

ной яме позволяет описать экспериментальные данные по длительности деления  $^{238}\text{Np}$ . Существование двух классов долгоживущих возбужденных состояний тяжелых ядер приводит к неэкспоненциальному закону их распада. Следует особо отметить, что экспериментальное определение времени протекания реакции деления позволяет изучать характеристики сильно деформированных возбужденных состояний тяжелых ядер.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Strutinsky V. M. Nucl. Phys., 1967, A95, p. 420. [2] Strutinsky V. M., Pauli H. C. Proc. IAEA Symp. Phys. Chem. of Fission. Vienna, 1969, p. 155. [3] Юминов О. А. Тр. Всесоюз. совещ. по физ. взаимодействия заряж. частиц с кристаллами. М.: Изд-во МГУ, 1985, с. 68. [4] Bjørnholm S., Lynn J. E. Rev. Mod. Phys., 1980, 53, N 4, p. 384. [5] Grusha O. V. et al. Nucl. Phys., 1984, A429, p. 313. [6] Strutinsky V. M., Bjørnholm S. Ibid., 1969, A136, p. 1. [7] Gilbert A., Cameron A. E. W. Canad. J. Phys., 1965, 43, p. 1450. [8] Воротников П. Е. и др. Ядерная физика, 1982, 36, с. 1074.

Поступила в редакцию  
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.172.12

#### ПРОТОННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДЛЯ $^{53}\text{Cr}$ ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

Е. А. Романовский

В настоящее время достигнут прогресс в развитии микроскопической теории оптического потенциала (ОП) и в описании взаимодействия тяжелых ионов с атомными ядрами. Для проверки справедливости этой теории и вычислений ядро-ядерных потенциалов в рамках так называемой «модели свертки» необходимы данные о параметрах нуклонных ОП в широком интервале энергий. Известно, что для описания рассеяния протонов с  $E_p > 10$  МэВ ядрами с  $A > 40$  по оптической модели (ОМ) используются параметры ОП [1], найденные из анализа данных по сечениям упругого рассеяния и поляризации при  $E_p \sim 20-40$  МэВ. Для их применения при  $E_p < 20$  МэВ требуется проведение дополнительных исследований, программа которых сформулирована в [2].

Настоящая работа посвящена анализу данных по рассеянию и поляризации протонов низких и средних энергий ядрами  $^{53}\text{Cr}$ . Для нахождения параметров ОП нами сопоставлялись экспериментальные дифференциальные сечения упругого рассеяния и поляризации, а также полные сечения реакций с вычисленными по ОМ с параметрами следующего вида [1]:

$$V(r) = V_C(R_C) + V_R f(x_0) + i4a_D W_D \frac{d}{dr} f(x_D) + V_{s0} \frac{\sigma_1}{r} \left( \frac{\hbar}{m\pi c} \right)^2 \frac{d}{dr} f(x_{s0}),$$

где  $V_C(R_C)$  — кулоновский потенциал,

$$f(x_i) = (1 + \exp x_i)^{-1}; \quad x_i = (r - r_i A^{1/3})/a_i; \quad R_C = r_C A^{1/3},$$

$$V_R = V_0 - \beta E_p + 0,4Z/A^{1/3} + V_1 \frac{N-Z}{A}.$$

Согласно [1],  $V_0 = 54,0$ ;  $W_D = 11,8 - 0,25 E_p + 12(N-Z)/A$ ;  $V_{s0} = 6,2$ ;  $V_1 =$

$=24$ ;  $r_0=1,17$ ;  $r_D=1,32$ ;  $r_{s0}=1,01$ ;  $a_0=a_{s0}=0,75$ ;  $a_D=0,51+0,7(N-Z)/A$ ;  $\beta=0,32$ . Все геометрические параметры выражены в Фм, потенциалы в МэВ,  $(\hbar/m_\pi c)^2=2,0$  Фм<sup>2</sup>, а поглощение считается чисто поверхностным.

