УДК 539.17

НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АДРОНОВ С ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ В ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

Имамбеков Онласын, *профессор Казахского Национального университета имени аль-Фараби, 050040, Казахстан, Алматы, пр. аль-Фараби 71, e-mail: onlas@mail.ru*
Абдраманова Гулбану, *PhD астирант Казахского Национального университета имени аль-Фараби, 050040, Казахстан, Алматы, пр. аль-Фараби 71, e-mail: banu.95@mail.ru*

Аннотация. В рамках дифракционной теории Глаубера проведен расчет амплитуды неупругого рассеяния (на уровень $J^{\pi} = 5/2^{+}$) протонов на нейтроноизбыточном ядре ^{15}C в инверсной кинематике. В операторе многократного рассеяния учтены члены первого и второго порядков. Использовалась волновая функция ^{15}C в многочастичной оболочечной модели, что позволило не только рассчитать дифференциальные сечения, но и вычислить вклад от рассеяния протонов на нуклонах из разных оболочек.

Ключевые слова: ядро, протон, амплитуда рассеяния, инверсная кинематика, волновая функция, оболочечная модель ядра, дифференциальное сечение, дифракционная теория Глаубера

INELASTIC INTERACTION OF HADRONS WITH LIGHT NUCLEI IN THE GLAUBER THEORY

Imambekov Onlasyn, *professor of Al-Farabi Kazakh National University, 050040, Kazakhstan, Almaty, 71 al-Farabi ave., E-mail: onlas@mail.ru*
Abdramanova Gulbanu, *PhD graduate student, Al-Farabi Kazakh National University, 050040, Kazakhstan, Almaty, 71 al-Farabi Ave., e-mail: banu.95@mail.ru*

Abstract. In the framework of the Glauber diffraction theory, the amplitude of inelastic scattering (per level) of protons on a ^{15}C neutron-rich nucleus in inverse kinematics is calculated. The terms of the first and second orders are taken into account in the multiple scattering operator. The ^{15}C wave function was used in the many-particle shell model, which allowed us not only to calculate the differential cross sections, but also to calculate the contribution from proton scattering on nucleons from different shells.

Keywords: nucleus, proton, scattering amplitude, inverse kinematics, wave function, shell model of the nucleus, differential cross section, Glauber diffraction theory

ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени установлено [1 − 3], что ^{15}C является однонейтронным гало ядром с малой энергией отделения нейтрона ε = 1.218 МэВ, полным спином $J^{\pi} = 1/2^{+}$ и временем жизни относительно β-распада 2.45 с. В первом возбужденном состоянии $J^{\pi} = 5/2^{+}$, энергия возбуждения ε = 0.478 МэВ.

В одной из последних работ [4] при изучении упругого магнитного электронного рассеяния на изотопах $^{15,17,19}C$ выяснено, что из упругого магнитного формфактора можно точно определить орбиталь последнего нуклона. Формфактор при больших значениях в пространстве импульсов определяется плотностью при малых расстояниях в координатном пространстве, и наоборот. Формфакторы при низких и средних импульсах для всех изотопов $^{15,17,19}C$ подобны друг другу, когда последний нейтрон заселяет одну и ту же орбиталь. В то же время имеется огромное различие между формфакторами для одного ядра, когда последний нейтрон заселяет разные орбитали ($2s_{1/2}$ или $1d_{5/2}$). Из сравнения рассчитанных формфакторов с экспериментальными (которых пока нет) можно будет сделать вполне определенный вывод о волновой функции (ВФ) и распределении плотности последнего нейтрона.

Волновая функция для возбужденного состояния ^{15}C, рассчитанная в многочастичной модели оболочек, представлена конфигурацией две дырки в $1p$-оболочке плюс один нейтрон в $1d$-оболочке: $\left|(1s)^4(1p)^{10}(1d)^1\right\rangle$. Основное состояние ^{15}C $\left(J^{\pi}, T = 1/2^{+}, 3/2\right)$ на 98% определяется s-компонентой ВФ, первое возбужденное состояние $\left(J^{\pi}, T = 5/2^{+}, 3/2\right)$ более чем на 90% определяется d-компонентой [5]. Главное отличие ВФ основного и первого возбужденного состояний ядра ^{15}C в расположении последнего нейтрона: когда он заполняет $2s_{1/2}$-орбиталь, среднеквадратичный радиус последнего нейтрона и полная нейтронная плотность резко увеличиваются по сравнению с тем случаем, когда последний нейтрон заполняет $1d_{5/2}$-орбиталь (R_h = 3.845 фм для $1d_{5/2}$, R_h = 5.666 фм для $2s_{1/2}$ [4]), хотя энергии уровней этих орбиталей и полные энергии связи подобны. Причина в том, что на $2s_{1/2}$-орбитали у ВФ имеется один дополнительный узел, что определяет большую растянутость ВФ по координате по сравнению с $1d_{5/2}$-орбиталью. Нуклон гало предпочитает орбиталь с дополнительным узлом и низким угловым моментом, что и обеспечивает больший радиус.

