

УДК 539.172.13

ОПТИКО-МОДЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНА НА ЯДРЕ ^{16}O С УЧЕТОМ РЕЗОНАНСНОГО ВКЛАДА

© 2024 г. Л. Н. Генералов¹, В. А. Жеребцов¹, А. В. Морозова^{1,*},
С. М. Селянкина¹, С. М. Таова¹

¹ Федеральное государственное унитарное предприятие «Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики», Саров, Россия

*E-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 23.05.2024

После доработки 25.06.2024

Принята к публикации 31.07.2024

С использованием резонансного оптико-модельного кода OptModel выполнено описание всех доступных экспериментальных данных по упругому рассеянию дейтрана на ядре ^{16}O : дифференциальных сечений – при энергиях дейтрана от 0.98 до 200 МэВ и полных сечений реакции $^{16}\text{O}+\text{d}$ от 38 до 97 МэВ. Нарушение унитарности матрицы рассеяния (оптико-модельная + резонансная) в отдельных энергетических точках не превышало 14%, что находится на уровне средних погрешностей анализируемых данных.

DOI: 10.31857/S0367676524110243, EDN: FJEVLK

ВВЕДЕНИЕ

Программный код OptModel [1] используется для проведения оптико-модельных исследований реакций упругого рассеяния на легчайших и легких ядрах. К настоящему времени с помощью этого кода уже выполнен анализ сечения упругого рассеяния протонов на ядрах ^6Li [2, 3], ^7Li [4], ^9Be [5].

В данной работе анализируются данные по упругому рассеянию дейтранов на ядре ^{16}O с использованием кода OptModel, включающего энергетически зависимые параметры оптического потенциала и резонансную составляющую упругого рассеяния.

Рассматривали широкий энергетический диапазон налетающих дейтранов от 0.98 до 200 МэВ. Для анализа использовали экспериментальные данные по дифференциальным и полным сечениям различных авторов из библиотеки EXFOR [6, 7] и собственные экспериментальные данные, полученные во ВНИИЭФ на электростатическом tandemном ускорителе ЭГП-10.

УЧЕТ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1 В ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В коде OptModel для $n, p, d, t, ^{3,4,6}\text{He}, ^6\text{Li}$ используется стандартная форма феноменологического оптического потенциала с вудс-саксоновской радиальной формой

$$U(r,s) = \hat{V}_C(r) - \hat{V}_V(r) - i\hat{W}_V(r) - \\ - i\hat{W}_D(r) + \hat{V}_{SO}(r)\vec{l}_S + i\hat{W}_{SO}(r)\vec{l}_S, \quad (1)$$

в которой кулоновская потенциальная энергия V_C представляет собой взаимодействие точечной налетающей частицы и равномерно заряженного ядра-мишени с резким краем, имеющего радиус $R_C = r_C A_T^{1/3}$, в котором r_C – приведенный кулоновский радиус и A_T – массовое число ядра-мишени, V_V – реальный объемный потенциал в форме Вудса–Саксона с радиусом r_V и диффузностью a_V , \hat{W}_V – мнимый объемный потенциал с радиусом r_W и диффузностью a_W , \hat{W}_D – мнимый поверхностный потенциал с радиусом r_D и диффузностью a_D , V_{SO} – действительный спин-орбитальный потенциал с радиусом r_{SO} и диффузностью a_{SO} , \hat{W}_{SO} – мнимый спин-орбитальный потенциал с радиусом r_{WSO} и диффузностью a_{WSO} . Энергетические зависимости силовых параметров взяты из [2] и содержащихся в этой работе ссылках, а для геометрических используется новая зависимость

$$r_0 = r^0 + \frac{(r^1 + r^2 E)}{1 + \exp(r^3(E - E^{fr}))}, \quad (2)$$

$$a_0 = a^0 + \frac{(a^1 + a^2 E)}{1 + \exp(a^3(E - E^{fa}))}, \quad (3)$$

где $r^0, r^1, r^2, r^3, a^0, a^1, a^2, a^3$ – подгоняемые параметры.

При упругом рассеянии частиц со спином S на потенциале (1) из-за спин-орбитального взаимодействия для каждого орбитального момента l количество независимых решаемых радиальных уравнений Шредингера и амплитуд рассеяния равно $2S+1$, что соответствует возможным значениям полного углового момента рассеиваемой частицы j , который изменяется в пределах от $|l-S|$ до $|l+S|$. Для частиц с $S=1$ (d , ${}^6\text{Li}$) необходимы три независимые амплитуды, однако принято использовать пять зависимых амплитуд рассеяния. Для внедрения резонансного рассеяния в оптическую модель нужно определить резонансные полные моменты рассеиваемой частицы, а перед этим необходимо получить резонансные орбитальные моменты.

Рассмотрим рассеяние частиц со спином $S=1$ (d , ${}^6\text{Li}$) на ядре-мишени, имеющего спин I и четность π_I , с возбуждением резонанса составного ядра со спином J_R и четностью π_R . В векторной форме спин-канала s определяется следующим образом:

$$\vec{s} = \vec{S} + \vec{I}, \quad (4)$$

а набор значений спина канала находится как

$$|I - S| \leq s \leq I + S. \quad (5)$$

Далее для каждого значения спин-канала s (5) определим набор значений орбитального момента l_R^s в резонансе

$$\begin{cases} |s - J_R| \leq l_R^s \leq s + J_R \\ \pi_I \cdot (-1)^{l_R^s} = \pi_R, \end{cases} \quad (6)$$

где в l_R^s значок s соответствует тому, что орбитальный момент определяется для конкретного значения спина канала (далее этот значок и для других величин определяет то же самое), символ $R = 1, 2, \dots$ определяет номер резонанса. Для каждого s возможно несколько значений l_R^s . Далее определяем полный момент налетающего дейтрана j_R^s . При каждом l_R^s (из (6)) можем иметь три значения: $j_R^s = l_R^s; l_R^s - 1; l_R^s + 1$. Эти значения со спином мишени образуют набор значений полного момента системы J

$$|j_R^s - I| \leq J \leq j_R^s + I. \quad (7)$$

Так как l_R^s уже отобраны с учетом сохранения четности, то четность в наборе значений J можно не определять еще раз, она будет иметь четность резонанса π_R , то есть $J^\pi R$. Количество резонансов и их спин и четность задаются пользователем программы.

