

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ДЕЙТРОНОВ НА ЯДРЕ ^{12}C В ТРЕХТЕЛЬНОЙ МОДЕЛИ

© 2018 г. Е. Т. Ибраева^{1)*}, Ю. Н. Узиков^{2),3),4)**}

Поступила в редакцию 11.01.2018 г.

Формализм, ранее развитый для упругого pd -рассеяния в рамках теории Глаубера с учетом полной спиновой зависимости, модифицирован путем замены pN -амплитуд на амплитуды $N^{12}\text{C}$ -рассеяния и применен к упругому рассеянию дейтронов на ядре ^{12}C . Амплитуды упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния получены в оптической модели. Численные расчеты, выполненные при кинетической энергии пучка дейтронов 270 МэВ, демонстрируют хорошее количественное согласие с данными по дифференциальному сечению $d^{12}\text{C}$ -рассеяния в передней полусфере, а спиновая наблюдаемая A_y^d согласуется с экспериментом только качественно.

DOI: 10.1134/S0044002718040062

1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах с поляризованными дейтронами в накопительных кольцах планируется измерение электрического дипольного момента дейтрона (ЭДМ). Наличие ненулевого внутреннего ЭДМ у частицы или нейтрального атома будет прямым указанием на нарушение инвариантности относительно обращения времени (или CP -нарушение при условии CPT -симметрии) и одновременно — на нарушение четности. Информация о таких сигналах необходима для объяснения наблюдаемой асимметрии между материей и антиматерией во Вселенной [1]. ЭДМ заряженных частиц может быть обнаружен путем измерения прецессии спина во внешнем электрическом поле. Измерение ЭДМ протона и дейтрона планируется на COSY (г. Юлих, Германия) Коллаборацией JEDI [2]. Идея этих экспериментов состоит в том, чтобы сохранить направление вектора поляризации дейтрона параллельным его скорости и тем самым исключить влияние магнитного дипольного момента дейтрона. Взаимодействие между ЭДМ и радиальным электрическим полем будет вызывать вращение спина относительно радиального направления, генерируя вертикальную компоненту вектора поляризации дейтрона. Эта компонента может быть

обнаружена высокочувствительным поляриметром с углеродной мишенью [3] в процессе рассеяния дейтронов на углероде. Важным вопросом является выбор оптимальной энергии пучка дейтронов, которая обеспечит максимальную эффективность поляриметрического измерения. Имеющиеся данные о рассеянии поперечно-поляризованных дейтронов на ядре ^{12}C в области энергий 100–300 МэВ не являются достаточно полными. Поэтому имеет смысл проведение теоретических расчетов, результаты которых могут быть использованы в качестве ориентира для выбора оптимальной энергии пучка.

В настоящей работе мы используем теорию Глаубера [4] для расчета неполяризованного дифференциального сечения и дифференциальных спиновых наблюдаемых упругого $d^{12}\text{C}$ -рассеяния. За основу взят спиновый формализм, развитый в работе [5] для упругого pd -рассеяния в теории Глаубера. Формализм включает полную спиновую зависимость элементарных амплитуд pN -рассеяния, а также S - и D -компонент волновой функции дейтрона. В [6] этот формализм был развит далее и применен для расчета коэффициентов спиновой корреляции с учетом вклада кулоновского рассеяния. Формализм [5] относится к системе координат, не соответствующей мэдисоновской конвенции [7], и поэтому не мог быть непосредственно применен для анализа существующих экспериментальных данных при 135–250 МэВ [8, 9], представленных в мэдисоновской системе координат. В работе [6] формализм [5] преобразован соответственно и приведен к мэдисоновской системе. Спиновая структура амплитуды процесса $d^{12}\text{C} \rightarrow d^{12}\text{C}$ проще, чем соответствующая структура амплитуды $pd \rightarrow pd$, и

¹⁾Институт ядерной физики Республики Казахстан, Алматы.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

⁴⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

*E-mail: ibraeva.elena@gmail.com

**E-mail: uzikov@jinr.ru

содержится в ней как частный случай, если в качестве элементарных pN -амплитуд процесса $pd \rightarrow pd$ взять амплитуды упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния. В настоящей работе в качестве первого шага для амплитуд упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния использованы результаты оцененных данных об упругом $p^{12}\text{C}$ -рассеянии в оптической модели. В следующем разделе приведены элементы процедуры вычисления амплитуды перехода. Результаты численных расчетов и их обсуждение даны в разд. 3. В заключении сформулированы основные выводы.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА

2.1. Матрица перехода

Процессу типа $1 + 0 \rightarrow 1 + 0$ соответствует $3^2 = 9$ амплитуд перехода. Требование сохранения пространственной четности оставляет пять независимых амплитуд, дополнительное требование инвариантности относительно обращения времени накладывает еще одно условие, тем самым оставляя четыре независимые амплитуды. Вместе с тем матричный элемент процесса упругого pd -рассеяния при сохранении вращательной инвариантности, P -инвариантности и T -инвариантности содержит 12 независимых спиновых амплитуд [10]. В настоящей работе матричный элемент упругого перехода $d^{12}\text{C} \rightarrow d^{12}\text{C}$ рассчитывается в дифракционной теории рассеяния Глаубера, при этом в качестве элементарных амплитуд рассеяния на дейтроне выбираются амплитуды упругого $^{12}\text{C}N$ -рассеяния ($N = p, n$) на массовой поверхности. Соответствующий формализм для амплитуд однократного и двукратного рассеяния в процессе $^{12}\text{C}d \rightarrow ^{12}\text{C}d$ (см. рис. 1) получается из глауберовского формализма для процесса упругого pd -рассеяния, развитого в [5, 6]. При построении формализма для упругого pd -рассеяния элементарные амплитуды упругого pN -рассеяния в [5, 6] были взяты в виде

$$M_N(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\sigma}_N) = A_N + C_N \boldsymbol{\sigma} \hat{\mathbf{n}} + C'_N \boldsymbol{\sigma}_N \hat{\mathbf{n}} + (1) \\ + B_N(\boldsymbol{\sigma} \hat{\mathbf{k}})(\boldsymbol{\sigma}_N \hat{\mathbf{k}}) + (G_N + H_N)(\boldsymbol{\sigma} \hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_N \hat{\mathbf{q}}) + \\ + (G_N - H_N)(\boldsymbol{\sigma} \hat{\mathbf{n}})(\boldsymbol{\sigma}_N \hat{\mathbf{n}}),$$

где $\hat{\mathbf{q}} = (\mathbf{p} - \mathbf{p}')/|\mathbf{p} - \mathbf{p}'|$, $\hat{\mathbf{k}} = (\mathbf{p} + \mathbf{p}')/|\mathbf{p} + \mathbf{p}'|$, $\hat{\mathbf{n}} = [\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{q}}]/|[\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{q}}]|$, \mathbf{p} и \mathbf{p}' — импульс начального и конечного нуклонов соответственно, а $\boldsymbol{\sigma}$ ($\boldsymbol{\sigma}_N$) — матрица Паули, действующая на спиновое состояние налетающего протона (нуклона мишени N). Поскольку спин ядра ^{12}C в основном состоянии равен нулю, то для перехода от формализма pd -рассеяния к формализму $^{12}\text{C}d$ -рассеяния необходимо в (1) положить равными нулю все коэффициенты перед спиновыми структурами, содержащими

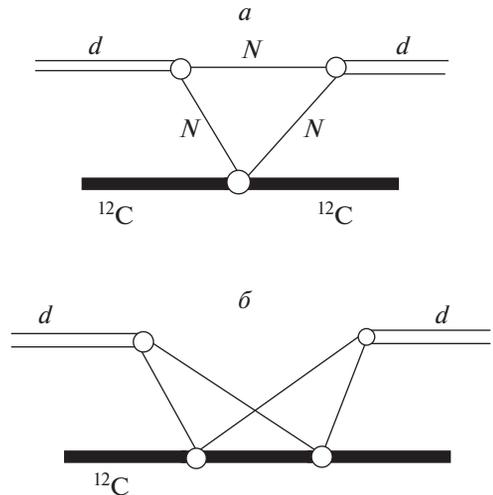


Рис. 1. Механизмы однократного (а) и двукратного (б) $N^{12}\text{C}$ -рассеяния в процессе $^{12}\text{C}d \rightarrow ^{12}\text{C}d$, рассматриваемом по аналогии с упругим pd -рассеянием (см. текст).