Продолжая наши предыдущие исследования упругого рассеяния протонов на ядре [15]C [6, 7], в настоящей работе мы рассчитали ДС неупругого рассеяния на уровень $J^{\pi} = 5/2^{+}$ и учли члены одно- и двукратного соударений в глауберовском операторе. Как показал анализ, чем выше кратность рассеяния, тем меньше ее вклад в ДС при малых углах. Однако с увеличением угла рассеяния парциальные сечения высших кратностей спадают не так быстро, как однократное, и при больших углах начинают доминировать и давать основной вклад в ДС. Поэтому динамический вклад высших кратностей необходимо учитывать, если рассматривать сечение не только при самых малых ($\theta < 10 \div 15^{\circ}$), но и при средних углах рассеяния до $\theta \sim 40^{\circ}$.

1. РАСЧЕТ АМПЛИТУДЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ОДНО- И ДВУКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Амплитуда рассеяния в глауберовской дифракционной теории записывается следующим образом [8]:

$$M_{if}(\vec{q}) = \sum_{M_J M_J'} \frac{ik}{2\pi} \int d^2\vec{\rho} \exp(i\vec{q}\vec{\rho}) \left\langle \Psi_f^{JM_J}(\vec{r}_i) \right| \Omega \left| \Psi_i^{J'M_J'}(\vec{r}_i) \right\rangle , \quad (1)$$

где $\vec{\rho}$ − прицельный параметр; $\vec{r}_i(\vec{\rho}_i, z_i)$ − одночастичные координаты нуклонов, от которых зависят ВФ $\Psi_i^{JM_J}, \Psi_f^{J'M_J'}$ в начальном и конечном состояниях, A − число нуклонов в ядре, $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ − переданный в реакции импульс, $\vec{k}, \vec{k}'$ − импульсы налетающего и вылетевшего протона.

Оператор Ω представляет собой ряд многократного рассеяния на нуклонах ядра

$$\Omega = 1 - \prod_{i=1}^{A} \left(1 - \omega_i(\vec{\rho} - \vec{\rho}_i)\right) = \sum_{i=1}^{A} \omega_i - \sum_{i<j} \omega_i\omega_j + \sum_{i<j<k} \omega_i\omega_j\omega_k - ...(-1)^{A-1}\omega_1\omega_2...\omega_A , \quad (2)$$

где ω_i – профильные функции

$$\omega_i(\vec{\rho} - \vec{\rho}_i) = \frac{1}{(2\pi ik)} \int d\vec{q}_i \exp\left(-i\vec{q}_i(\vec{\rho} - \vec{\rho}_i)\right) f_{pN}(q_i), \quad (3)$$

$f_{pN}(q)$ – элементарные pN- амплитуды

$$f_{pN}(q_i) = \frac{k\sigma_{pN}}{4\pi}\left(i + \varepsilon_{pN}\right) \exp\left(-\beta_{pN}^2 q_i^2 / 2\right) . \quad (4)$$

Значения параметров при разных энергиях приведены в [9].

Оболочечную ВФ представим в виде

$$\Psi_{i,f}^{JM_J}(\vec{r}_i) = \Psi_{n_0 l_0 m_0}(\vec{r}_1, ...\vec{r}_4) \Psi_{n_1 l_1 m_1}(\vec{r}_5, ...\vec{r}_{14}) \Psi_{n_2 l_2 m_2}(\vec{r}_{15}), \quad (5)$$

где $n_i l_i m_i$ есть квантовые числа (главное, орбитальное и магнитное) соответствующей оболочки. Тогда s- и d-компоненты ВФ запишутся:

$$\Psi_i^{JM_J}(\vec{r}_i) = \left| (1s)^4 (1p)^{10} (2s)^1 \right\rangle = \sum_{m_1} \Psi_{000}(\vec{r}_1, ...\vec{r}_4) \Psi_{11m_1}(\vec{r}_5, ...\vec{r}_{14}) \Psi_{200}(\vec{r}_{15}) , \quad (6)$$

$$\Psi_f^{JM_J}(\vec{r}_i) = \left| (1s)^4 (1p)^{10} (1d)^1 \right\rangle = \sum_{m_1 m_2} \Psi_{000}(\vec{r}_1, ...\vec{r}_4) \Psi_{11m_1}(\vec{r}_5, ...\vec{r}_{14}) \Psi_{22m_2}(\vec{r}_{15}) , \quad (7)$$

где каждая из функций есть произведение одночастичных функций: $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, ...) = \prod_i \Psi(\vec{r}_i)$.