Амплитуды с учетом резонансного рассеяния

$$A_{\text{opt+R}}^d(\theta) = A^d + \frac{1}{2} \times \\ + \frac{1}{2k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \times$$

$$\times \left[(l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s + 1} + l_I \right]$$

$$l_R \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} - 1 \right] \exp(2i\sigma_{1R}) P_{1R}(\cos\theta) \quad (8)$$

$$B_{\text{opt+R}}^d(\theta) = B^d +$$

$$B^d + \frac{1}{4k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \times \\ \times \left[(l_R + 2) \delta_{j_R^s, l_R^s + 1} + (2l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s} + \right. \\ \left. + (l_R - 1) \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} - 4l_R - 2 \right] \times \\ \times \exp(2i\sigma_{1R}) P_{1R}(\cos\theta), \quad (9)$$

$$C_{\text{opt+d}}^d(\theta) = C^d +$$

$$+ \frac{1}{2\sqrt{2}k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \times \\ \times \left(\delta_{j_R^s, l_R^s + 1} - \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} \right) \exp(2i\sigma_1) P_{l_R}^1(\cos\theta), \quad (10)$$

$$D_{\text{opt+R}}^d(\theta) = D^d +$$

$$+ \frac{1}{2k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \frac{1}{\sqrt{2}l_R(l_R + 1)} \times \\ \times \left[l_R(l_R + 2) \delta_{j_{p,R}^s, l_R^s + 1} - (2l_R + 1) \delta_{j_{p,R}^s, l_R^s} - \right. \\ \left. - (l_R - 1)(l_R + 1) \delta_{j_{p,R}^s, l_R^s - 1} \right] \times \\ \times \exp(2i\sigma_{l_R}) P_{l_R}^1(\cos\theta), \quad (11)$$

$$E_{\text{opt+R}}^d(\theta) = E^d +$$

$$+ \frac{1}{4k} \sum_{s,l_R} \left(g_{l_R^s} \right)^{1/2} \frac{\Gamma_d^{s,l_R} \exp(2i\delta_{l_R^s}^s)}{(E_c - E_R) + i\Gamma_R/2} \frac{1}{\sqrt{2}l_R(l_R + 1)} \times \\ \times \left(l_R \delta_{j_R^s, l_R^s + 1} - (2l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s} + (l_R + 1) \delta_{j_R^s, l_R^s - 1} \right) \times \\ \times \exp(2i\sigma_{1R}) P_{l_R}^2(\cos\theta), \quad (12)$$

где θ – угол рассеяния в системе центра масс, A^d , B^d , C^d , D^d и E^d – амплитуды рассеяния оптической модели для угла θ , к которым добавлены резонансные амплитуды с энергией резонанса E_{l_R} при

резонансном орбитальном моменте l_R^S , Γ_R – полная ширина резонанса, Γ_d^{S,l_R} – парциальная ширина резонанса для спина канала s орбитального момента резонанса l_R , а значок d означает дейtronную ширину, т.е. ширину упругого канала, $\delta_{l_R}^S$ – резонансная фаза рассеяния; σ_l – кулоновская фаза рассеяния, $P_l(\cos \theta)$ – полиномы Лежандра, $P_{l_R}^1(\cos \theta)$ и $P_{l_R}^2(\cos \theta)$ – присоединенные полиномы Лежандра порядка 1 и 2, и $g_{l_R^S}$ – резонансный статистический множитель, определяемый по формуле

$$g_{J_R^S=l_R^S} = \frac{2J_R + 1}{(2j_R^S + 1)(2I + 1)}. \quad (13)$$

Дифференциальные сечения рассеяния вычисляются по формуле (14) с использованием амплитуд (8), (9), (10), (11), (12):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}(\theta) &= \left| A_{opt+R}^d \right|^2 + \\ &+ \frac{1}{3} \left\{ 2 \left(\left| B_{opt+R}^d \right|^2 + \left| C_{opt+R}^d \right|^2 + \left| D_{opt+R}^d \right|^2 + \left| E_{opt+R}^d \right|^2 \right) \right\}. \end{aligned} \quad (14)$$

Полное сечение реакции в оптической модели для частиц с единичным спином рассчитывается по элементам S -матрицы

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\pi}{3k} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} \left[(2l+3) \left(1 - \left| S_l^{j=l+1} \right|^2 \right) + \right. \right. \\ &+ (2l+1) \left(1 - \left| S_l^{j=l} \right|^2 \right) + (2l-1) \left(1 - \left| S_l^{j=l-1} \right|^2 \right) \left. \right] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

С учетом резонансных членов в элементах S -матрицы для полного сечения имеем

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \frac{\pi}{3k} \left\{ \sum_{l=0}^{\infty} \left[(2l+3) \left(1 - \left| S_l^{j=l+1} \right|^2 \right) + \right. \right. \\ &+ (2l+1) \left(1 - \left| S_l^{j=l} \right|^2 \right) + (2l-1) \left(1 - \left| S_l^{j=l-1} \right|^2 \right) \left. \right] \left. \right\} + \\ &+ \frac{\pi}{3k^2} \sum_R \sum_s \sum_{l=l_R} (2l+3) \left\{ 1 - \left| S_{l_R}^{j_R=l_R} + \right. \right. \\ &+ \left(g_{J_R^S=l_R^S} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_d^{S,l_R} \exp(2i\delta_{l_R}^S)}{(E_c - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S} \left. \right|^2 \left. \right\} + \\ &+ \frac{\pi}{3k^2} \sum_R \sum_s \sum_{l=l_R} (2l+1) \left\{ 1 - \left| S_{l_R}^{j_R=l_R+1} + \right. \right. \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} &+ \left(g_{J_R^S=l_R^S+1} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_d^{S,l_R} \exp(2i\delta_{l_R}^S)}{(E_c - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S+1} \left. \right|^2 \left. \right\} + \\ &+ \frac{\pi}{3k^2} \sum_R \sum_s \sum_{l=l_R} (2l-1) \left(1 - \left| S_{l_R}^{j_R=l_R-1} + \right. \right. \\ &+ \left(g_{J_R^S=l_R^S-1} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\Gamma_d^{S,l_R} \exp(2i\delta_{l_R}^S)}{(E_c - E_{l_R}) + i\Gamma_R/2} \delta_{J_R^S, l_R^S-1} \left. \right|^2 \left. \right\}. \end{aligned}$$

Это расчетное сечение равно сумме сечений всех выходных каналов реакции без канала резонансного упругого рассеяния и интерференционных членов между упругим рассеянием (shape elastic) и резонансным упругим рассеянием.

В коде OptModel (OM) можно задать степень нарушения унитарности матрицы рассеяния VU при анализе экспериментальных данных

$$\begin{aligned} \left| S_{l_R}^{j_R=l_R-1}(OM+R) - 1 \right| &= VU \\ \left| S_{l_R}^{j_R=l_R}(OM+R) - 1 \right| &= VU \\ \left| S_{l_R}^{j_R=l_R+1}(OM+R) - 1 \right| &= VU. \end{aligned} \quad (17)$$

Упругая ширина резонанса представлена энергетической зависимостью

$$G_p^{S_R, l_R^S}(E) = 2k(E) P_{l_R}(E) \gamma^{S, l_R}, \quad (18)$$

где γ^{S, l_R} – подгоняемая приведенная ширина резонанса, $k(E)$ – вычисляемое волновое число при энергии E , $P_{l_R}(E)$ – вычисляемая проницаемость барьера от суммы центрального, центробежного, спин-орбитального и кулоновского потенциалов

$$P_{l_R}(E) = \left| \frac{u_l(R)}{u_l(R_0)} \right|^2 = \left| \frac{u_l(\rho)}{u_l(\rho_0)} \right|^2 \quad (19)$$

где $\rho_0 = kR_0$, $\rho = kR$, $u_l(R)$, $u_l(R_0)$ – решения радиального уравнения Шредингера в точках $R_0 > R$ ($\rho_0 > \rho$) пересечения барьера линией постоянной E .