оператор $\boldsymbol{\sigma}$, т.е. наложить условие $B_N = G_N = H_N = C_N = 0$. Нетрудно убедиться, используя формулы из табл. 1, 2 и 3 работы [5], что при этом из 12-ти независимых амплитуд A_i ($i = 1, \dots, 12$), характеризующих процесс упругого pd -рассеяния, ненулевыми останутся только четыре амплитуды как для однократного, так и двукратного рассеяния процесса $^{12}\text{C}d \rightarrow ^{12}\text{C}d$.

Отличие от формализма $pd \rightarrow pd$ состоит также в том, что в [5, 6] в амплитуде механизма двукратного рассеяния учитывается перезарядка с двумя последовательными подпроцессами $pn \rightarrow np$ и $np \rightarrow pn$, в рассматриваемом же процессе $d^{12}\text{C}$ -рассеяния перезарядка соответствует образованию в промежуточном состоянии возбужденных ядер $^{12}\text{N}_7$ и $^{12}\text{B}_5$. Вероятность таких процессов значительно ниже вероятности упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния, поэтому вкладами процессов перезарядки в $d^{12}\text{C}$ -рассеянии мы пренебрегаем.

Амплитуда упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния имеет вид

$$M_N(\mathbf{p}, \mathbf{q}; \boldsymbol{\sigma}_N) = A_N + iB_N \boldsymbol{\sigma}_N \hat{\mathbf{n}}. (2)$$

Далее амплитуды A_N и B_N вычисляются в рамках оптической модели [11] путем подгонки [12] к дифференциальному сечению упругого $p^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергии протонов 135 МэВ. Как функция переданного импульса амплитуда $A_N(q)$ имеет s -волновой, а амплитуда $B_N(q) = -iC'_N(q)$ — p -волновой характер. Эти амплитуды в дальнейшем параметризуются разложением по гауссианам:

$$A_N(q) = \sum_i^n C R_i \exp(-A R_i q^2) + (3)$$

Таблица 1. Параметры оптического потенциала из описания данных [12] о $p^{12}\text{C}$ -рассеянии при $T_p = 135$ МэВ

V_V , МэВ	$r_R(R_R)$, фм	a_R , фм	W_V , МэВ	$r_I(R_I)$, фм	a_I , фм	V_{SO} , МэВ	r_{RSO} , фм	a_{RSO} , фм
-19.177	1.126 (2.578)	0.676	-11.635	1.126 (2.578)	0.676	3.359	0.902	0.59
W_{SO} , МэВ	$r_{\text{ISO}}(R_{\text{ISO}})$, фм	a_{ISO} , фм	W_D , МэВ	$r_D(R_D)$, фм	a_D , фм	r_C , фм		
-1.379	0.902 (2.065)	0.59	-0.7	1.306 (2.99)	0.525	1.3		

Таблица 2. Значения параметров амплитуд $p^{12}\text{C}$ -рассеяния A_p , B_p из разложений (3), (4)

	i	CR_i , фм	AR_i , ГэВ $^{-2}$	CI_i , фм	AI_i , ГэВ $^{-2}$
A	1	3.60939	48.5113	6.27569	38.1111
	2	-2.03033	41.707	2.36052	8.05533
	3	1.96326	7.55539	-3.05279	9.41478
	4	-2.76892	8.90552	-1.0314	16.2242
	5	4.85866	38.5574	1.52779	18.7054
	i	DR_i , фм	BR_i , ГэВ $^{-2}$	DI_i , фм	BI_i , ГэВ $^{-2}$
B	1	-60.5669	9.37075	-0.824649	7.17773
	2	18.2336	9.99994	-17.9536	12.9858
	3	46.6539	9.99961	-1.08331	7.52274
	4	1.98263	5.6636	6.6757	12.4497
	5	-1.3669	9.75609	9.98488	10.1077

$$\begin{aligned}
& + i \sum_i^n CI_i \exp(-AI_i q^2), \\
B_N(q) = & q \sum_i^n DR_i \exp(-BR_i q^2) + \\
& + iq \sum_i^n DI_i \exp(-BI_i q^2).
\end{aligned} \quad (4)$$

Используемая здесь нормировка амплитуд (2) отличается от работ [5, 6], так что связь с дифференциальным сечением $d\sigma_N/d\Omega$ и векторной анализирующей способностью A_y^N дается следующими выражениями:

$$\begin{aligned}
d\sigma_N/d\Omega = & |A_N|^2 + |B_N|^2, \\
A_y = & \frac{2\text{Im}A_N B_N^*}{|A_N|^2 + |B_N|^2}.
\end{aligned} \quad (5)$$

