

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $\pi^\pm$ - И $K^\pm$ -МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ $^{13,15}\text{C}$ , $^{15}\text{N}$ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

© 2019 г. О. Имамбеков<sup>1)\*</sup>, Е. Т. Ибраева<sup>2)</sup>, Ж. А. Токсаба<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 25.12.2018 г.; после доработки 25.12.2018 г.; принята к публикации 25.12.2018 г.

В рамках дифракционной теории Глаубера рассчитаны дифференциальные сечения упругого рассеяния  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов на ядрах  $^{13,15}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  при промежуточных энергиях. Проанализирована чувствительность рассчитанных характеристик к волновым функциям ядра-мишени, к вкладу многократного рассеяния. Оценен вклад двукратных соударений.

DOI: 10.1134/S0044002719030085

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие мезонов с ядрами интенсивно изучается в последние десятилетия в связи с появлением мезонных фабрик, получением пучков  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов, созданием техники поляризованных мишеней. Рассеяние  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов на ядрах дает возможность детальной проверки моделей ядерной структуры и механизмов мезон-ядерного взаимодействия.

Пионы в ядре, являясь переносчиками ядерных сил, осуществляют несколько функций: обуславливают дальнедействующую часть силы на больших расстояниях, осуществляют двухпионное поглощение нуклонов внутри ядра и проявляют кварковые свойства на расстояниях меньших, чем размер нуклона. Самой характерной особенностью взаимодействия  $\pi^\pm$ -мезонов с нуклонами в области энергий от десятков до сотен МэВ является наличие широкого  $\Delta_{33}$ -резонанса, максимум которого лежит при энергии  $E_\pi = 165$  МэВ и достигает величины 200 мбн/ср (для  $\pi^+p$ -взаимодействия).

Сильное резонансное взаимодействие  $\pi^\pm$ -мезонов с нуклонами можно понять, если учесть их кварковую структуру. Так как в состав  $\pi^+$ -мезона входит антикварк  $\bar{d}$ , а в состав  $\pi^-$ -мезона — антикварк  $\bar{u}$ , то при взаимодействии  $\pi^\pm$ -мезонов с кварками нуклонов происходит аннигиляция кварк–антикварк, и  $\pi^\pm$ -мезоны можно рассматривать как трехкварковую систему, напоминающую резонанс.

Изучение рассеяния  $K^\pm$ -мезонов на ядрах идет по нескольким направлениям: зондирование внутренних областей ядра-мишени, использование  $K^\pm$ -мезонных пучков для получения гиперядер, исследование элементарного  $K^\pm N$ -взаимодействия. Взаимодействие  $K^\pm$ -мезонов с нуклонами определяется следующими свойствами: аномально большой длиной свободного пробега  $\lambda_K^+ \sim 6.5$  Фм при энергии в сотни МэВ, преобладанием  $s$ -волны, отсутствием резонансов, малостью неупругого канала ( $\sigma_{\text{inel}} \sim 1$  мбн при 450 МэВ) и слабой энергетической зависимостью  $K^+N$ -взаимодействия [1].

Взаимодействие  $K^\pm$ -мезонов и  $\pi^\pm$ -мезонов с нуклонами коренным образом различается из-за наличия в составе  $K^\pm$ -мезонов странного кварка. Так как у  $K^+$ -мезонов странность  $S = 1$ , а у  $K^- - S = -1$ , то и взаимодействия  $K^+N$  и  $K^-N$  сильно различаются между собой. В  $K^-N$ -взаимодействии из-за аннигиляции  $u\bar{u}$ -кварков образуются узкие резонансные состояния ( $\Lambda$  и  $\Sigma$ ) и имеются открытые каналы ниже  $K^-N$ -порога.  $K^-N$ -взаимодействие достаточно сильное, дифференциальное сечение (ДС)  $K^-N$ -рассеяния достигает 42 мбн/ср (при  $k = 0.8$  ГэВ/с, что соответствует  $E_K = 0.446$  ГэВ). Напротив, в  $K^+N$ -системе пятикварковая структура не образует резонансов, взаимодействие в основном идет через упругий канал, оно гораздо слабее, чем  $K^-N$ , так что максимум ДС  $K^+N$ -рассеяния достигает только 13 мбн/ср. В работах, опубликованных в последние годы (обзор статей, опубликованных до 2006 г., приведен в наших работах [2–4]), продолжают обсуждать свойства  $\pi^-$ - и  $K^-$ -мезонов в симметричной ядерной материи [5], параметры  $\pi^\pm N$ - и  $K^\pm N$ -амплитуд рассеяния на свободных

<sup>1)</sup>НИИ экспериментальной и теоретической физики КазНУ им. аль-Фараби, Алматы, Республика Казахстан.