АНАЛИЗИРУЕМЫЕ ДАННЫЕ

Из библиотеки экспериментальных данных EXFOR [6, 7] для анализа было взято 24 работы [8]–[31], содержащие экспериментальные значения дифференциальных сечений реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ при $0.98 < E_d < 200$ МэВ, и одна работа [32], содержащая экспериментальные значения полного сечения реакции $^{16}\text{O}+d$ при $E_d = 38, 65$ и 97 МэВ.

Для анализа также использовались дифференциальные сечения, измеренные в 1990-е годы на перезарядном электростатическом ускорителе ЭГП-10 (РФЯЦ-ВНИЭФ) с погрешностью 7% в энергетическом и угловом интервалах соответственно: 3–11 МэВ с шагом 1 МэВ и 11–167° с шагом 5°. В качестве мишени использовалась мишень Al_2O_3 толщиной (39.5 ± 0.4) мкг·см $^{-2}$, находившаяся под углом 45° относительно движения дейtronного пучка. Методика и проведение измерений изложены в [33, 34], где, однако, основными были измерения дифференциальных сечений реакции ${}^9\text{Be} + d$. При этом пики упругого рассеяния на ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{27}\text{Al}$ в области передних углов не разделялись. Процедура разделения выполнялась путем интерполяции между областью экспериментальных отношений площадей пиков (при углах, где они разделялись) и областью угла $\theta \rightarrow 0^\circ$, где имеем теоретическое значение этих отношений 0.569, на основании учета стехиометрии Al_2O_3 и стремления сечений рассеяния к резерфордовским. Интерполяцию в необходимую область углов (рис. 1) проводили с помощью описания угловой зависимости отношения площадей сигнумодальной функцией. При выполнении этой процедуры были установлены толщина мишени Al_2O_3 и содержание кислорода в мишени ${}^9\text{Be}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИКО-МОДЕЛЬНОГО АНАЛИЗА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРЕ ${}^{16}\text{O}$

Количество экспериментальных точек, используемых при проведении анализа, составило 5756 (5753 – дифференциальные сечения и 3 – полное сечение). Было задействовано 188 параметров. Начальные значения параметров оптического потенциала были получены из литературы или из индивидуальных приближений для отдельных значений энергии дейtronов. Начальные значения резонансных параметров были взяты из справочных источников [35], [36], [37].

Таблица 2. Параметры оптического потенциала

$V_0 = 0.0092$ МэВ	$W_0 = 6.8555$ МэВ	$W_0^D = 8.4768$ МэВ	$V_0^{\text{SO}} = 4.0581$ МэВ	$W_0^{\text{SO}} = 4.5735$ МэВ
$V_1 = -0.1532$ МэВ $^{-1}$	$W_1 = 900$ МэВ 2	$W_1^D = 1.3078 \cdot 10^{-4}$ МэВ $^{-1}$	$V_1^{\text{SO}} = 1.4969$ МэВ	$W_1^{\text{SO}} = -0.3167$ МэВ
$V_2 = -5.58 \cdot 10^{-5}$ МэВ $^{-2}$	$W_2 = 1.2615$ фм	$W_2^D = 6.394$ МэВ 2	$V_2^{\text{SO}} = 0.5193$	$W_2^{\text{SO}} = 0.3922$
$V_{\text{HF}} = 82.10$ МэВ	$r_1^W = -0.0132$ фм	$E_f^D = -2.4802$ МэВ	$V_3^{\text{SO}} = 0.0863$ МэВ $^{-1}$	$W_3^{\text{SO}} = 0.1055$ МэВ $^{-1}$
$\lambda = 0.02463$ МэВ $^{-2}$	$r_2^W = 0.0426$ фм·МэВ $^{-1}$	$r_0^D = 1.3158$ фм	$E_f^{\text{VSO}} = 5.1729$ МэВ	$E_f^{\text{WSO}} = 0$ МэВ

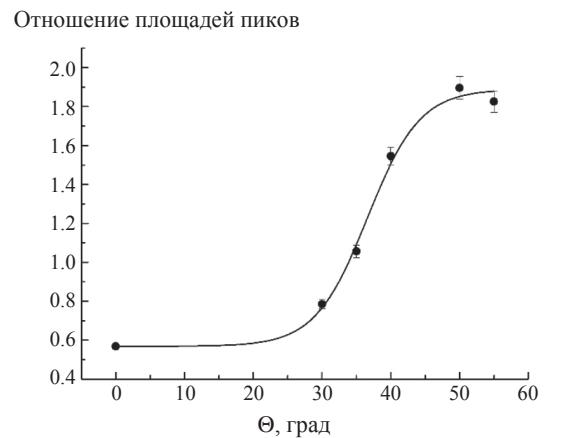


Рис. 1. Отношения площадей пиков рассеянных дейtronов на ${}^{16}\text{O}$ и ${}^{27}\text{Al}$ при $E_d = 7$ МэВ; отдельные значки – экспериментальные данные; сплошная линия – интерполяционная функция.

В табл. 1 представлены параметры приведенно-го кулоновского радиуса r_C . В таблице 2 приведены полученные значения параметров оптического потенциала. (В табл. 1 и 2 E_f – подгоночный параметр, который для протонов и нейтронов представляет энергию Ферми). В таблице 3 указаны значения резонансных параметров, установленные при окончательной подгонке.