2.2. Учет кулоновского взаимодействия

Учет кулоновского взаимодействия проводится аналогично тому, как это сделано в pd -рассеянии [6]: к чисто адронной глауберовской

амплитуде упругого $d^{12}\text{C}$ -рассеяния (F_{Ad}) прибавляется амплитуда кулоновского $d^{12}\text{C}$ -рассеяния F_{Ad}^C , вычисляемая в импульсном приближении:

$$F_{Ad}^C(\mathbf{q}) = \frac{k_{dA}}{k_{pA}} f_{pA}^C(\mathbf{q}) S_d(\mathbf{q}/2). \quad (6)$$

Здесь k_{pA} (k_{dA}) — импульс в с.ц.м. $p^{12}\text{C}$ ($d^{12}\text{C}$), f_{pA}^C — кулоновская амплитуда $p^{12}\text{C}$ -рассеяния:

$$\begin{aligned}
f_{pA}^C(\mathbf{q}) = & -\frac{\eta}{(q^2/2k_{pA})} \times \\
& \times \exp\left\{2i\left(\sigma_0 - \eta \ln \sin \frac{\theta}{2}\right)\right\},
\end{aligned} \quad (7)$$

где $\eta = \mu Z_1 Z_2 \alpha / k_{pA}$, Z_1 (Z_2) — заряд протона (ядра ^{12}C) в единицах заряда электрона e ; μ — приведенная масса системы $p^{12}\text{C}$; k_{pA} — импульс протона в с.ц.м. $p^{12}\text{C}$, σ_0 — кулоновская фаза, $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры; переданный в процессе $d^{12}\text{C} \rightarrow d^{12}\text{C}$ 3-импульс q связан с углом $p^{12}\text{C}$ -рассеяния θ в ц.м. системы $p^{12}\text{C}$ соотношением $q = 2k_{pA} \sin \theta/2$.

В формуле (6) $S_d(\mathbf{q}/2)$ — упругий формфактор

Таблица 3. Значения параметров амплитуд $n^{12}\text{C}$ -рассеяния A_n, B_n из разложений (3), (4)

	i	$CR_i, \text{фм}$	$AR_i, \text{ГэВ}^{-2}$	$CI_i, \text{фм}$	$AI_i, \text{ГэВ}^{-2}$
A	1	2.61292	54.2277	6.52741	37.7156
	2	-0.0448066	13.4774	-0.765501	14.0035
	3	-2.15409	13.188	-0.946893	14.8423
	4	4.44258	35.1154	0.785869	26.4817
	5	0.68384	8.94075	0.338934	8.90435
	i	$DR_i, \text{фм}$	$BR_i, \text{ГэВ}^{-2}$	$DI_i, \text{фм}$	$BI_i, \text{ГэВ}^{-2}$
B	1	41.8445	16.9488	7.70767	21.7414
	2	2.1101	49.8895	2.66416	13.2333
	3	-22.2575	22.4066	-22.1616	17.2603
	4	0.895832	10.937	2.17469	13.5973
	5	-17.4941	12.7536	6.21439	14.2158

дейтрона, определяемый выражением

$$S_d(\mathbf{q}/2) = S_0(q/2) - \frac{1}{\sqrt{8}} S_2(q/2) S_{12}(\hat{\mathbf{q}}; \boldsymbol{\sigma}_p, \boldsymbol{\sigma}_n). \quad (8)$$

Здесь $S_{12}(\hat{\mathbf{q}}; \boldsymbol{\sigma}_p, \boldsymbol{\sigma}_n) = 3(\boldsymbol{\sigma}_p \cdot \hat{\mathbf{q}})(\boldsymbol{\sigma}_n \cdot \hat{\mathbf{q}}) - \boldsymbol{\sigma}_p \cdot \boldsymbol{\sigma}_n$ — тензорный оператор, $\boldsymbol{\sigma}_n(\boldsymbol{\sigma}_p)$ — матрицы Паули, действующие на спиновые состояния нейтрона и протона в дейтроне, $\hat{\mathbf{q}}$ — единичный вектор в направлении переданного импульса. Формфакторы S_0 и S_2 выражаются через S - и D -компоненты волновой функции дейтрона соответственно [5]. Поскольку кулоновская амплитуда не зависит от спинов протонов, амплитуда (6) диагональна по спиновым состояниям протона и дейтрона.