Подставив ВФ начального (6) и конечного (7) состояний в (1), запишем амплитуду неупругого рассеяния

$M_{if}(\vec{q}) =$

$$=\frac{ik}{2\pi}\sum_{m_1m_1'm_2}\int d^2\vec{\rho}\exp(i\vec{q}\vec{\rho})\left\langle\Psi_{000}(\vec{r}_1,...\vec{r}_4)\Psi_{11m_1}(\vec{r}_5,...\vec{r}_{14})\Psi_{22m_2}(\vec{r}_{15})\middle|\Omega\middle|\Psi_{000}(\vec{r}_1,...\vec{r}_4)\Psi_{11m_1'}(\vec{r}_5,...\vec{r}_{14})\Psi_{200}(\vec{r}_{15})\right\rangle \tag{8}$$

Подстановка ряда многократного рассеяния (2) в амплитуду (1) и последующие интегрирования его по прицельному параметру $d\vec{\rho}$ и импульсам, переданным в каждом акте рассеяния $d\vec{q}_i,\ldots d\vec{q}_k$, приводит к следующему результату:

$$\Omega=\frac{2\pi}{ik}f_{pN}(q)\sum_{i=1}^{15}\widetilde{\omega}_i-\left(\frac{2\pi}{ik}f_{pN}\left(\frac{q}{2}\right)\right)^2\sum_{i<j=1}^{15}\widetilde{\omega}_i\widetilde{\omega}_j+.. \quad , \tag{9}$$

где

$$\sum_{i=1}^{15}\widetilde{\omega}_i=\sum_{i=1}^{15}\exp(i\vec{q}\vec{\rho}_i)\ , \quad \sum_{i=1}^{15}\widetilde{\omega}_i\widetilde{\omega}_j=\sum_{i<j=1}^{15}\exp\left(i\frac{\vec{q}}{2}(\vec{\rho}_i+\vec{\rho}_j)\right)\delta(\vec{\rho}_i-\vec{\rho}_j)\ . \tag{10}$$

При выводе формулы (9) в амплитуде $f_{pN}(q)$ мы пренебрегаем разностями (q_i-q_j) по сравнению с q, $\frac{q}{2}$ (поскольку известно, что амплитуда нуклон-нуклонного взаимодействия является функцией, плавно меняющейся с изменением аргумента q), что позволяет вынести из-под знака интеграла амплитуды $f_{pN}(q)$, $f_{pN}^2\left(\frac{q}{2}\right)$. Подставив в (8) первый член ряда многократного рассеяния (9) и разделив сумму на операторы, действующие на нуклоны находящиеся в разных оболочках $\sum_{i=1}^{15}\widetilde{\omega}_i=\sum_{i=1}^{4}\widetilde{\omega}_i+\sum_{i=5}^{14}\widetilde{\omega}_i+\widetilde{\omega}_{15}$, запишем матричный элемент однократного рассеяния:

$$M_{if}^{(1)}(\vec{q})=$$

$$=\frac{k}{k'}f_{pN}(q)\sum_{m_1m_2}\int\left|\Psi_{000}(\vec{r}_1,...\vec{r}_4)\right|^2\left|\Psi_{11m_1}(\vec{r}_5,...\vec{r}_{14})\right|^2\Psi_{22m_2}^*(\vec{r}_{15})\Psi_{200}(\vec{r}_{15})\left(\sum_{i=1}^{4}\widetilde{\omega}_i+\sum_{i=5}^{14}\widetilde{\omega}_i+\widetilde{\omega}_{15}\right)\prod_{i=1}^{15}d\vec{r}_i\ . \tag{11}$$

Из-за ортогональности функций $\Psi_{22m_2}^*(\vec{r}_{15})$ и $\Psi_{200}(\vec{r}_{15})$ и из-за того, что оператор действует только на одну координату (см. первую из формул (10)), интегралы от первых двух слагаемых будут равны нулю, остается только последний член с оператором, действующим на нуклон, находящийся в d-оболочке. Заменив формально плоские вектора $\vec{\rho}_i$ (от которых зависят $\widetilde{\omega}$) на трехмерные $\vec{r}_i$, можно интегрирование провести в сферической системе координат. Разложив $\widetilde{\omega}_{15}=\exp(i\vec{q}\vec{r}_{15})$ в ряд по функциям Бесселя и представив ВФ гармонического осциллятора в виде произведения радиальной функции на угловую (сферическую функцию) $\Psi_{nlm}(\vec{r}_i)=R_{nl}(r_i)Y_{lm}(\vec{r}_i)$, после интегрирования формулы (11) получим:

$$M_{if}^{(1)}(\vec{q})=\frac{k}{k'}2\pi\ f_{pN}(q)B_{2220}(q)\sum_m Y_{2m}(\vec{q}) \tag{12}$$