<sup>2)</sup>Институт ядерной физики, Алматы, Республика Казахстан.

\*E-mail: onlas@mail.ru

нуклонах и в среде [6–8], построение оптических потенциалов  $\pi^\pm N$ - и  $K^\pm N$ -взаимодействий [6, 9–11], пионные и каонные электромагнитные формфакторы [12–15], эффекты нарушения симметрии заряда (CSB) [14] и функции распределения валентных кварков [5, 14].

Особый интерес представляет сравнение между собой сечений рассеяния на одних и тех же ядрами-мишенях различных частиц, поскольку частицы разной природы по-разному взаимодействуют с нуклонами ядра и особенности этого взаимодействия будут проявляться в наблюдаемых характеристиках. Так, сильное поглощение  $\pi^\pm$ -мезонов в  $\Delta$ -резонансной области позволяет исследовать периферию ядра, тогда как  $K^\pm$ -мезоны поглощаются слабо, что дает возможность использовать их для исследования внутренней области ядра.

В настоящей работе в рамках дифракционной теории Глаубера [16] рассмотрено рассеяние  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов на ядрах  $^{13,15}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ . Ранее мы рассчитали рассеяние  $\pi^\pm$ - и  $K^\pm$ -мезонов на ядрах  $^{6,7}\text{Li}$ ,  $^{6,8}\text{He}$  и  $^9\text{Be}$  [2–4]. Показано, что сочетание дифракционной теории Глаубера с волновыми функциями (ВФ) в потенциальных кластерных моделях дает возможность комплексно описать широкий круг вопросов упругого и неупругого рассеяния разного типа частиц в широком энергетическом диапазоне. Для ядер  $^{13,15}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  с ВФ в модели оболочек применение теории Глаубера позволяет рассчитать процессы рассеяния микроскопически (т.е. оценить вклады разных кратностей рассеяния) и сравнить сечения рассеяния на разных ядрах.

## 2. ПАРАМЕТРЫ $\pi^\pm N$ - И $K^\pm N$ -АМПЛИТУД РАССЕЙЯНИЯ

Расчет дифференциальных и полных сечений рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на ядрах  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  при  $E_{\text{лаб}} = 291$  МэВ проведен [6, 9] в рамках релятивистского уравнения Клейна–Гордона–Фока с микроскопическим оптическим потенциалом. Получены параметры  $\pi^\pm N$ -амплитуд рассеяния на свободных нуклонах и в ядерной среде. Основные различия этих амплитуд: в области (3, 3)-резонанса полное сечение  $\pi N$ -рассеяния в ядерной среде оказывается меньше, чем при рассеянии на свободных нуклонах. Реальная часть амплитуды рассеяния вперед возрастает, а наклон кривых угловой зависимости ДС  $\pi^\pm N$ -рассеяния становится более пологим.

В [17] построены оптические потенциалы  $K^\pm$ -ядерных взаимодействий из  $K^\pm N$ -амплитуд рассеяния при использовании недавно разработанного алгоритма, основанного на  $K^\pm N$ -кинематике в

ядерной среде. При глубоком проникновении мезонов в ядро с импульсами  $< 800$  МэВ/с можно протестировать такой подход с большей чувствительностью, чем с  $K^-$ - и  $\pi$ -мезонами. Расчет полных сечений  $K^+$ -рассеяния на ядре  $^6\text{Li}$  показывает, что при таком подходе сечения лучше согласуются с экспериментом по сравнению с амплитудами с фиксированной энергией, но для ядер C, Si и Ca рассчитанные сечения примерно на 25% меньше экспериментальных.

Электромагнитные формфакторы (EMFF) в пространственноподобной области и функции распределения валентных кварков для  $K^+$ -мезона вычислены в [13, 15]. Обнаружено, что рассчитанные EMFF и функции распределения валентных кварков достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными, а также с предсказанием КХД при более высоких переданных импульсах.