Как и в [6], используемая процедура учета кулоновского взаимодействия соответствует тому, что в выражении для глауберовской амплитуды $d^{12}\text{C} \rightarrow d^{12}\text{C}$, отвечающей механизму однократного рассеяния, адронная амплитуда $p^{12}\text{C}$ -рассеяния (2) дополняется соответствующим образом нормированной чисто кулоновской амплитудой $p^{12}\text{C}$ -рассеяния M_{pA}^C . Так как кулоновская амплитуда M_{pA}^C не зависит от спина протона, обсуждаемая процедура сводится к модификации только скалярной амплитуды A_p в (2): $A_p \rightarrow A_p + M_{pA}^C$.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Процесс упругого и неупругого рассеяния дейтронов на ядре ^{12}C при энергии 270 МэВ, соответствующей области энергий эксперимента по поиску ЭДМ [2], был исследован экспериментально и теоретически в работе [13]. Для описания

измеренных дифференциальных сечений и спиновых наблюдаемых A_y, A_{yy} был использован микроскопический подход с введением эффективных амплитуд dN -рассеяния на массовой поверхности, вычисленных на основе решения уравнений Фаддеева. С использованием этих амплитуд матричный элемент процесса $d^{12}\text{C}$ -рассеяния формулировался в [13] в борновском приближении с искаженными волнами. В рамках этого подхода были рассмотрены процессы неупругого $d^{12}\text{C}$ -рассеяния с возбуждением низших возбужденных состояний ядра ^{12}C и получено хорошее согласие с данными для дифференциальных сечений, а также для некоторых спиновых наблюдаемых. Однако для чисто упругого рассеяния $d^{12}\text{C} \rightarrow d^{12}\text{C}$ в [13] была выполнена только подгонка по оптической модели. В настоящей работе для описания упругого рассеяния в микроскопическом подходе мы в качестве эффективных амплитуд рассматриваем амплитуды $N^{12}\text{C}$ -упругого рассеяния на массовой поверхности. Таким образом, упругое $d^{12}\text{C}$ -рассеяние рассматривается здесь как трехтельная задача в теории Глаубера.

Численные расчеты дифференциального сечения $d\sigma/d\Omega$ упругого $d^{12}\text{C}$ -рассеяния выполнены при энергии дейтронного пучка $T_d = 270$ МэВ с использованием волновой функции дейтрона для потенциала CD Бонн [14]. Амплитуда упругого $p^{12}\text{C}$ -рассеяния при соответствующей энергии протонного пучка $T_p = T_d/2 = 135$ МэВ вычислена на основе оптической модели [11] с учетом объемного центрального (V_V, W_V), поверхностного центрального (W_D), спин-орбитального (V_{SO}, W_{SO}) и кулоновского (V_C) взаимодействия путем подгонки к данным о дифференциальном сечении [12]. Оп-

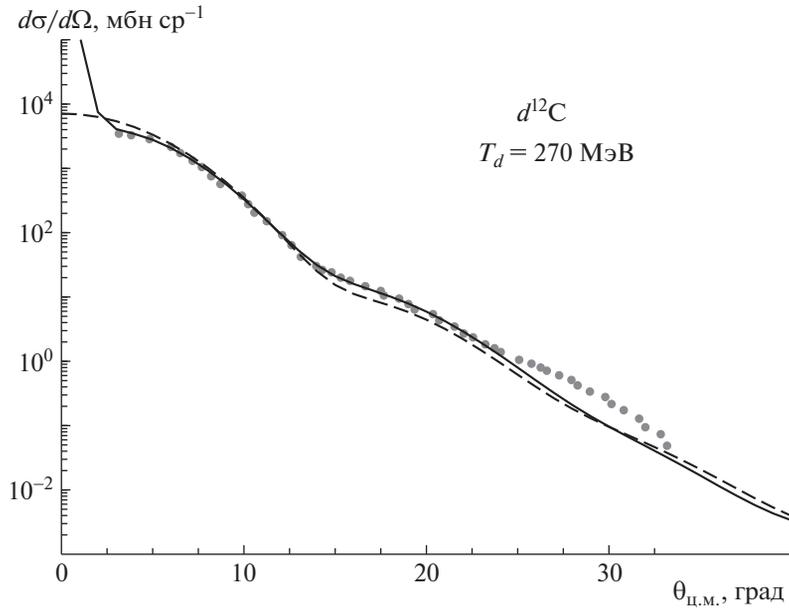


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния $d^{12}\text{C}$ при энергии дейтронов 270 МэВ в зависимости от угла рассеяния в с.ц.м. Кривые: штриховая — результаты расчета по теории Глаубера без учета вклада кулоновского взаимодействия, сплошная — с его учетом. Точки — экспериментальные данные из [13].