При захвате протона <sup>53</sup>Сг образуется составное ядро <sup>54</sup>Мп (энергия возбуждения  $E_x \cong E_p + 7,5$  МэВ), в котором возбуждаются так называемые фоновые ( $T_<$ ) и изобараналоговые ( $T_>$ ) состояния. Ниже мы будем анализировать экспериментальные данные по сечениям рассеяния при  $E_p \sim 3,5$ ; 6,0; 10—12 и 16,6 МэВ ( $11 \leq E_x \leq 24$  МэВ). Если оценить полное число уровней на 1 МэВ ( $\rho$ ) по формулам модели ферми-газа [3], а ширины  $T_<$ -состояний ( $\Gamma_<$ ) по формуле [4]

$$\Gamma_< = 14 \exp(-4,69 \sqrt{A/E_x}) \text{ МэВ},$$

то значения  $\rho_<$  и  $\Gamma_<$  для различных  $E_x$  изменятся в пределах от  $\rho_< = 8 \cdot 10^3$ ,  $\Gamma_< \sim 0,4$  кэВ при  $E_x \cong 11$  МэВ до  $\rho_< \sim 2 \cdot 10^7$ ,  $\Gamma_< \sim 10$  кэВ при  $E_x \cong 24$  МэВ. При  $E_p \geq 3,5$  МэВ  $T_<$ -состояния в ядре <sup>54</sup>Мп полностью перекрываются (т. е.  $\Gamma_</D_< > 2$  и при усреднении сечений по  $\Delta E > \Gamma_<$  флуктуации из-за возбуждения  $T_<$ -состояний не проявляются).

Основываясь на энергетических соотношениях теории изобараналоговых резонансов и данных о положении уровней в аналоговом ядре <sup>54</sup>Сг, можно сделать оценку числа «кандидатов» в  $T_>$ -состояния. Так, при взаимодействии протонов с  $E_p = 3-4$  МэВ  $\rho_> \sim 10$ , а при  $E_p = 5-6$  МэВ  $\rho_> \sim 30$ . При  $E_p \sim 3-4$  МэВ в ядре <sup>54</sup>Мп возбуждаются  $T_>$ -состояния с  $\Gamma \sim 1$  кэВ, а при  $E_x \sim 20$  МэВ  $\Gamma \sim 40$  кэВ [5].

В [6] измерены угловые зависимости сечения и поляризации при упругом рассеянии протонов с  $E_p = 16,6$  МэВ ( $\Delta E \sim 0,1$  МэВ,  $\Delta E > \Gamma_>$ ,  $\Gamma_</D_<$ ,  $\Gamma_>/D_> \gg 1$ ). При таком усреднении флуктуации из-за возбуждения  $T_<$ - и  $T_>$ -состояний не проявляются. Вклад упругого рассеяния через составное ядро  $\sigma_{CE}$  пренебрежимо мал. Найденные в [6] параметры ОП описывают потенциальное рассеяние. Оказалось, что эти параметры в пределах 1—3% совпадают с параметрами ОП [1] ( $V_R = 52,2$ ;  $r_0 = 1,18$ ;  $a_0 = 0,74$ ;  $W_D = 9,12$ ;  $r_D = 1,28$ ;  $a_D = 0,63$ ;  $\sigma_r = 1164$  мб).

В [7] измерены угловые зависимости сечений упругого рассеяния протонов для  $E_p = 10$  и 11 МэВ. При анализе по ОМ предполагалось, что поглощение объемное. Нами с использованием найденных в [7] параметров ОП вычислены объемные интегралы от мнимых потенциалов на нуклон  $J_W/AA_1$ . Оказывается, что  $J_W/AA_1 \sim 80$  МэВ·Фм<sup>3</sup>, что существенно ниже средних значений, определенных в [8] для этой области масс и энергий:  $(J_W + J_D)/AA_1 = J_I/AA_1 = 125 \pm 20$  МэВ·Фм<sup>3</sup>. Такие же значения  $J_W/AA_1$  получаются по данным [9] ( $E_p \sim 10-12$  МэВ). Отличие значений  $J_W/AA_1$  от средних служит указанием на необходимость повторного анализа сечений рассеяния, измеренных в [7, 9]. В [9] для  $\theta = 90^\circ$  с шагом 10 кэВ и  $\Delta E \sim 10$  кэВ измерена функция возбуждения для  $10 \leq E_p \leq 12$  МэВ. В функции возбуждения флуктуации обусловлены возбуждением как  $T_<$ -, так и  $T_>$ -состояний. Усредненная по  $\Delta E \sim 0,5$  МэВ функция возбуждения плавно изменяется с энергией. Если по данным [9] построить функции возбуждения для  $\theta \geq 90^\circ$ , то оказывается, что сечения флуктуируют относительно средних значений. При  $E_p = 10,27$ ; 11,7 и 12 МэВ значения сечений совпадают со средними. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся лишь анализом сечений при этих значениях  $E_p$ , рассматривая угловые зависимости при  $E_p = 10,27$ ; 11,7 и 12 МэВ как средние по интервалу усреднения  $\Delta E \sim 0,5$  МэВ.