Полученные значения спина и четности для всех резонансов совпадают со значениями, приведенными в справочных источниках, кроме энергий

Таблица 1. Параметры приведенного кулоновского радиуса r_C ($E_{f\text{rc}} = 14.0205$ МэВ)

r_0 , фм	r_1 , фм	r_2 , фм·МэВ $^{-1}$	r_3 , фм·МэВ $^{-1}$
1.2929	-0.1740	0.0201	0.0724

Таблица 2. Окончание

$E_f = -14.0242 \text{ МэВ}$	$r_3^W = 0.0680 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$r_1^D = -0.1737 \text{ фм}$	$r_0^{\text{VSO}} = 0.9019 \text{ фм}$	$r_0^{\text{WSO}} = 1.0424 \text{ фм}$
$E_C = 210.9 \text{ МэВ}$	$E_f^W = 14.1247 \text{ МэВ}$	$r_2^D = 0.0426 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$r_1^{\text{VSO}} = -0.4658 \text{ фм}$	$r_1^{\text{WSO}} = -0.3878 \text{ фм}$
$r_0^V = 1.1131 \text{ фм}$	$a_0^W = 0.3563 \text{ фм}$	$r_3^D = 0.05917 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$r_2^{\text{VSO}} = 0.0975 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$r_2^{\text{WSO}} = 0.0545 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$
$r_1^V = -0.1897 \text{ фм}$	$a_1^W = -0.0503 \text{ фм}$	$E_f^D = 14.1247 \text{ МэВ}$	$r_3^{\text{VSO}} = 0.0961 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$r_3^{\text{WSO}} = 0.1505 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$
$r_2^V = 0.0141 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_2^W = 0.0061 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_0^D = 0.6706 \text{ фм}$	$E_f^{\text{VSO}_r} = 10.4998 \text{ МэВ}$	$E_f^{\text{WSO}_r} = 14.1689 \text{ МэВ}$
$r_3^V = 0.0651 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_3^W = 0.0386 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_1^D = -0.0068 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_0^{\text{VSO}} = 0.5643 \text{ фм}$	$a_0^{\text{WSO}} = 0.5797 \text{ фм}$
$E_f^r = 14.1247 \text{ МэВ}$	$E_f^{W_a} = 14.1382 \text{ МэВ}$	$a_2^D = 0.0061 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_1^{\text{VSO}} = -0.1754 \text{ фм}$	$a_1^{\text{WSO}} = -0.1813 \text{ фм}$
$a_0^V = 0.7571 \text{ фм}$	—	$a_3^D = 0.3983 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_2^{\text{VSO}} = 0.0387 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_2^{\text{WSO}} = 0.0429 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$
$a_1^V = -0.0084 \text{ фм}$	—	$E_f^{D_a} = 14.1382 \text{ МэВ}$	$a_3^{\text{VSO}} = 0.0732 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	$a_3^{\text{WSO}} = 0.0408 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$
$a_2^V = 0.0214 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	—	—	$E_f^{\text{VSO}_a} = 14.1689 \text{ МэВ}$	$E_f^{\text{WSO}_a} = 14.1689 \text{ МэВ}$
$a_3^V = 0.1582 \frac{\text{фм}}{\text{МэВ}^{-1}}$	—	—	—	—
$E_f^a = 14.1382 \text{ МэВ}$	—	—	—	—

Таблица 3. Итоговые значения резонансных параметров ($S_R = 1$)

Параметры резонансов из справочных источников			Параметры резонансов из настоящей работы		
$E_R, \text{ МэВ}$	J^π	$\Gamma_R, \text{ кэВ}$	$E_R, \text{ МэВ}$	J^π	$\Gamma_R, \text{ кэВ}$
—	—	—	1.575	3^+	76
—	—	—	1.660	1^-	45
1.893	$3, 4^-$	—	1.842	2^-	87
—	—	—	1.997	3^+	34
2.223	$2, 3^+$	—	2.086	3^+	95
2.313	6^+	—	2.284	3^+	49
—	—	—	2.650	3^+	111
—	—	—	2.792	3^+	104
—	—	—	2.990	3^+	23

Таблица 3. Окончание

Параметры резонансов из справочных источников			Параметры резонансов из настоящей работы		
E_R , МэВ	J^π	Γ_R , кэВ	E_R , МэВ	J^π	Γ_R , кэВ
3.054	—	—	3.092	3^+	63
4.16	7^+	—	3.996	5^-	9
5.882	6^-	—	5.324	5^-	1
7.098	$4^-, 5^+$	60	7.010	4^-	51
7.312	$4^-, 5^+$	60	7.329	4^-	8
7.403	$4^-, 5^+$	60	7.246	4^-	53
7.492	—	—	7.486	4^-	61
8.021	7^+	—	8.000	5^-	1
8.517	$4^-, 5^+$	—	8.300	4^-	94
8.798	$5^+, 6^-$	—	8.403	5^-	57
9.305	—	—	9.200	4^-	30
9.620	$4^-, 5^+$	220	9.499	5^-	180
10.352	$4^-, 5^+$	60	10.159	4^-	93
11.152	$4^-, 5^+, 6^-$	70	11.112	4^-	17
12.491	—	—	12.400	5^-	37

1.842, 2.284, 3.996 и 8.403 МэВ. Для них были установлены новые значения J^π , равные соответственно 2^- ; 3^+ ; 5^- и 5^- . Были обнаружены новые резонансы с энергиями $E_R = 1.575$ МэВ (3^+), $E_R = 1.660$ МэВ (1^-), $E_R = 1.997$ МэВ (3^+), $E_R = 2.650$ МэВ (3^+), $E_R = 2.792$ МэВ (3^+) и $E_R = 2.990$ МэВ (3^+), отсутствующие в литературных источниках.

На рисунках 2–6 представлены энергетические зависимости параметров оптического потенциала (r_C ; V_v , r_v , a_v ; W_v , r_w ; W_D , a_D ; V_{SO} , r_{VSO} , a_{VSO}), полученные при описании экспериментальных данных по упругому рассеянию дейtronов на ядрах ^{16}O с помощью программы OptModel и значения, взятые из литературных источников.

Приведенный кулоновский радиус (рис. 2) имеет резонансно-подобную энергетическую зависимость. Своего максимального значения 1.39 фм он достигает при энергии $E_d = 25$ МэВ, затем плавно убывает по экспоненте, пока не выходит на плато со значением приблизительно 1.3 фм при $E_d = 80$ МэВ. Во всех литературных источниках, кроме [14], значение кулоновского радиуса постоянно для всех энергий налетающих дейtronов и равно 1.3 фм.

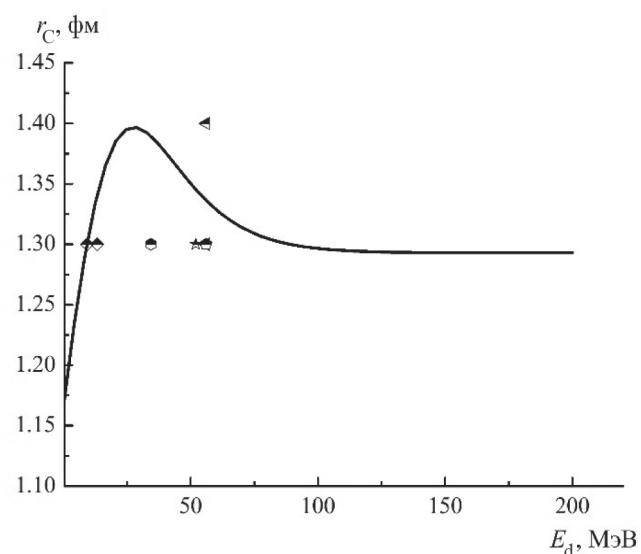


Рис. 2. Энергетическая зависимость приведенного кулоновского радиуса, экспериментальные данные из работ: [24] – \blacktriangleleft , [23] – \blacktriangleright , [12] – \star , [14] – \blacktriangleleft , [26] – \blacktriangleright , сплошная линия – расчет OptModel.