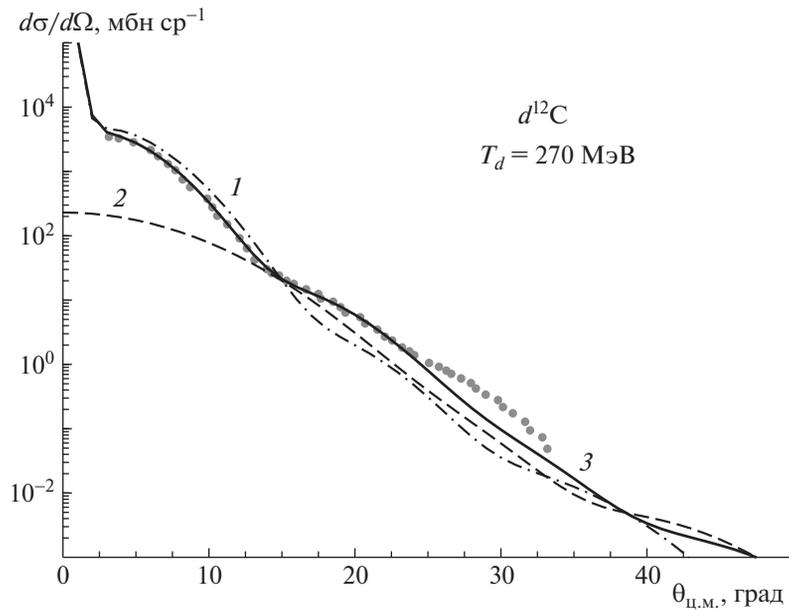


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но с разделением вкладов механизмов однократного (кривая 1) и двукратного (2) упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния. Суммарный вклад — 3.

тический потенциал, используемый в модели [11], определен в [15] в следующей форме:

$$\begin{aligned}
 U(r) = & V_V(r)f(x_R) + iW_V(r)f(x_I) + \quad (9) \\
 & + \left(V_{\text{SO}} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{\text{RSO}}) + iW_{\text{SO}} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(x_{\text{ISO}}) \right) (\mathbf{L} \cdot \mathbf{s}) - \\
 & - i4a_D W_D \frac{d}{dr} f(x_{\text{RD}}) + V_C(r);
 \end{aligned}$$

здесь $f(x_i) = [1 + \exp(x_i)]^{-1}$, $x_i = (r - R_i)/a_i$, $R_i = r_i A^{1/3}$; кулоновский потенциал $V_C(r)$ зависит от параметра $R_C = r_C A^{1/3}$, как определено в [15].

Найденные параметры оптического потенциала приведены в табл. 1. Полученные в оптической модели на основе этой подгонки амплитуды A_N и $B_N = -iC'_N$ разложены по гауссианам соглас-