Нами проведен автоматический поиск четырех параметров ОП:  $V_R$ ,  $W_D$ ,  $r_D$  и  $a_D$ . Параметры  $r_0$  и  $a_0$ ,  $V_{s0}$ ,  $r_{s0}$  и  $a_{s0}$  фиксировались в соот-

ветствии с [1], так как в [6] показано, что при  $E_p = 16,6$  МэВ эти параметры совпадают с параметрами ОП [1]. Найдены следующие параметры ОП: при  $E_p = 10,27$  МэВ  $V_R = 54,6$ ;  $W_D = 9,47$ ;  $r_D = 1,35$ ;  $a_D = 0,57$ . Это дает  $J_D/AA_1 = 136$  МэВ·Фм<sup>3</sup>,  $\sigma_r = 985$  мб. При  $E_p = 11,7$  МэВ  $V_R = 54,0$ ;  $W_D = 9,58$ ;  $r_D = 1,35$ ;  $a_D = 0,58$  ( $J_D/AA_1 = 142$  МэВ·Фм<sup>3</sup>,  $\sigma_r = 1066$  мб). И при  $E_p = 12,0$  МэВ  $V_R = 53,6$ ;  $W_D = 9,51$ ;  $r_D = 1,34$ ;  $a_D = 0,61$  ( $J_D/AA_1 = 144$  МэВ·Фм<sup>3</sup>,  $\sigma_r = 1092$  мб). В [10] показано, что при рассеянии протонов с  $E_p \sim 10$  МэВ ядрами <sup>54</sup>Сг величина  $\sigma_{CE}(\theta)$  при  $\theta > 90^\circ$  составляет  $\sim 3-5\%$  от среднего сечения упругого рассеяния. Эти же оценки справедливы и для рассеяния протонов таких же энергий на <sup>53</sup>Сг (при  $E_p \sim 12$  МэВ  $\sigma_{CE} < 3\%$ ). Так как в [9] дифференциальные сечения рассеяния измерены с точностью до  $\sim 5\%$ , то мы считаем, что найденные параметры ОП описывают потенциальное рассеяние протонов <sup>53</sup>Сг. При четырехпараметрической подгонке параметры  $V_R$ ,  $r_D$ ,  $a_D$  оказались близкими к параметрам ОП [1]. Поэтому мы провели однопараметрическую подгонку параметра  $W_D$ , закрепив все остальные параметры в соответствии с [1]. Мы нашли, что при  $E_p = 10,27$  МэВ  $W_D = 9,65$ ;  $J_D/AA_1 = 134$  МэВ·Фм<sup>3</sup>,  $\sigma_r = 981$  мб, при  $E_p = 11,7$  МэВ  $W_D = 10,0$ ;  $J_D/AA_1 = 139$  МэВ·Фм<sup>3</sup>,  $\sigma_r = 1044$  мб и при  $E_p = 12,0$  МэВ  $W_D = 10,30$ ;  $J_D/AA_1 = 144$  МэВ·Фм<sup>3</sup>,  $\sigma_r = 1061$  мб.

С уменьшением  $E_p$  возрастает вклад  $\sigma_{CE}$  и для определения параметров ОП необходимо предварительно разделить прямые и компаундные процессы. В [11] показано, что если измеряется усредненная по интервалу  $\Delta E$  величина  $\langle P(\theta)\sigma(\theta) \rangle_{\Delta E}$  (причем интервал  $\Delta E$  таков, что происходит усреднение по большому числу состояний, характеристики которых распределены случайным образом), то  $\langle P(\theta)\sigma(\theta) \rangle_{\Delta E} = \langle [P(\theta)\sigma(\theta)]_n \rangle$ , где «П» означает прямой процесс. В [12] были измерены относительные угловые зависимости сечений упругого рассеяния при  $5,8 \leq E_p \leq 6,25$  МэВ ( $\Delta E \sim 0,1$  МэВ). При построении зависимостей  $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$ , где  $\sigma_R(\theta)$  — резерфордское сечение, предполагалось, что при  $\theta = 32^\circ$   $\sigma(\theta) = \sigma_R(\theta)$ . Такая нормировка завышена примерно на 10%.