где

$$B_{2220}(q)=-\frac{1}{\sqrt{2q}}\int_0^\infty R_{22}(r)R_{20}(r)J_{5/2}(qr)r^{3/2}dr\ . \tag{13}$$

Перейдем к вычислению матричного элемента двукратного рассеяния. Представив оператор двукратного рассеяния в виде $\sum_{i<j=1}^{15}\widetilde{\omega}_i\widetilde{\omega}_j=\sum_{i<j=1}^{14}\widetilde{\omega}_i\widetilde{\omega}_j+\sum_{i=1}^{14}\widetilde{\omega}_i\widetilde{\omega}_{15}$, подставляя его в (8) и учитывая, что из-за ортогональности $\Psi_{22m_2}^*(\vec{r}_{15})$ и $\Psi_{200}(\vec{r}_{15})$ в матричном элементе останутся только те члены, в которые входит оператор $\widetilde{\omega}_{15}$, запишем:

$$M_{if}^{(2)}(\vec{q}) =$$

$$= \frac{2\pi k}{k'^2} f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) \sum_{m_1 m_2} \int \left|\Psi_{000}(\vec{r}_1,...\vec{r}_4)\right|^2 \left|\Psi_{11m_1}(\vec{r}_5,...\vec{r}_{14})\right|^2 \Psi_{22m_2}^*(\vec{r}_{15}) \Psi_{200}(\vec{r}_{15}) \sum_{i=1}^{14} \widetilde{\omega}_i \widetilde{\omega}_{15} \prod_{i=1}^{15} d\vec{r}_i \,. \tag{14}$$

Оператор двукратного рассеяния разделим на два слагаемых, отвечающих соударениям протона с нуклонами на ($1s$, $1d$)- и ($1p$, $1d$)-оболочках $\sum_{i=1}^{14} \widetilde{\omega}_i \widetilde{\omega}_{15} = \sum_{i=1}^{4} \widetilde{\omega}_i \widetilde{\omega}_{15} + \sum_{i=5}^{14} \widetilde{\omega}_i \widetilde{\omega}_{15}$, тогда матричный элемент (14) также будет представлен в виде суммы

$$M_{if}^{(2)}(\vec{q}) = M_{if}^{(2)-sd}(\vec{q}) + M_{if}^{(2)-pd}(\vec{q}) \,, \tag{15}$$

где каждый член (после подстановки второй из формул (10)), примет вид

$$M_{if}^{(2)-sd} = \frac{2\pi k}{k'^2} f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) \sum_{m_1 m_2} \int \left|\Psi_{11m_1}(\vec{r}_5,...\vec{r}_{14})\right|^2 d\vec{r}_5 ... d\vec{r}_{14} \int \left|\Psi_{000}(\vec{r}_1,...\vec{r}_4)\right|^2 \Psi_{22m_2}^*(\vec{r}_{15}) \Psi_{200}(\vec{r}_{15})$$

$$\sum_{i=1}^{4} \exp\left(i \frac{\vec{q}}{2}(\vec{r}_i + \vec{r}_{15})\right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_{15}) d\vec{r}_1 ... d\vec{r}_4 d\vec{r}_{15} \,, \tag{16}$$

$$M_{if}^{(2)-pd} = \frac{2\pi k}{k'^2} f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) \sum_{m_1 m_2} \int \left|\Psi_{000}(\vec{r}_1,...\vec{r}_4)\right|^2 d\vec{r}_1 ... d\vec{r}_4 \int \left|\Psi_{11m_1}(\vec{r}_5,...\vec{r}_{14})\right|^2 \Psi_{22m_2}^*(\vec{r}_{15}) \Psi_{200}(\vec{r}_{15})$$

$$\sum_{i=5}^{14} \exp\left(i \frac{\vec{q}}{2}(\vec{r}_i + \vec{r}_{15})\right) \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_{15}) d\vec{r}_5 ... d\vec{r}_{14} d\vec{r}_{15} \,. \tag{17}$$

Проинтегрировав по $d\vec{r}_i$ с помощью δ-функции, и учитывая, что с нуклонами s-оболочки происходит 4 двукратных соударения, а с нуклонами p-оболочки − 10, запишем

$$M_{if}^{(2)-sd} = 4 \frac{2\pi k}{k'^2} f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) \sum_{m_2} \int \left|\Psi_{000}(\vec{r})\right|^2 \Psi_{22m_2}^*(\vec{r}) \Psi_{200}(\vec{r}) \exp(i\vec{q}\vec{r}) d\vec{r} \,, \tag{18}$$

$$M_{if}^{(2)-pd} = 10 \frac{2\pi k}{k'^2} f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) \sum_{m_1 m_2} \int \left|\Psi_{11m_1}(\vec{r})\right|^2 \Psi_{22m_2}^*(\vec{r}) \Psi_{200}(\vec{r}) \exp(i\vec{q}\vec{r}) d\vec{r} \,. \tag{19}$$