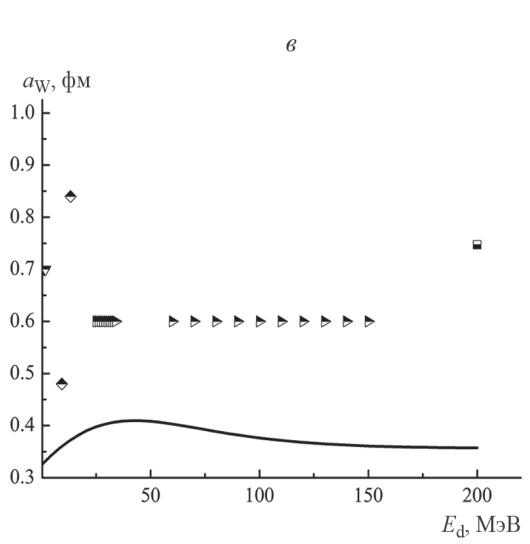
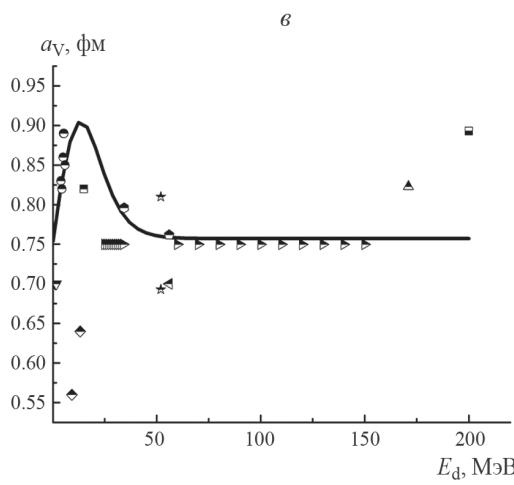
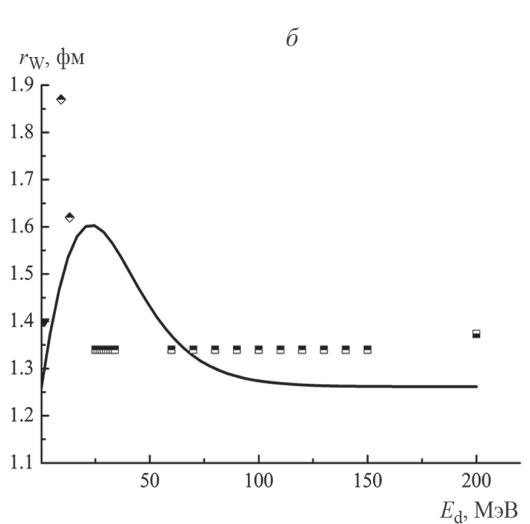
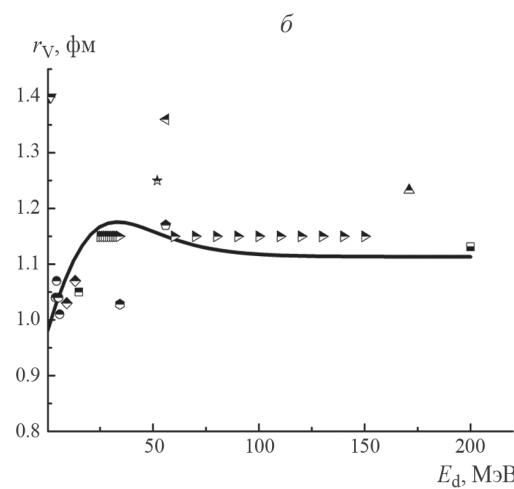
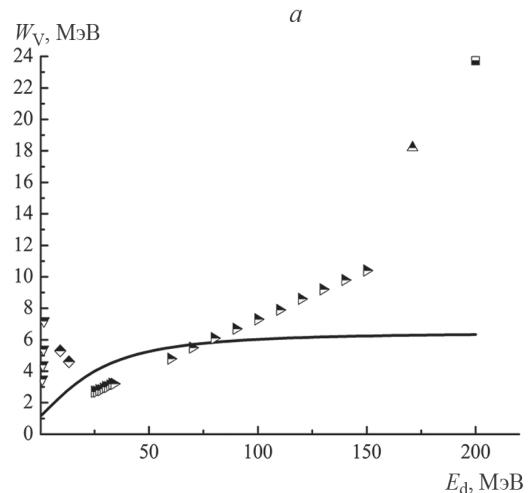
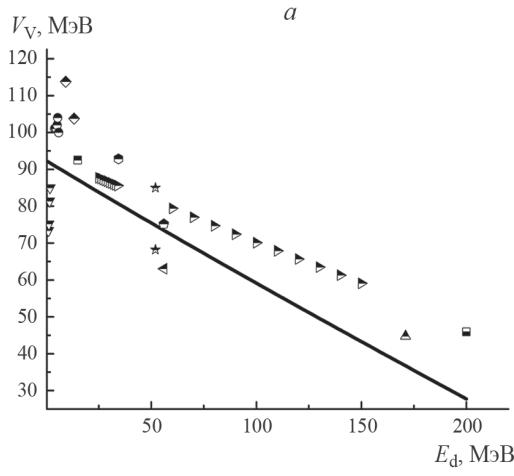


Рис. 3. Энергетическая зависимость параметров реального объемного потенциала: $V_V(a)$, $r_V(\delta)$, $a_V(\sigma)$. Данные из работ: [21] – ∇ , [17] – \bullet , [24] – \diamond , [38] – \blacksquare , [39] – \triangleright , [23] – \blacktriangleleft , [12] – \star , [26] – \square , [14] – \blacktriangleleft , [9] – \blacktriangle , [30] – \blacksquare , сплошная линия – расчет OptModel.

Рис. 4. Энергетическая зависимость параметров мнимого объемного потенциала: $W_V(a)$, $r_W(\delta)$, $a_W(\sigma)$. Обозначения те же, что и на рис. 3.