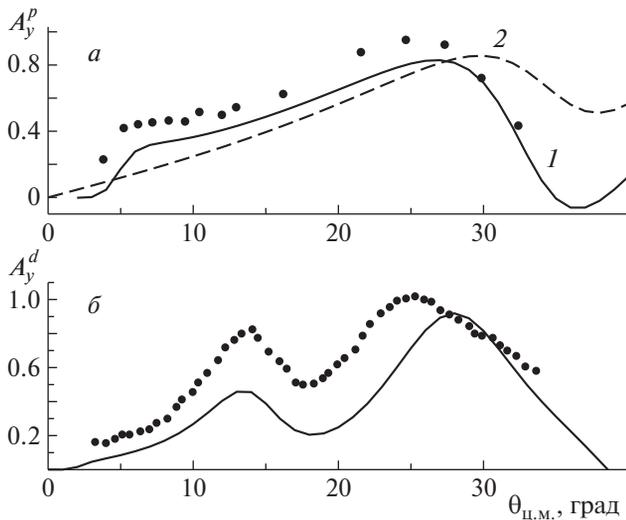


Рис. 4. *a* — Векторная анализирующая способность A_y^p в процессе упругого $p^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергии пучка протонов 135 МэВ. Кривые: 1 — результат расчета A_y^p , получаемый по оптической модели [11] с учетом кулоновского взаимодействия при фитировании экспериментальных данных [12] о дифференциальном сечении $p^{12}\text{C}$ -рассеяния, 2 — то же, что кривая 1, но при исключении чисто кулоновской амплитуды $p^{12}\text{C}$ -рассеяния и сохранении вклада кулон-ядерных фаз рассеяния. Точки — экспериментальные данные из работы [12]. *б* — Векторная анализирующая способность A_y^d в процессе $d^{12}\text{C}$ -рассеяния при энергии пучка дейтронов 270 МэВ. Кривая — результат расчета A_y^d по теории Глаубера (см. текст), точки — экспериментальные данные [13].

но выражениям (3) и (4). Параметры разложения приведены в табл. 2 (для $N = p$) и 3 (для $N = n$). Поскольку экспериментальные данные о $n^{12}\text{C}$ -рассеянии при энергии нейтронного пучка 135 МэВ отсутствуют, амплитуды A_n и B_n были вычислены нами по оптической модели с параметрами потенциала (9), найденными для $p^{12}\text{C}$ -рассеяния, но с исключением кулоновского взаимодействия. Параметры потенциала спин-орбитального взаимодействия $\mathbf{L} \cdot \mathbf{s}$ найдены из подгонки к дифференциальному сечению.

Рассчитанные дифференциальные сечения упругого $d^{12}\text{C}$ -рассеяния приведены на рис. 2 и 3. Как видно из рис. 2, модель хорошо описывает дифференциальное сечение в интервале углов до 20° , при этом кулоновское рассеяние улучшает согласие с данными при малых углах. Из рис. 3 следует, что чисто однократное рассеяние завышает абсолютную величину сечения $p^{12}\text{C}$ -рассеяния при малых углах $\theta < 15^\circ$ и занижает при больших углах $\theta > 15^\circ$, но учет вклада двукратного рассеяния устраняет эти расхождения.

Рассчитанная векторная анализирующая спо-

собность A_y^p (рис. 4*a*) с учетом вкладов и однократного, и двукратного рассеяния при $\theta < 25^\circ$ может быть согласована с экспериментом введением относительно небольшой по величине нормировочной константы, а при $\theta > 25^\circ$ теоретическая кривая совпадает с экспериментальными точками. Для A_y^d согласие с экспериментом было достигнуто лишь на качественном уровне (рис. 4*б*).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формализм для амплитуды процесса упругого pd -рассеяния, развитый в работе [5] в рамках теории Глаубера и переведенный в мэдисоновскую систему координат в [6], преобразован в настоящей работе таким образом, чтобы применить его для описания упругого рассеяния дейтронов на ядре ^{12}C в трехтельной $np^{12}\text{C}$ -модели. В качестве первого приближения для эффективных амплитуд упругого $N^{12}\text{C}$ -рассеяния здесь использована оптическая модель. Численные расчеты при 270 МэВ показывают, что в этом подходе получается хорошее количественное согласие с данными по дифференциальному сечению упругого $d^{12}\text{C}$ -рассеяния в передней полусфере. Следует отметить, что ранее для описания упругого канала $d^{12}\text{C}$ -рассеяния была проведена только подгонка в рамках оптической модели [13]. В настоящей работе в процедуру подгонки экспериментальных дифференциальных сечений по оптической модели [11] наряду с центральным и поперечным взаимодействиями включено спин-орбитальное взаимодействие, однако процедура подгонки не включает данные о векторной анализирующей способности A_y^N процесса $p^{12}\text{C}$ -рассеяния. Таким образом, оптический потенциал не подгоняется под поляризационные данные $p^{12}\text{C}$ -рассеяния. По этой причине нельзя было ожидать, что в рассматриваемой здесь модели будет достигнуто хорошее описание поляризационных характеристик процесса рассеяния $d^{12}\text{C}$. Тем не менее полученная по оптической модели [11] векторная анализирующая способность A_y^p при $\theta < 25^\circ$ может быть согласована с экспериментом введением относительно небольшой по величине нормировочной константы, а при $\theta \sim 25^\circ - 50^\circ$ теоретическая кривая соответствует экспериментальным точкам. Для A_y^d согласие с экспериментом было достигнуто лишь на качественном уровне.