Применив ту же технику, что при вычислении матричного элемента однократного рассеяния, окончательно получим

$$M_{if}^{(2)-sd} = -\frac{k}{k'^2} 2\pi \, f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) B_{2220}^{00}(q) \sum_{m} Y_{2m}(\vec{q}) \,, \tag{20}$$

где

$$B_{2220}^{00}(q) = \frac{1}{\sqrt{2q}} \int_0^\infty R_{00}^2 R_{22}(r) R_{20}(r) J_{5/2}(qr) r^{3/2} dr \,. \tag{21}$$

$$M_{if}^{(2)-pd} = -\frac{k}{k'^2} 2\pi \, f_{pN}^2 \left(\frac{q}{2}\right) \sum_{\lambda\mu} B_{2220(\lambda)}^{11}(q) F_{\lambda\mu}(\vec{q}) \,, \tag{22}$$

где

$$B_{2220(\lambda)}^{11}(q) = \frac{1}{\sqrt{2q}} \int_0^\infty R_{11}^2 R_{22}(r) R_{20}(r) J_{\lambda+1/2}(qr) r^{3/2} dr \,, \tag{23}$$

$$\begin{gathered} F_{\lambda\mu}(\vec{q}) = (i)^\lambda Y_{\lambda\mu}(\vec{q}) \int Y_{1m}(\vec{r}) Y_{1m}^*(\vec{r}) Y_{2m_2}^*(\hat{r}) Y_{\lambda\mu}(\vec{r}) d\Omega_r = \frac{3\sqrt{2\lambda+1}}{\sqrt{5}(4\pi)^{3/2}} (i)^\lambda Y_{\lambda\mu}(\vec{q}) \times \\ \times \sum_{m_1 m_2} \langle 1010 | L0 \rangle \langle L0\lambda 0 | 20 \rangle \langle 1m_1 1m_1 | LM \rangle \langle LM\lambda\mu | 2m_2 \rangle. \end{gathered} \tag{24}$$

Дальнейшие вычисления матричных элементов проводились с помощью программы MAPLE.

Вычислив матричные элементы, можно рассчитать ДС рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{1}{2J+1}\left|M_{if}^{(1)}(\vec{q})-M_{if}^{(2)}(\vec{q})\right|^2 . \qquad (25)$$

Мы ограничиваемся одно- и двукратными соударениями, поскольку ряд многократного рассеяния сходится быстро и каждый последующий член разложения дает вклад в сечение на порядки меньше, чем предыдущий.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

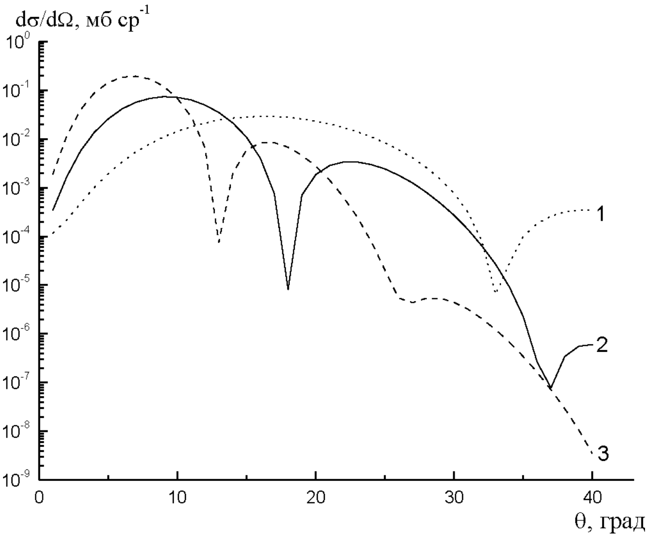
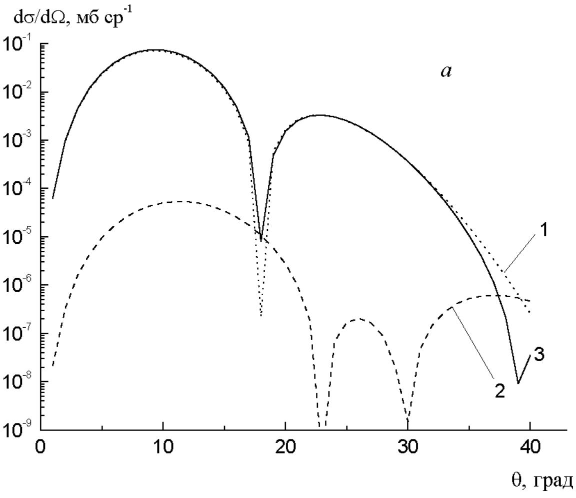