Нами проведена перенормировка этих зависимостей. Следует отметить, что формы соответствующих кривых при  $\theta \geq 90^\circ$  изменяются с энергией. Выше было сказано, что при  $E_p \geq 3,5$  МэВ выполняется условие  $\Gamma_{<}/D_{<} \geq 2$ . Нетрудно показать, что при усреднении по  $\Delta E \sim 0,1$  МэВ флуктуации из-за возбуждения  $T_{<}$ -состояний должны усредняться. Поэтому изменение форм кривых  $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$  с изменением  $E_p$  связано с возбуждением в составном ядре <sup>54</sup>Мп  $T_{>}$ -состояний. В работе [13] при  $E_p \sim 6$  МэВ измерены угловые и энергетические зависимости поляризации. Данные работ [12, 13] были использованы для нахождения величин  $\langle P(\theta)\sigma(\theta) \rangle_{\Delta E}$  для средней энергии  $E_p \sim 6$  МэВ и интервала усреднения  $\Delta E \sim 0,3$  МэВ. Эти значения представлены на рис. 1.

Кривая 1 — это рассчитанная по ОП с параметрами [1] и  $W_D = 9,5$  МэВ зависимость  $[P(\theta)\sigma(\theta)]_{\text{опт}}$ . В пределах ошибок определения величин  $\langle P(\theta)\sigma(\theta) \rangle_{\Delta E}$  наблюдается согласие с рассчитанной по ОП зависимостью. При меньших значениях  $W_D$  такое согласие не достигается. (Для иллюстрации на рис. 1 нанесена рас-

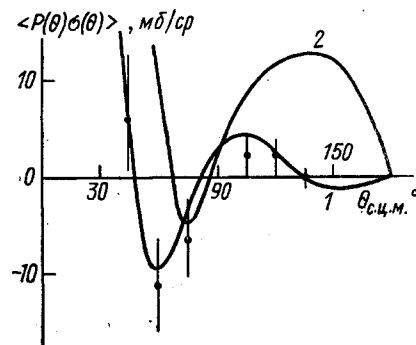


Рис. 1. Значения  $\langle P\sigma \rangle$  для  $E_p = 6,0$  МэВ. Сплошные кривые — расчет по ОП (см. текст)

считанная по ОМ зависимость для  $W_D=3$  МэВ — кривая 2). Используя перенормированные [12] данные, мы вычислили усредненные по интервалу 5,8—6,25 МэВ значения сечений рассеяния для средней энергии  $E_p=6$  МэВ (рис. 2, а, точки). На рис. 2, а нанесена рассчитанная по ОМ зависимость  $\sigma(\theta)/\sigma_R(\theta)$  для  $E_p=6$  МэВ (кривая 1). Из сопоставления расчетной кривой с экспериментальными данными по средним сечениям рассеяния  $\langle\sigma_{\text{экс}}(\theta)\rangle$  сечение  $\sigma_{CE}$  найдено по формуле

$$\sigma_{CE} = 4\pi \int_{90}^{180} [\langle\sigma_{\text{экс}}(\theta)\rangle - \sigma_{\text{онт}}(\theta)] \sin\theta d\theta. \quad (1)$$

Оказалось, что  $\sigma_{CE}(\theta)$  близко к изотропному:  $\sigma_{CE}(\theta)=9$  мб/ср, а  $\sigma_{CE}=120\pm 20$  мб. По формуле (1) из сопоставления рассчитанной по ОМ (с параметрами [1] и  $W_D=10$  МэВ) кривой с экспериментальными данными [14] находим, что  $\sigma_{CE}\cong 40\pm 10$  мб для  $E_p=7,5$  МэВ.