В [14] исследованы эффекты нарушения симметрии заряда, связанные с разностью масс  $u$ - и  $d$ -кварков в функциях распределения кварков в EMFF пиона и каона. Пион и каон заданы как связанные состояния одетых кварков и антикварков, описываемых уравнением Бете–Солпитера, и демонстрируют свойства голдстоуновских бозонов с разностью масс  $\pi^+$  и  $\pi^0$ , как того требует динамическая киральная симметрия.

В астрофизике рассматривается новый класс компактных звездных объектов: пионные звезды [18], в которых центральную роль играет бозе-эйнштейновский конденсат заряженных пионов. Как показали авторы, вещество пионных звезд проявляет гравитационно связанные конфигурации и метастабильно против электрослабых распадов.

## 3. КРАТКИЙ ВЫВОД МАТРИЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ГЛАУБЕРОВСКОМ ФОРМАЛИЗМЕ

В теории Глаубера [16] амплитуда взаимодействия мезонов с ядром выражается через амплитуду рассеяния мезонов на отдельных нуклонах и ВФ, зависящие от структуры ядра. Возможность работать с многочастичными ВФ и учитывать эффекты многократного рассеяния является преимуществом дифракционной теории. К достоинствам теории относится и то, что в ней нет свободных параметров: входными величинами являются ВФ ядра-мишени, рассчитанные в различных моделях, и элементарные амплитуды мезон-нуклонного взаимодействия, полученные из независимых экспериментов (см. разд. 2).

Матричный элемент (амплитуда) в теории Глаубера зависит от элементарных амплитуд мезон-

нуклонного рассеяния и от ВФ начального и конечного состояний ядра-мишени.

$$M_{if}(\mathbf{q}) = \sum_{M_J M'_J} \frac{ik}{2\pi} \int d\rho \prod_{\nu=1}^A d\mathbf{r}_\nu \times \quad (1)$$

$$\times \exp(i\mathbf{q}\rho) \left\langle \Psi_f^{JM'_J} \left| \Omega \right| \Psi_i^{JM_J} \right\rangle,$$

где  $\Psi_i^{JM_J}$  и  $\Psi_f^{JM'_J}$  — ВФ начального и конечного состояний,  $\rho$  — прицельный параметр,  $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$  — переданный в реакции импульс,  $\mathbf{q}$  и  $\rho$  — двумерные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной направлению налетающих частиц,  $A$  — число нуклонов в мишени,  $\langle | \rangle$  означает интегрирование по координатам нуклонов  $\prod_{\nu=1}^A d\mathbf{r}_\nu$ , от которых зависят ВФ и оператор  $\Omega$ . В случае упругого рассеяния  $\mathbf{k} = \mathbf{k}'$  и  $q = 2k \sin \theta/2$ , где  $\theta$  — угол рассеяния.

Приведем краткий вывод матричного элемента. Оболочечную ВФ представим в виде

$$\Psi_{i,f}^{JM_J}(\mathbf{r}_i) = \quad (2)$$

$$= \Psi_{n_0 l_0 m_0}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_4) \cdot \Psi_{n_1 l_1 m_1}(\mathbf{r}_5, \dots, \mathbf{r}_A),$$

где  $n_i l_i m_i$  — квантовые числа (главное, орбитальное и магнитное) соответствующей оболочки,  $\Psi_{nlm}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots) = \prod_\nu \Psi_{nlm}(\mathbf{r}_\nu)$  — произведение одночастичных функций,  $\mathbf{r}_\nu$  — одночастичные координаты нуклонов. ВФ, рассчитанная в сферически симметричном потенциале, факторизуется на радиальную  $R_{nl}(r_\nu)$ - и угловую  $Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}_\nu)$ -части:

$$\Psi_{nlm}(\mathbf{r}_\nu) = R_{nl}(r_\nu) Y_{lm}(\hat{\mathbf{r}}_\nu). \quad (3)$$

Оператор  $\Omega$  в глауберовской теории записывается в виде ряда многократного рассеяния:

$$\Omega = 1 - \prod_{\nu=1}^A (1 - \omega_\nu(\rho - \rho_\nu)) = \sum_{\nu=1}^A \omega_\nu - \quad (4)$$

$$- \sum_{\nu < r} \omega_\nu \omega_r + \sum_{\nu < r < \eta} \omega_\nu \omega_r \omega_\eta - \dots (-1)^{A-1} \omega_1 \omega_2 \dots \omega_A,$$