Рис.1. Дифференциальные сечения неупругого p^{15}C-рассеяния при разных энергиях. Кривые *1*, *2*, *3* соответствуют энергиям 0.2, 0.6, 1.0 ГэВ/нуклон

На рис. 1 представлены ДС при разных энергиях 0.2 (кривая *1*), 0.6 (кривая *2*) и 1.0 (кривая *3*) ГэВ/нуклон. При нулевом угле рассеяния в ДС наблюдается минимум, возникающий из-за ортогональности ВФ начального и конечного состояний. С увеличением энергии дифракционная картина сечения (чередование минимумов и максимумов) становится более ярко выраженной: если для E = 0.2 ГэВ/нуклон имеются два минимума при θ = 0° и 34°, то для E = 0.6 ГэВ/нуклон второй минимум сдвигается в область меньших углов до θ ~ 18° и появляется третий при θ ~ 39°. Для E = 1.0 Гэв/нуклон также наблюдается три минимума: θ = 0°, 13° и 28°.



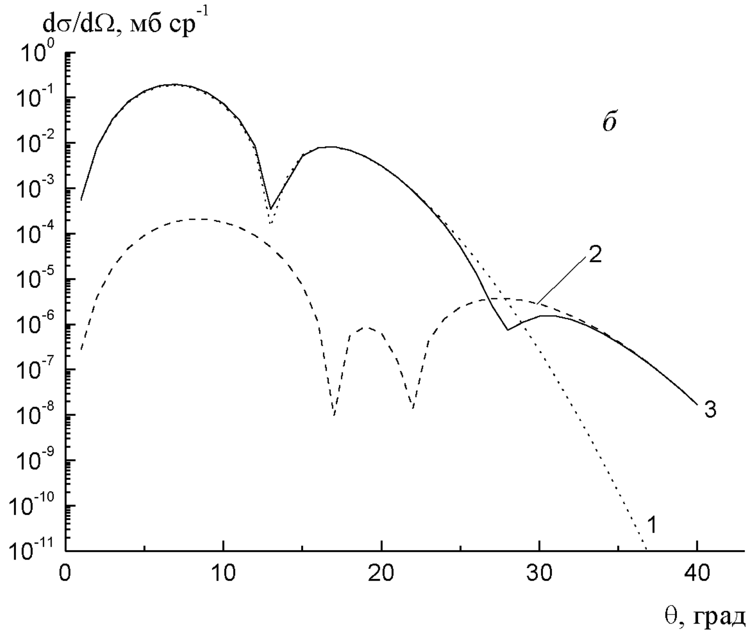


Рис. 2. Вклад в ДС разных кратностей рассеяния. Кривые *1*, *2* и *3* − однократное, двукратное рассеяние и их суммарный вклад; *а* − *E* = 0.6 ГэВ/нуклон, *б* − *E* = 1.0 ГэВ/нуклон.

На рис. 2 показаны вклады в ДС разных кратностей рассеяния для энергий 0.6 (*а*) и 1.0 (*б*) ГэВ/нуклон. Кривая *1* демонстрирует вклад однократного рассеяния (первого члена формулы (25)), кривая *2* − двукратного (второй член формулы (25)) и кривая *3* − их суммарный вклад. Обратимся к рис. 2*а*. Здесь кривая *3* − та же, что и кривая *2* на рис. 1. Основной вклад в сечение при углах $\theta < 35°$ дает однократное рассеяние. Парциальное сечение однократных соударений определяется формулой (12). Минимум при $\theta \sim 18°$ в парциальном сечении однократных соударений (кривая *1*) возникает после интегрирования $B_{2220}(q)$ (формула (13)) и объясняется структурой самого ядра, т.е. наличием узла в подынтегральной функции Бесселя $J_{5/2}(qr)$ и полинома в радиальной функции $R_{20}(r)$. Остальные члены формулы (12), зависящие от q (в интервале углов от 0° до 40°), монотонно убывают с увеличением угла θ. Как видно из рисунка, минимум в сечении однократного рассеяния частично заполняется вкладом двукратного рассеяния, которое, будучи на несколько порядков меньше однократного, в этой области достигает значений однократного. Таким образом, даже в области передних углов рассеяния необходимо учитывать двукратные соударения в операторе Ω. Второй минимум возникает там, где сечения одно- и двукратного рассеяний сравниваются по величине (при $\theta \sim 39°$) из-за того, что ряд многократного рассеяния (2) знакопеременный и при возведении матричных элементов в квадрат в формуле (25), в ДС появляется интерференционный член со знаком минус.