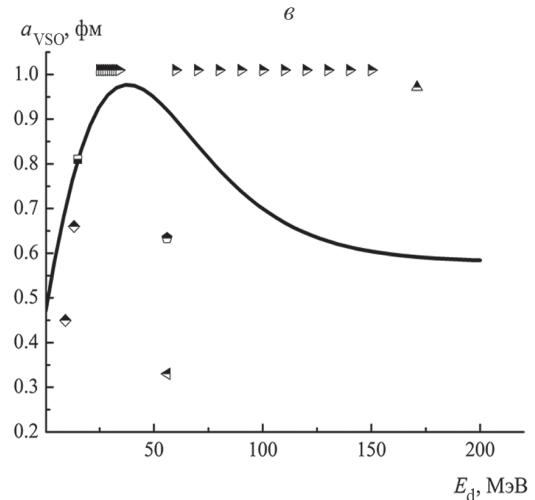
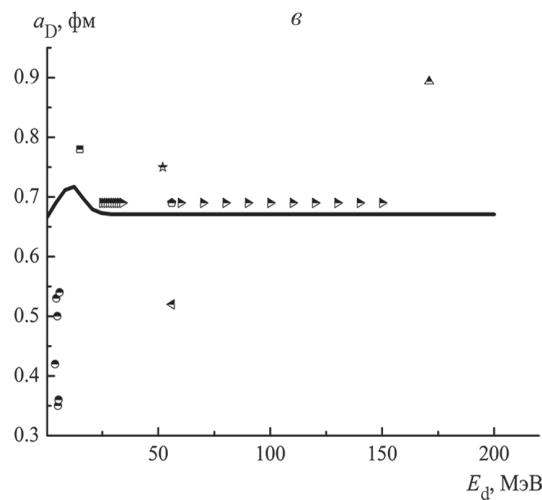
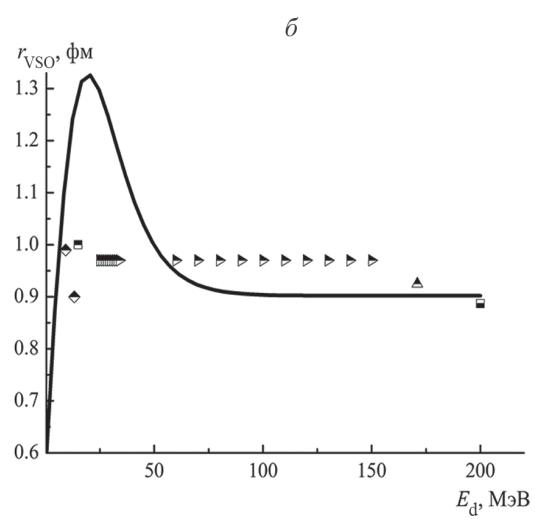
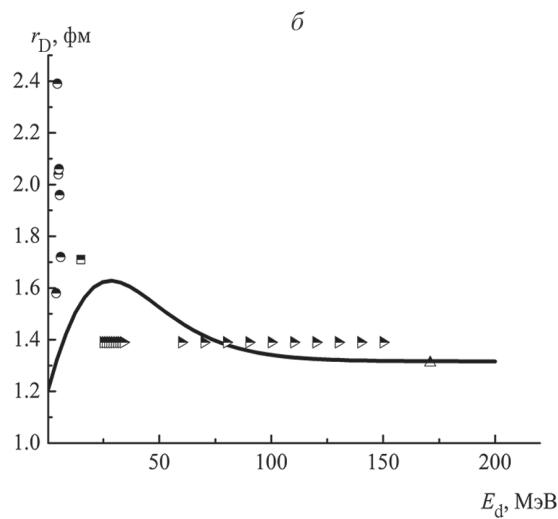
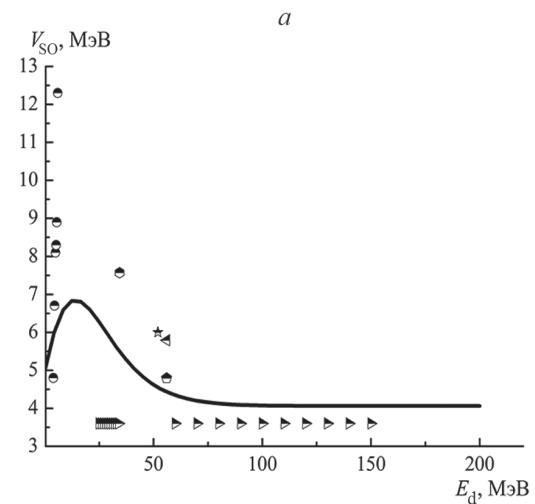
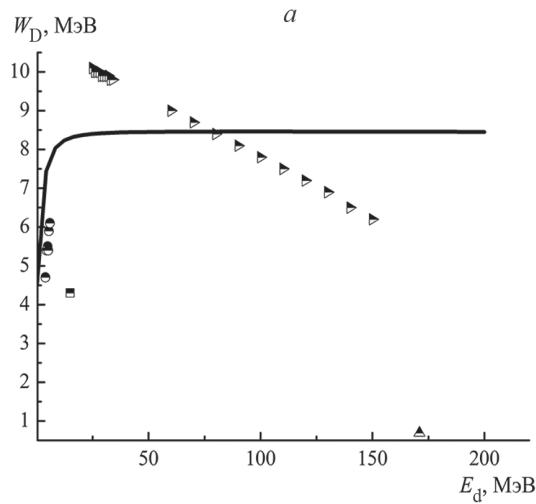


Рис. 5. Энергетическая зависимость параметров мнимого поверхности потенциала: W_D (α), r_D (β), a_D (γ). Обозначения те же, что и на рис. 3.

Рис. 6. Энергетическая зависимость параметров реально-го спин-орбитального потенциала: V_{SO} (α), r_{VSO} (β), a_{VSO} (γ). Обозначения те же, что и на рис. 3.