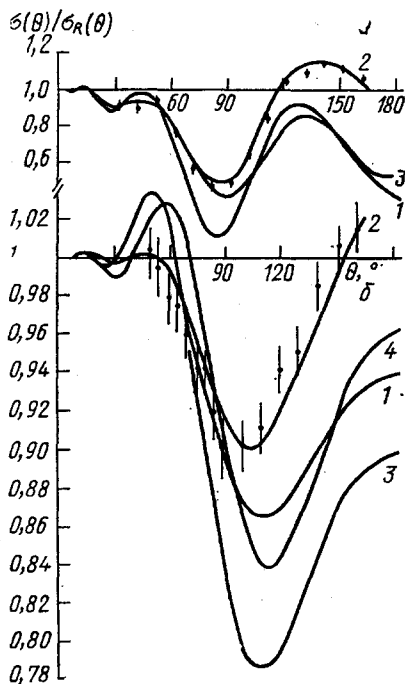


Рис. 2. Угловая зависимость дифференциального сечения для  $(E_p)_{\text{ср}}=6$  МэВ — а и для  $E_p=3,44$  МэВ — б. Сплошные кривые — расчет по ОМ (см. текст)

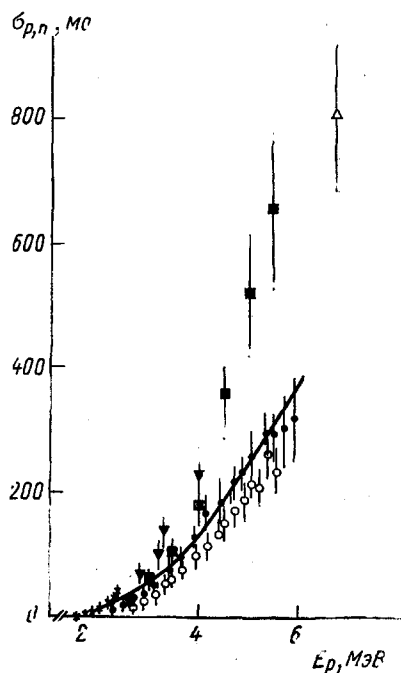


Рис. 3. Сечения реакции  $^{53}\text{Cr}(p,n)$  для различных значений энергии: ● и ○ — из работы [16], △ — [17], ▼ — [18], ■ — [19], × — [20]. О кривой 1 см. пояснение в тексте

В работе [15] измерены угловые зависимости сечений рассеяния для  $2,6 \leq E_p \leq 3,44$  МэВ с  $\Delta E \sim 0,1$  МэВ. Так как  $\Delta E \gg \Gamma_{\gamma} \sim 1$  кэВ, а  $\rho_{\gamma} \sim 10$ , то возбужденные в  $^{54}\text{Mn}$  одного — двух состояний  $T_{\gamma}$  не может исказить форму угловой зависимости сечения. На рис. 2, б кривая 1 вычислена по ОМ для  $E_p=3,44$  МэВ с параметрами ОП [1] и  $W_D=8,5$  МэВ. Кривая 2 — это кривая 1, сложенная с прямой  $\sigma_{CE}(\theta) = 5,5$  мб/ср. Кривая 2 проходит по экспериментальным точкам из

[15]. Кривая 4, вычисленная с параметрами ОП [1] и  $W_D=4$  МэВ, не согласуется с этими экспериментальными значениями. В [15] измерена угловая зависимость сечения рассеяния для  $E_p=3,0$  МэВ. Из сопоставления с рассчитанной по ОМ кривой  $\sigma=\sigma(\theta)$  (параметры ОП [1],  $W_D=7,5$  МэВ) находим  $\sigma_{CE}=20\pm 10$  мб.

Для определения параметров ОП при  $E_p < 3$  МэВ необходим анализ полных сечений реакций  $\sigma_r$ , которые при таких подбарьерных энергиях близки к сечениям реакций  $(p, n)$ , т. е.  $\sigma_r \cong \sigma_{p,n}$ . На рис. 3 представлены экспериментальные данные из работ [16—20] по  $\sigma_{p,n}$  для различных  $E_p$ . Здесь же нанесена кривая. При  $E_p \leq 3,5$  МэВ она проходит по точкам из работ [16, 19, 20], при  $3,5 < E_p < 6$  МэВ — по согласующимся между собой (в пределах ошибок измерений) значениям величин сечений из [16]. Таким способом проведенная кривая  $\sigma_{p,n}(E_p)$  для  $^{53}\text{Cr}$  близка к аналогичным кривым для реакции  $^{51}\text{V}(p, n)$  [21] и  $^{55}\text{Mn}(p, n)$  [22]. С целью определения параметров ОП для  $1,5 \leq E_p \leq 2,4$  МэВ проводилось сопоставление рассчитанных по ОМ (с параметрами [1], где  $W_D$  — подгоночный)  $\sigma_r$  с экспериментальными значениями  $\sigma_{p,n}$  из [20]. Оказалось, что наблюдается близкая к линейной зависимость  $W_D(E_p)$  (при  $E_p=1,5$  МэВ  $W_D=3$  МэВ, при  $E_p=2,4$  МэВ  $W_D=6,5$  МэВ).