Полученное качественное согласие с данными по анализирующей способности A_y^d процесса $d^{12}\text{C}$ -рассеяния дает основание надеяться, что при использовании микроскопического глауберовского подхода к $N^{12}\text{C}$ -рассеянию может быть улучшено описание спиновых наблюдаемых в рассеянии $d^{12}\text{C}$.

Авторы признательны И. Кешелашвили, Ф. Ратману, Э. Стефенсону за полезные обсуждения вопросов поляриметрии, а также В.В. Любушкину и В.А. Рачкову за помощь в численных расчетах по оптической модели [11]. Работа выполнена при частичной поддержке по программе сотрудничества ОИЯИ–Казахстан.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Engel, M. J. Ramsey-Musolf, and U. van Kolck, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **71**, 21 (2013).
2. G. Guidoboni *et al.* (JEDI Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **117**, 054801 (2016).
3. N. P. M. Brantjes, V. Dzordzhadze, R. Gebel, F. Gonnella, F. E. Gray, D. J. van der Hoek, A. Imig, W. L. Kruithof, D. M. Lazarus, A. Lehrach, B. Lorentz, R. Messi, D. Moricciani, W. M. Morse, G. A. Noid, C. J. G. Onderwater, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **664**, 49 (2012).
4. R. J. Glauber, *Phys. Rev.* **100**, 242 (1955).
5. M. N. Platonova and V. I. Kukulín, *Phys. Rev. C* **81**, 014004 (2010); **94**, 069902 (Erratum) (2016).
6. А. А. Темербаев, Ю. Н. Узиков, *ЯФ* **78**, 38 (2015) [*Phys. Atom. Nucl.* **78**, 35 (2015)].
7. H. H. Barschall and W. Haerberli, in *Proceedings of the Third International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, Madison, 1970* (Madison, 1970), p. 1.
8. K. Sekiguchi, H. Sakai, H. Witała, W. Glöckle, J. Golak, M. Hatano, H. Kamada, H. Kato, Y. Maeda, J. Nishikawa, A. Nogga, T. Ohnishi, H. Okamura, N. Sakamoto, S. Sakoda, Y. Satou, *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 034003 (2002).
9. B. von Przewoski, H. O. Meyer, J. T. Balewski, W. W. Daehnick, J. Doskow, W. Haerberli, R. Ibal, B. Lorentz, R. E. Pollock, P. V. Pancella, F. Rathmann, T. Rinckel, S. K. Saha, B. Schwartz, P. Thörngren-Engblom, A. Wellinghausen, *et al.*, *Phys. Rev. C* **74**, 064003 (2006).
10. Ю. Н. Узиков, *ЭЧАЯ* **29**, 1405 (1998) [*Phys. Part. Nucl.* **29**, 583 (1998)].
11. В. Карпов, А. С. Деникин, А. П. Алексеев, В. И. Загребаев, В. А. Рачков, М. А. Науменко, В. В. Сайко, *ЯФ* **79**, 520 (2016) [*Phys. Atom. Nucl.* **79**, 749 (2016)].
12. J. L. Comfort and B. C. Karp, *Phys. Rev. C* **21**, 2162 (1980).
13. Y. Satou, S. Ishida, H. Sakai, H. Okamura, N. Sakamoto, H. Otsu, T. Uesaka, A. Tamii, T. Wakasa, T. Ohnishi, K. Sekiguchi, K. Yako, K. Suda, M. Hatano, H. Kato, Y. Maeda, *et al.*, *Phys. Lett. B* **549**, 307 (2002).
14. R. Machleidt, *Phys. Rev. C* **63**, 024001 (2001).
15. A. J. Koning and J. P. Delaroche, *Nucl. Phys. A* **713**, 231 (2003).

ELASTIC SCATTERING OF DEUTERONS ON ^{12}C NUCLEUS WITHIN THE THREE-BODY MODEL

E. T. Ibraeva, Yu. N. Uzikov

The formalism of the elastic pd scattering developed earlier within the spin-dependent Glauber theory is modified here by replacement of the pN amplitudes to the $N^{12}\text{C}$ amplitudes and applied for the elastic $d^{12}\text{C}$ scattering. The elastic scattering $N^{12}\text{C}$ amplitudes are taken from the optical model. Numerical calculations are performed at the deuteron beam energy 270 MeV and demonstrate a good agreement with the data on the differential cross section in forward hemisphere, whereas the spin observable A_y^d is in qualitative agreement with the experimental data.