)} = 0,078$ и $\beta_{im}^{(n)} = 0,0222$. Этот результат может измениться, если в переходной плотности $\rho_2^{(2)}$ вместо формы $r_2(d\rho_2(r_2)/dr_2)$ взять форму

$R_2(d\rho_2(r_2)/dr_2)$, где R_2 — радиус ядра-мишени. Действительно, это приведет в области периферии к увеличению вклада кулоновского переходного потенциала. А значит, не придется увеличивать вклад ядерной части амплитуды за счет уменьшения мнимой части переходного ядерного потенциала. Это можно увидеть на рис. 3, где приведены три переходных потенциала. Два из них

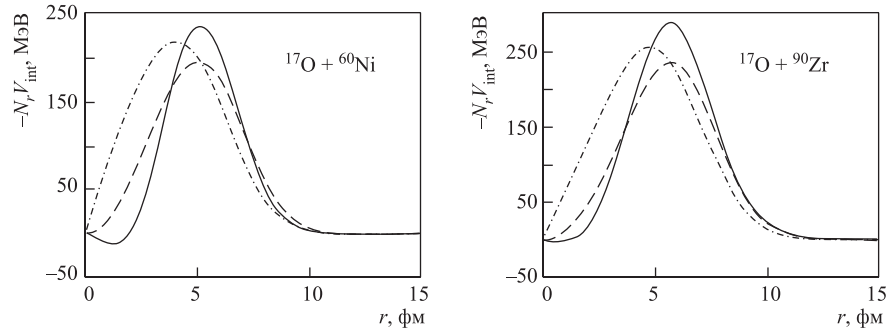


Рис. 3. Переходные потенциалы (радиальная часть) неупругого рассеяния тяжелых ионов ^{17}O на ядрах ^{60}Ni и ^{90}Zr при 1435 МэВ. Микроскопический расчет $N_r V_{\text{int}}^{(2)}(r)$ — сплошные кривые. Полумикроскопическая модель: $V_{\text{int}}^{DF-I}(r)$ (штрихи) и $V_{\text{int}}^{DF-II}(r)$ (штрихпунктир) (см. текст)

(штриховая и штрихпунктирная кривые) соответствуют переходным потенциалам, построенным из производных от функций распределения микроскопического потенциала упругого рассеяния в виде $V_{\text{int}}^{DF-I} = N_r r (dV^{DF}(r)/dr)$ и $V_{\text{int}}^{DF-II} = N_r R (dV^{DF}(r)/dr)$, где $R = r_m$ — радиус в точке максимума функции V_{int}^{DF-I} . На периферии кривая хода второго потенциала идет заметно ниже первого, отдавая преимущества вкладу кулоновского переходного потенциала, что иллюстрирует вышеприведенные комментарии. Третья (сплошная) кривая — наш микроскопический потенциал $N_r V_{\text{int}}^{(2)}$. Он приведен, чтобы увидеть разницу в его поведении и поведении двух других потенциалов, построенных в рамках менее последовательного полумикроскопического подхода, когда переходный потенциал строится на основе производной от потенциала упругого рассеяния.

Заключительное замечание касается некоторой непоследовательности наших расчетов. Более правильно было бы определять одновременно все параметры задачи N_r , N_{im} и $\beta^{(n)}$ в ходе совместной подгонки сечений упругого и неупругого рассеяния, а не разделять задачу, подгоняя сначала N_r , N_{im} в упругом канале, а потом $\beta^{(n)}$ в неупругом. Как пример, на рис. 4 сплошными кривыми показаны сечения упругого рассеяния, соответствующие микропотенциалам с параметрами нашей подгонки N_r , N_{im} из таблицы, а пунктиром дано сечение с этими же потенциалами при одновременном учете вклада

неупругого канала за счет добавления в код ECIS переходных микропотенциалов. Влияние неупругого канала приводит в основном к небольшому изменению формы углового распределения сечения упругого рассеяния, и почти не меняет его абсолютную величину.