Для проверки самосогласованности в определении параметров ОП необходимо сравнение расчетных  $\sigma_r$  с экспериментальными  $(\sigma_r)_{\text{эксп}}$ . Такое сопоставление можно сделать для  $E_p \leq 6$  МэВ, так как

$$(\sigma_r)_{\text{эксп}} \cong \sigma_{p,n} + \sigma_{CE} + \sigma_{p,p'} + \sigma_{p,\alpha}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{p,p'}$  и  $\sigma_{p,\alpha}$  — суммарные сечения неупругого рассеяния и реакции  $(p, \alpha)$  соответственно. Согласно [14], интегральное сечение реакций  $(p, \alpha)$  при  $E_p=7,5$  МэВ  $\sigma_{p,\alpha}=1$  мб. При меньших  $E_p$  можно считать, что  $\sigma_{p,\alpha} \sim 0$ . На рис. 4 кривая 1 — это зависимость  $\sigma_{p,p'}(E_p)$ . Кривая 1 проведена через экспериментальные значения при  $E_p=2,3$  МэВ ( $\sigma_{p,p'}=1$  мб [20]), 3,0 МэВ ( $\sigma_{p,p'}=3$  мб [23]), 4,5 МэВ (оцененное нами значение  $\sigma_{p,p'}=45 \pm 10$  мб по данным [24]), 6,0 МэВ ( $\sigma_{p,p'}=100 \pm 20$  мб [25]) и 7,5 МэВ ( $\sigma_{p,p'}=100 \pm 20$  мб [14]). Кривая 2 на рис. 4 — это зависимость  $\sigma_{CE}(E_p)$ , проведенная через найденные выше значения при  $E_p=7,5; 6,0; 3,44$  и 3,0 МэВ. Точки при  $E_p=5$  и 4 МэВ получены как оценочные на основе анализа данных работы [12]. Кривая 3 — это рассчитанная по ОМ (с параметрами ОП [1] и  $W_D$ , найденными в настоящей работе) зависимость  $\sigma_r(E_p)$ . На основе данных  $\sigma_{p,p'}$ ,  $\sigma_{CE}$  и  $\sigma_{p,n}$ -реакций по формуле (2) нами найдены значения  $(\sigma_r)_{\text{эксп}}$  (см. рис. 4). Из рис. 4 видно, что расчетная зависимость проходит через экспериментальные значения  $(\sigma_r)_{\text{эксп}}$ , если при определении этих величин использовать зависимость  $\sigma_{p,n}(E_p)$  (см. рис. 3, 1). Для найденных выше значений  $W_D$  и  $E_p \leq 16,6$  МэВ на рис. 5 представлена зависимость  $J_D(E_p)/AA_1=13,9W_D(E_p)$ .

При  $E_p \geq 12$  МэВ рассчитанная по формулам [1] зависимость  $J_D/AA_1=J_D(E_p)/AA_1$  совпадает с определенной нами (рис. 5, 2), а при  $E_p < 12$  МэВ найденные на основе [1] значения  $J_D/AA_1$  сильно отличаются (см. рис. 5, 1).