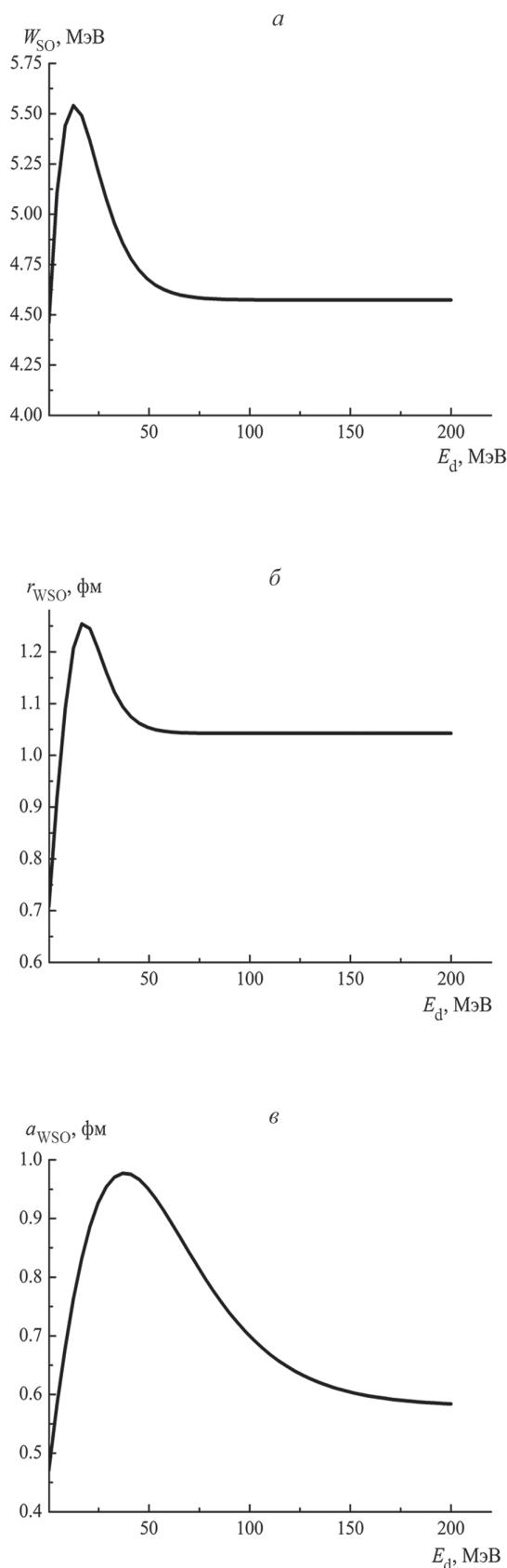


Рис. 7. Энергетическая зависимость параметров мнимого спин-орбитального потенциала: W_{SO} (*a*), r_{WSO} (*b*), a_{WSO} (*c*).

На рисунке 7 приведены полученные энергетические зависимости параметров мнимого спин-орбитального потенциала.

Параметры мнимого спин-орбитального взаимодействия не приводились в доступных авторам литературных источниках или их значения принимались равными нулю. Учет мнимого спин-орбитального взаимодействия при анализе экспериментальных данных выполнен впервые.

Характерная особенность полученных нами результатов – резонансно-подобная энергетическая зависимость геометрических и некоторых силовых параметров оптического потенциала. Выбор колоколообразной энергетической зависимости радиусов и диффузностей основан на статистических наблюдениях при получении оцененных значений дифференциальных сечений различных реакций на легких ядрах. Так как оптический потенциал является усредненной характеристикой взаимодействия, то следует ожидать плавную зависимость параметров оптического потенциала от энергии, что выполняется для всех видов полученных энергетических зависимостей.

Найденные параметры оптического потенциала и резонансные параметры позволили получить хорошее оптико-модельное описание всех экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния дейtronов на ядре ^{16}O в энергетическом диапазоне от 0.98 до 200 МэВ (рис. 8).

На рисунке 9 представлено описание наших данных по дифференциальным сечениям упругого рассеяния дейtronов в диапазоне энергии от 3 до 11 МэВ. Точками указаны экспериментальные значения

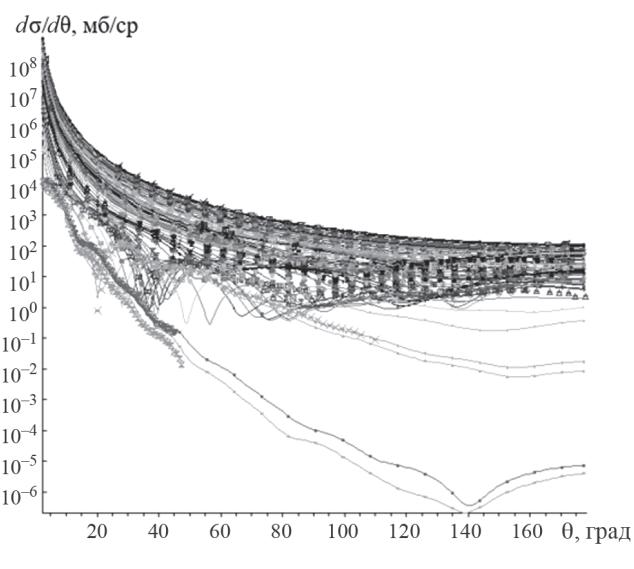


Рис. 8. Оптико-модельное описание дифференциальных сечений реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ в диапазоне энергии от 0.98 до 200 МэВ.

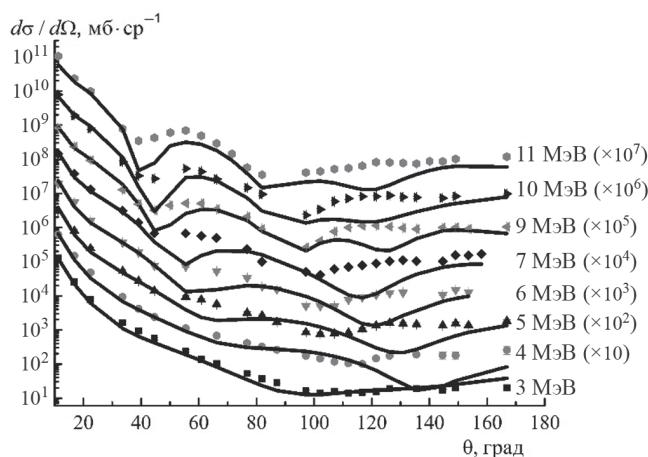


Рис. 9. Оптико-модельное описание дифференциальных сечений для $E_d = 3, 4, 5, 6, 7, 9, 10$ и 11 МэВ.

сечений, полученные на ЭГП-10, линии – их оптико-модельное описание.

На рисунке 10 представлено оптико-модельное описание функции возбуждения реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ при углах рассеяния 166.2 и 169.1° . Для всех углов рассеяния в функциях возбуждения хорошо воспроизводится резонансная структура.

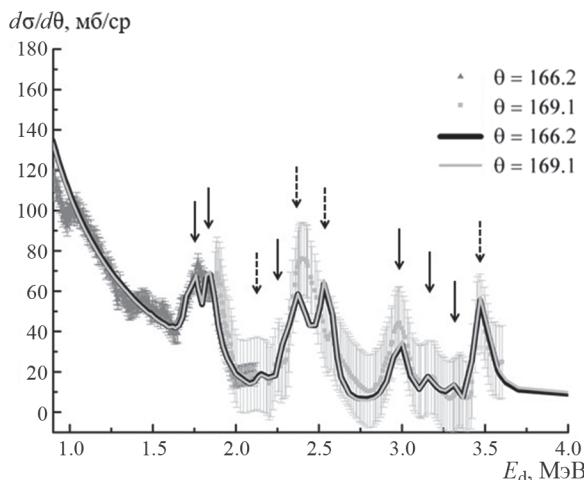


Рис. 10. Оптико-модельное описание функции возбуждения реакции $^{16}\text{O}(d, d_0)$ при углах рассеяния $166.2^\circ - 169.1^\circ$, ↓ – резонансы из настоящей работы, отсутствующие в справочных источниках, ↓ – резонансы из справочных источников.