Аналогичная картина наблюдается на рис. 2*б*. Сечение двукратного рассеяния меньше заполняет минимум однократного при $\theta \sim 13°$, однако его вклад начинает доминировать уже при $\theta > 28°$. Минимум в ДС при $\theta = 28°$ возникает в результате интерференции первой и второй кратностей рассеяния.

Сложная структура ДС двукратного рассеяния (кривая *2*) будет ясна из рис. 3.

Рассмотрим, какой вклад дают отдельные структурные составляющие ВФ в ДС неупругого рассеяния. В сечение однократного рассеяния ненулевой вклад дает только одна компонента ВФ, соответствующая рассеянию протона на нуклоне 1*d*-оболочки (см. формулу (12)), это кривая *1* на рис. 2 *а*, *б*.

В двукратное рассеяние дают вклад два парциальных сечения рассеяния на нуклонах (1*s*, 1*d*)- и (1*p*, 1*d*)- оболочек. Дифференциальное сечение двукратного рассеяния получим, возведя в квадрат матричный элемент (15):

$$\frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1}\left| M_{if}^{(2)-sd}(\vec{q}) + M_{if}^{(2)-pd}(\vec{q}) \right|^2 . \tag{26}$$

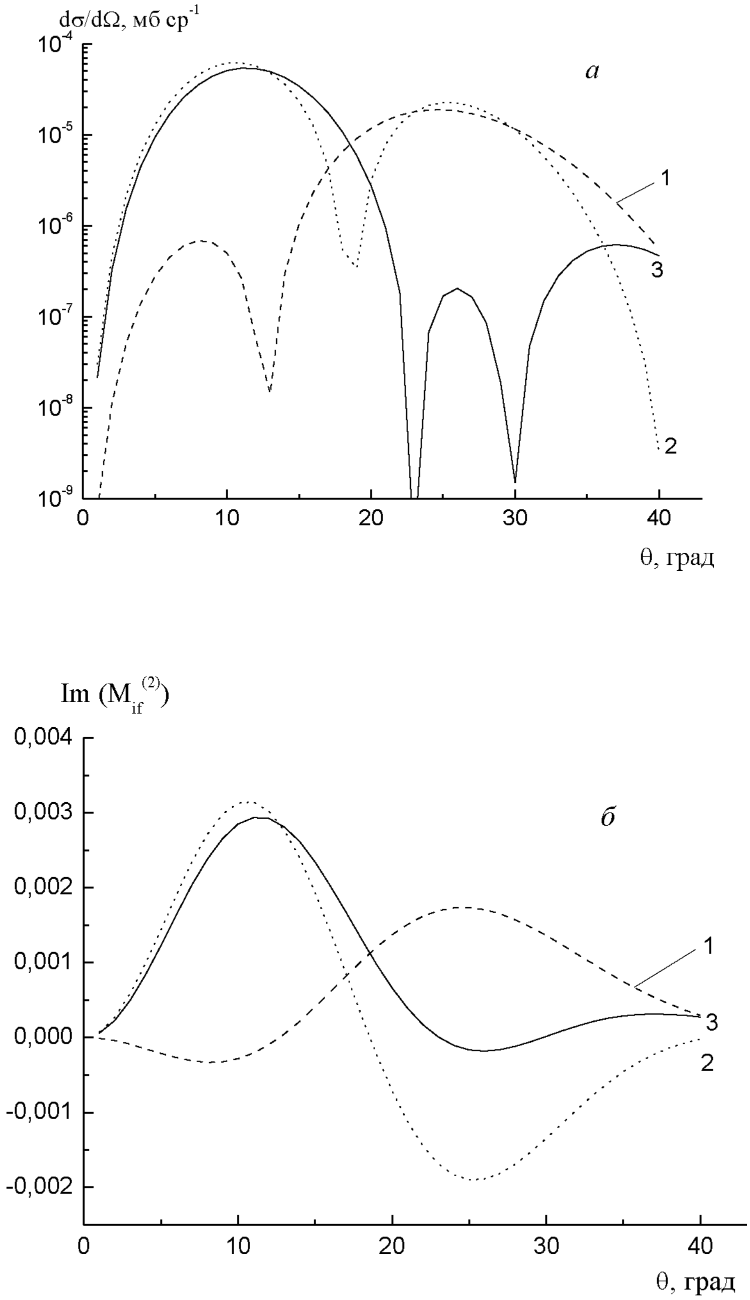


Рис. 3. Вклад в ДС двукратного неупругого рассеяния от соударений с нуклонами из разных оболочек (*а*) и мнимая часть амплитуды двукратного рассеяния (*б*) при энергии 0.6 ГэВ/нуклон. Кривые *1*, *2* и *3* − вклады в сечение двукратных соударений с нуклонами (1*s*, 1*d*)-, (1*p*, 1*d*)- оболочек и их сумма.