Основываясь на анализе  $\sigma_{p,n}$  по ОМ, авторы работы [26] предложили для  $45 \leq A \leq 80$  и  $4 \leq E_p \leq 180$  МэВ новый набор параметров ОП, отличный от [1] и [27]. Согласно [26], параметры ОП предложено находить, используя следующие соотношения:

$$J_R/AA_1 = 509 \exp(-0,006E_p) \text{ МэВ} \cdot \Phi \text{ м}^3; r_0=1,17, a_0=0,75, V_1=24, \quad (3)$$

$$J_I/AA_1 = 102 \{1 - \exp(-0,21 E_p)\} \text{ МэВ} \cdot \Phi \text{ м}^3; r_D=1,32, a_D=0,58. \quad (4)$$

Построенная по формуле (4) кривая 3 на рис. 5 не согласуется с кривой 2. Если по формулам (3), (4) для  $E_p=6$  и 3,44 МэВ найти значения  $V_R$  и  $W_D$  и вычислить по ОМ соответствующие зависимости  $\sigma=\sigma(\theta)$ , то нетрудно видеть (см. кривые 3 на рис. 2, а и б), что рас-

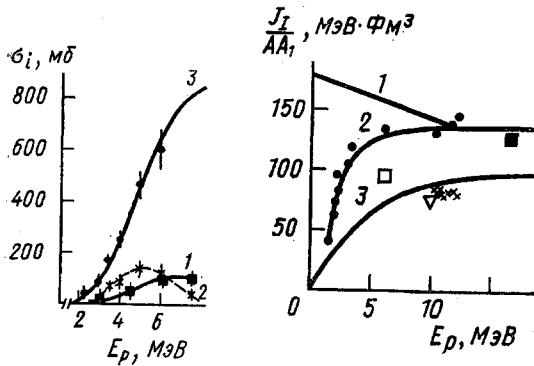


Рис. 4. Энергетические зависимости суммарных интегральных сечений упругого рассеяния протонов через составное ядро ( $\sigma_i=\sigma_{CE}$ ) —  $\times$ , реакции ( $p, p'$ ) ( $\sigma_i=\sigma_{p,p'}$ ) —  $\blacksquare$  и полного сечения реакции ( $\sigma_i=\sigma_r$ ) —  $\bullet$ . О кривых 1, 2, 3 см. пояснения в тексте

Рис. 5. Значения  $J_i/AA_1$  для различных  $E_p$ :  $\bullet$  — значения, вычисленные с использованием параметров ОП настоящей работы,  $\blacksquare$  — [6],  $\nabla$  — [7],  $\times$  — [9],  $\square$  — [25]. Ломаная 1 найдена согласно [1], о нашей кривой 2 см. пояснения в тексте, кривая 3 вычислена по формуле (4)

четные кривые невозможно согласовать с экспериментальными значениями сечений рассеяния.

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы: в области низких и средних энергий экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния, поляризации и полным сечениям реакций могут быть описаны в рамках ОМ, причем все параметры ОП, кроме  $W_D$ , следует брать из [1], а величину  $W_D$  определить в соответствии с представленной на рис. 4 (кривая 1) зависимостью  $J_D/AA_1=J_D(W_D)/AA_1$ . Параметры ОП, найденные в [26], непригодны для описания данных по рассеянию протонов низких и средних энергий  $^{53}\text{Cr}$ .

Представляет интерес измерение сечений реакций ( $p, n$ ), ( $p, 2n$ ) и др. под действием протонов низких и средних энергий и полных сечений реакций при  $E_p > 10$  МэВ по методике ослабления интенсивности пучка для проверки соответствия экспериментальных полных сечений реакций с вычисленными по ОМ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Vecchetti F. D., Greenlees G. W. Phys. Rev., 1969, 182, p. 1190. [2] Walter R. L. et al. In: Proc. Polarization Phenomena in Nuclear Physics 1980. Part 1. American Inst. of Physics. N. Y., 1981, p. 413. [3] Gilbert A., Cameron A. C. W. Can. J. Phys., 1965, 43, p. 1446. [4] Stokstad R. G. In: Proc. Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei. V. 2. North-Holland, Amsterdam, 1974, p. 327. [5] Berg G. et al. Nucl. Phys., 1975, A254, p. 169. [6] Mayer R. et al. Ibid., 1971, A177, p. 205. [7] Andrews P. T. et al. Ibid., 1964, 56, p. 449. [8] Kailas S., Gupta S. K. Phys. Lett., 1977, 71B, p. 271. [9] Legg J. C., Scott H. D., Mehta M. K. Nucl. Phys., 1966, 84, p. 398. [10] Ernst J., Harney H. L., Kotajima K. Ibid., 1969, A136, p. 87. [11] Thompson W. J. Phys. Lett., 1967, 25B, p. 454. [12] Романовский Е. А. и др. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1971, № 4, с. 398. [13] Калачева З. Ф. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, 37, с. 88. [14] Shore B. W., Wall N. S., Irvine J. W. Phys. Rev., 1961, 123, p. 276. [15] Головня В. Я. и др. Ядерная физика, 1966, 4, с. 770. [16] Johnson C. H., Galonsky A., Inskoop C. N. ORNL-2910, 1960. [17] Дряпаченко И. П. и др. Ядерная физика, 1967, 6, с. 440. [18] Дряпаченко И. П., Немец О. Ф., Пилипенко В. А. УФН, 1971, 16, с. 1947. [19] Wiest J. E. et al. Phys. Rev., 1971, C4, p. 2061. [20] Gardner H. J. et al. Aust. J. Phys., 1981, 34, p. 25. [21] Романовский Е. А. Ядерная физика, 1985, 41, с. 607. [22] Viyogi Y. P. et al. Phys. Rev., 1978, C18, p. 1178. [23] Кривонос Г. А. и др. Ядерная физика, 1976, 24, с. 461. [24] Porter W. C. et al. Phys. Rev., 1958, 112,