На рис. 11 представлено полученное оптико-модельное описание полного сечения реакции с учетом резонансов (сплошная линия) и экспериментальные значения полного сечения. Для сравнения приведены оцененные данные из библиотеки TENDL-2021 [40]. Расхождение полученной

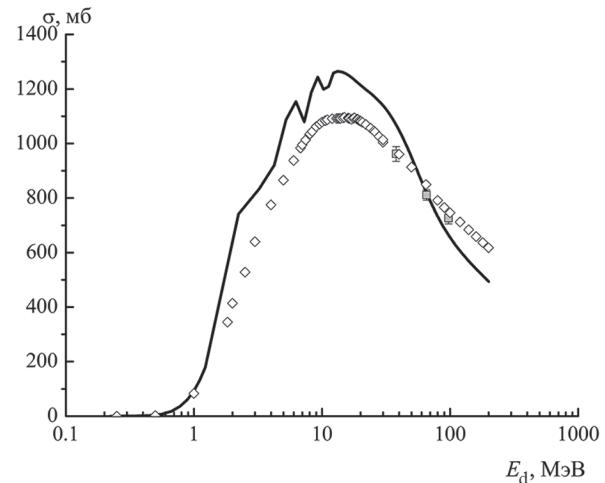


Рис. 11. Полное сечение реакции $^{16}\text{O}+d$, данные из источников: [32] – □, [40] – ◇, сплошная линия – расчет OptModel.

оценки с данными из библиотеки TENDL-2021 не превышает 20%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые в широком энергетическом диапазоне $0.98 < E_d < 200$ МэВ с учетом резонансного рассеяния проведен оптико-модельный анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию дейtronов на ядре ^{16}O . Использовался программный код OptModel.

Получены новые оптические потенциалы для рассеяния дейtronов на ядре ^{16}O , при этом, поглощающий спин-орбитальный потенциал учитывался впервые. Характерная особенность результатов настоящей работы – резонансно-подобная энергетическая зависимость величин $r_C, r_V, a_V, r_W, a_W, r_D, a_D, r_{VSO}, a_{VSO}, r_{WSO}, a_{WSO}$.

По полученным оптическим потенциалам и резонансным параметрам определены дифференциальные сечения упруго рассеяния дейtronов на ядре ^{16}O и энергетическая зависимость полного сечения реакции $^{16}\text{O}+d$.

Подтверждены существующие и обнаружены новые резонансы, определены их квантовые характеристики: спин и четность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Таова С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 328; Generalov L.N., Zhrebtsov V.A., Taova S.M. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 295.
2. Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1461; Generalov L.N., Zhrebtsov V.A., Selyankina S.M. //

- Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1136.
3. Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M. // LXXII Int. Conf. "NUCLEUS-2022: Fundamental problems and application". Book of abstracts. Moscow, 2022. P. 112.
 4. Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 12. С. 1828.
 5. Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M. // LXXII Int. Conf. "NUCLEUS-2022: Fundamental problems and application". Book of abstracts. Moscow, 2022. P. 113.
 6. McLane V. EXFOR. Exchange formats manual. NY: Brookhaven National Laboratory, 2003.
 7. <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>
 8. Cowley A.A., Heymann G., Keizer R.L. et al. // Nucl. Phys. 1966. V. 86. P. 363.
 9. Korff A., Haefner P., Baumer C. et al. // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 067601.
 10. Bingyin H., Zuxun S., Youxiang Z. et al. // Conf. Nucl. Physics. (Shanghai, 1974). P. 89.
 11. Seiler R.F., Jones C.H., Anzick W.J. et al. // Nucl. Phys. 1963. V. 45. P. 647.
 12. Hinterberger F., Mairle G., Schmidt-Rohr U. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 111. P. 265.
 13. Rafi-kheiri H., Kakuee O., Lameli-Rachti M. // Nucl. Instrum. Meth. B. 2016. V. 373. P. 40.
 14. Hatanaka K., Imai K., Kobayashi S. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 340. P. 93.
 15. Nguyen D. C. // J. Phys. Soc. Japan. 1966. V. 21. P. 2462.
 16. Gallman A., Fintz P., Hodgson P.E. // Nucl. Phys. 1966. V. 82. P. 161.
 17. Davison N.E., Dawson W.K., Roy G. et al. // Canad. J. Phys. 1970. V. 48. P. 2235.
 18. Dietzsch O., Douglas A., Pessoa E. Farrelly et al. // Nucl. Phys. A. 1968. V. 114. P. 330.
 19. Mayo S., Testoni J.E. // Nucl. Phys. 1962. V. 36. P. 615.
 20. Zhenlin M., Youxiang Z., Zuxun S. et al. // Conf. Low Energy Nucl. Phys. 1972. P. 3.
 21. Cavallaro S., Cunsolo A., Potenza R. et al. // Nuovo Cim. A. 1972. V. 14. P. 692.
 22. Smith G.R., Shepard J.R., Boudrie R.L. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 38. P. 593.
 23. Newman E., Becker L.C., Freedman B.M. et al. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 100. P. 225.
 24. Corrigan K.W., Prior R.M., Darden S.E. et al. // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 164.
 25. Amsel G. // Ann. Phys. 1964. V. 9. P. 297.
 26. Matsuo N., Sakai H., Saito T. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 455. P. 413.
 27. Fitz W., Jahr R., Santo R. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 101. P. 449.
 28. Ermer M., Clement H., Holetzke G. et al. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 533. P. 71.
 29. Alty J.L., Green L.L., Huber R. et al. // Nucl. Phys. A. 1967. V. 97. P. 541.
 30. Nguyen V.S., Yanlin Y., Arvieux J. et al. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 464. P. 717.
 31. Матусевич В.А., Соловьев В.А., Чернов И.П. // Ядерн. физ. 1972. Т. 15. № 4. С. 670.
 32. Auce A., Carlson R.F., Cox A.J. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 2919.
 33. Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 179.
 34. Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2000. Т. 64. С. 440.
 35. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1983. V. 392. P. 1.
 36. <http://www-nds.iaea.org/relnds/vcharthtml/VChartHTML.html>.
 37. <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/ensdf/xndl.jsp>.
 38. Busch C.E., Clegg T.B., Datta S.K., Ludvig E.J. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 223. P. 183.
 39. Haixia A., Chonghai C. // Phys. Rev. C. 2006. V. 73. P. 054605.
 40. <https://www.nds.-iaea.org/exfor/servlet/E4sSearch2>

Optical model analysis of deuteron elastic scattering on ^{16}O nuclei regarding resonance contribution

L. N. Generalov¹, V. A. Zherebtsov¹, A. V. Morozova^{1,*}, S. M. Selyankina¹, S. M. Taova¹

¹Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia
 * e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Using the resonance optical-model code OptModel there were fitted all available experimental data of deuteron elastic scattering on ^{16}O nuclei: differential cross section data at deuteron energies E_d from 0.98 to 200 MeV and $^{16}\text{O}+d$ total reaction cross section from 38 to 97 MeV. Violation of scattering matrix unitarity (optical-model + resonance) at several energies did not exceed 14% what corresponds to mean errors of the data analyzed.