На рис. 3*а* показан вклад в ДС от соударений с нуклонами из разных оболочек при энергии 0.6 ГэВ/нуклон. Кривая *1* представляет парциальное сечение двукратного рассеяния с нуклонами (1*s*, 1*d*)-оболочек, кривая *2* − парциальное сечение двукратного рассеяния с нуклонами (1*p*, 1*d*)-оболочек. Сплошная кривая *3* − суммарная (та же, что кривая *2* на рис. 2*а*). При малых углах (θ < 15°) ДС целиком определяется соударением с нуклонами (1*p*, 1*d*)-оболочек. При θ > 15° ДС быстро убывает и имеет нерегулярный характер (два минимума и один максимум в интервале 35° > θ > 15°), обусловленный тем, что амплитуды $\mathrm{Im}(M_{if}^{(2)-sd})$ и $\mathrm{Im}(M_{if}^{(2)-pd})$ имеют разные знаки (это видно на рис. 3*б*) и близкие абсолютные значения. При θ > 32° ДС рассеяния на нуклонах (1*p*, 1*d*)-оболочек резко уменьшается и определяющий вклад вносит рассеяние на нуклонах (1*s*, 1*d*) –оболочек. Физически такое поведение ДС объясняется тем, что для рассеяния на нуклоне, находящемся на внутренней 1*s*-оболочке нужен больший импульс (чем для рассеяния на нуклоне внешней 1*p*-оболочки), а чем больше импульс, тем больше угол рассеяния.

Известно, что основной вклад в сечение вносит мнимая часть амплитуды рассеяния. Чтобы показать, как формируется общее сечение, на рис. 3*б* показаны мнимые части амплитуд двукратного рассеяния: кривая *1* − $\mathrm{Im}(M_{if}^{(2)-sd})$, отвечающая за рассеяние на нуклонах (1*s*, 1*d*)-оболочек, кривая *2* − $\mathrm{Im}(M_{if}^{(2)-pd})$, отвечающая за рассеяние на нуклонах (1*p*, 1*d*)-оболочек, кривая *3* − их сумма. Из рисунка видно, что во всем угловом диапазоне парциальные амплитуды находятся в противофазе, и если при малых углах основной вклад дает рассеяние на нуклонах (1*p*, 1*d*)-оболочек, то при θ > 15° с ним начинает конкурировать рассеяние на нуклонах (1*s*, 1*d*)-оболочек, и при θ > 36° основной вклад дает именно оно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам проведенных расчетов можно сделать следующие выводы.

Пренебрежение «малыми» ядерными импульсами $(q_i - q_j)$ по сравнению с переданным q и использование оболочечных ВФ в базисе гармонического осциллятора позволило вычислить амплитуду неупругого рассеяния в аналитическом виде, что повышает точность расчета.

С увеличением энергии столкновения (от 0.2 до 1.0 ГэВ/нуклон) в ДС наблюдается более четкая дифракционная картина: число максимумов и минимумов в одинаковом угловом диапазоне увеличивается.

Сечение однократных соударений доминирует при малых углах рассеяния, двукратных − при бóльших. В областях, где одно- и двукратные ДС сравниваются по величине, возникают минимумы, обусловленные деструктивной интерференцией этих слагаемых при возведении в квадрат матричного элемента.

Из-за ортогональности ВФ начального и конечного состояний вклад в сечение однократного рассеяния дает только рассеяние на нуклоне, находящемся на 1*d*-оболочке. Максимальный вклад в сечение двукратного рассеяния при малых углах вносит рассеяние на нуклонах (1*p*, 1*d*)-оболочек, а при бóльших − рассеяние на нуклонах (1*s*, 1*d*)-оболочек.

Минимумы в суммарном сечении неупругого рассеяния появляются как из-за интерференции разных кратностей рассеяния, так и из-за минимума в ДС однократного рассеяния, который возникает из-за структуры самого ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fang D.O. // Phys. Rev. C. 2004. V. 69. P. 034613.
2. Horiuchi W., Susuki Y., Abu-Ibrahim B. and Kohama A. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 044607.
3. Keeley N. and Alamanos N. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 054610.

4. Tiekuang Dong, Zhongzhou Ren and Yanqing Guo. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 054602.

5. Буркова Н.А. *и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. С. 284.

6. Ибраева Е. Т. *и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т.73. С. 892.

7. Ibraeva E.T. *et al.* // The Fourth Eurasian Conference Nuclear Science and Its Application. Baku, Azerbaijan. 2006. P. 287.

8. Glauber R.G. High - energy collision theory. Lect. Theor. Phys. New York – London: Interscience, 1959.

9. Abu-Ibrahim B., Horiuchi W., Kohama A. and Susuki Y. // ArXiv: 0710.4193vl [Nucl-th]