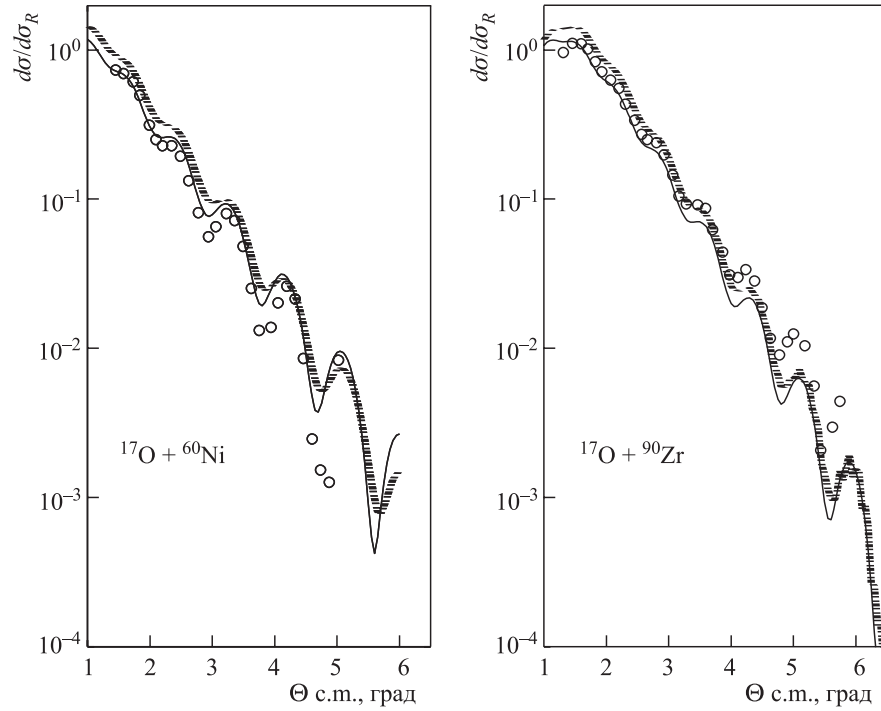


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ядер, отнесенные к соответствующим резерфордским сечениям, для тяжелых ионов ^{17}O на ядрах ^{60}Ni и ^{90}Zr при 1435 МэВ без учета влияния связи каналов $0^+ \rightarrow 2^+$ (сплошные кривые) и с учетом (пунктирные кривые). Экспериментальные данные из [8]

В целом можно считать, что в результате проведенного исследования просматривается перспектива, как усовершенствовать механизм ядро-ядерного неупругого рассеяния и получить таким образом более точные данные о параметрах деформации ядер или переходных структурных матричных элементах.

В заключение авторы К. В. Л., Е. В. З. и И. Н. К. благодарят за поддержку РФФИ (проект 06-01-00228).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Satchler G.R.* Direct Nuclear Reactions. Oxford: Clarendon, 1983.
2. *Земляная Е. В. и др.*// Изв. РАН, серия физ. 2005. Т. 69, вып. 11. С. 1649.
3. *Лукьянов В. К., Земляная Е. В., Лукьянов К. В.* // ЯФ. 2006. Т. 69, № 2. С. 262
4. *Лукуанов V. K., Metawei Z., Zemlyanaya E. V.* // ЯФ. 2006. Т. 69, № 8. С. 1409; nucl-th/0508015.
5. *Hanna K.M. et al.* // Письма в ЭЧАЯ. 2006. Т. 3, № 6. С. 105; nucl-th/0511037.
6. *Khoa D.T., Satchler G.R.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 668. P. 3.
7. *Raynal J.* Computing as a Language of Physics (IAEA, Vienna, 1972), p.75; Phys. Rev. C. 1981. V. 23. P. 2571.
8. *Neto R.L. et al.* // Nucl. Phys. A. 1993. V. 560. P. 733.
9. *Hanna K.M. et al.* // Proc. 5th Int. Conf. Nucl.& Part. Phys. NUPPAC'05, Cairo, Egypt, 2006. P. 135.
10. *Glauber R.J.* // Lectures in Theoretical Physics. New York: Interscience, 1959. P. 315.
11. *Ситенко А. Г.*// Укр. физ. журн. 1959. Т. 4. С. 152.

Получено 18 января 2007 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 15.03.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,04. Тираж 355 экз. Заказ № 55702.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/