УДК 539.17.01:539.186

### ТРЕХТЕЛЬНЫЙ ПОДХОД К РЕАКЦИЯМ ПЕРЕДАЧИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЯДЕРНОЙ И АТОМНОЙ ФИЗИКЕ

Г. В. Аваков, А. Р. Ашуров, Л. Д. Блохинцев, А. М. Мухамеджанов,  
Д. А. Савин

1. **Введение.** Многие задачи в ядерной и атомной физике могут рассматриваться как проблема трех тел. Математический аппарат для описания систем трех частиц, взаимодействующих посредством короткодействующих потенциалов, был создан Л. Д. Фаддеевым [1]. В последние годы разработаны методы, позволяющие путем модификации уравнений Фаддеева учесть дальнедействующее кулоновское взаимодействие в трехчастичных системах. К таким методам относятся: 1) метод обращения, предложенный А. М. Веселовой и применимый при энергиях ниже трехчастичного порога [2]; 2) подход, развитый С. П. Меркурьевым, применимый и выше трехчастичного порога [3]; 3) метод Альта — Зандхаса — Цигельмана (АЗЦ) [4] и близкий к нему метод работы [5]; фредгольмовский характер полученных в этих методах уравнений доказан пока только ниже трехчастичного порога.

В настоящей работе формализм АЗЦ применяется для описания а) систем, в которых наряду с кулоновским существует и короткодействующее ядерное взаимодействие, и б) систем, в которых кулоновское взаимодействие является единственным и определяет всю динамику; для последних систем уравнения АЗЦ требуют определенной модификации.

2. **Кулоновские эффекты в фаддеевском подходе к реакциям передачи нуклонов при низких энергиях.** В настоящем разделе путем решения уравнений АЗЦ для системы трех частиц, две из которых одноименно заряжены, а третья нейтральна, рассматривается реакция передачи нуклона ниже трехчастичного порога. Насколько известно авторам, такие расчеты проводятся впервые. Уравнения АЗЦ для реакции  $(\beta\gamma) + \alpha \rightarrow \beta + (\alpha\gamma)$  имеют вид [4]

$$X_{\beta\alpha} = Z_{\beta\alpha} + \sum_{\delta=1,2,3} X_{\beta\delta} \tilde{G}_{\delta} Z_{\delta\alpha},$$

где  $(\beta\gamma)$  — связанное состояние частиц  $\beta$  и  $\gamma$ ,  $Z_{\beta\alpha}$  — эффективный потенциал,  $X_{\beta\alpha}$  — амплитуда реакции,  $\tilde{G}_{\delta}$  — эффективная двухчастичная функции Грина. При вычислении  $Z_{\beta\alpha}$  и  $X_{\beta\alpha}$  соответствующие операторы берутся в обкладках из кулоновских искаженных волн. Если передаваемая частица  $\gamma$  нейтральна, эффективный потенциал  $Z_{\beta\alpha}$  есть сумма амплитуд полюсной и треугольной диаграмм, «искаженных» двухчастичным («оптическим») кулоновским взаимодействием в начальном и конечном состояниях. Для упрощения расчетов эта сумма аппроксимировалась перенормированной амплитудой полюсной диаграммы с помощью формул (12) и (13) работы [6]. В случае передачи заряжен-