где первый член отвечает за однократные соударения мезонов с нуклонами ядра, второй — за двукратные, и т.д. до последнего члена, отвечающего за  $A$ -кратные соударения. Из-за слабости  $K^+N$ -взаимодействия и большой средней длины свободного пробега  $K^+$ -мезонов ряд многократного рассеяния  $K^+A$  быстро сходится, поэтому в операторе  $\Omega$  ограничимся одно- и двукратными соударениями. Трехкратные соударения для  $K^+$ -мезонов дают вклад в том диапазоне углов, где глауберовское приближение неприменимо в силу начальных приближений (эйконального и адиабатического).

Профильные функции  $\omega_\nu$  выражаются через элементарные  $xN$ -амплитуды  $f_{xN}(q)$  (где  $x \equiv \pi, K$ ):

$$\omega_\nu(\rho - \rho_\nu) = \quad (5)$$

$$= \frac{1}{2\pi ik} \int d\mathbf{q}_\nu \exp(-i\mathbf{q}_\nu(\rho - \rho_\nu)) f_{xN}(q_\nu).$$

Элементарная амплитуда записывается следующим стандартным образом:

$$f_{xN}(q) = \frac{k\sigma_{xN}}{4\pi} (i + \varepsilon_{xN}) \exp(-\beta_{xN}^2 q^2/2). \quad (6)$$

В (6)  $\sigma_{xN}$  — полное сечение рассеяния мезонов на нуклоне,  $\varepsilon_{xN}$  — отношение действительной части амплитуды к мнимой,  $\beta_{xN}$  — параметр наклона конуса амплитуды. Часть этих данных при разных энергиях собрана и представлена в работах [2, 6–9].

Подставив первые два члена формулы (4) в матричный элемент (1), разделим его на слагаемые, соответствующие одно- и двукратному рассеянию:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}) - M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}), \quad (7)$$

где первый член соответствует однократному, второй — двукратному рассеянию:

$$M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}) = \sum_{M_J M'_J} \frac{ik}{2\pi} \int d\rho \times \quad (8)$$

$$\times \exp(i\rho\mathbf{q}) \left\langle \Psi_f^{JM'_J} \left| \sum_{\nu=1}^A \omega_\nu \right| \Psi_i^{JM_J} \right\rangle,$$

$$M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}) = \sum_{M_J M'_J} \frac{ik}{2\pi} \int d\rho \times \quad (9)$$

$$\times \exp(i\rho\mathbf{q}) \left\langle \Psi_f^{JM'_J} \left| \sum_{\nu=\tau}^A \omega_\nu \omega_\tau \right| \Psi_i^{JM_J} \right\rangle.$$

Аналогичные матричные элементы с трехчастичными и с осцилляторными ВФ вычислены в наших работах [2–4, 19–21].

ДС однократного рассеяния, в котором первый член определяет рассеяние на нуклонах внутренней  $1s$ -оболочки, второй — на нуклонах  $1p$ -оболочки:

$$\frac{d\sigma^{(1)}}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} f_{xN}(1) \left| \sum_j M_{if,j}^{(1)}(\mathbf{q}) \right|^2 = \quad (10)$$

$$= \frac{1}{2J+1} f_{xN}(q) \left| M_{if,s}^{(1)}(\mathbf{q}) + M_{if,p}^{(1)}(\mathbf{q}) \right|^2.$$

ДС двукратного рассеяния, в котором первый член определяет рассеяние на нуклонах  $1s$ -оболочки,

второй — на нуклонах  $1p$ -оболочки, третий — перерассеяния на нуклонах  $s$ - и  $p$ -оболочек, определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{(2)}}{d\Omega} &= \quad (11) \\ &= \frac{1}{2J+1} \left| \frac{2\pi}{ik} f_{xN}^2 \left( \frac{q}{2} \right) \sum_j M_{if,j}^{(2)}(\mathbf{q}) \right|^2 = \\ &= \frac{1}{2J+1} \left| \frac{2\pi}{ik} f_{xN}^2 \left( \frac{q}{2} \right) (M_s^{(2)}(\mathbf{q}) + \right. \\ &\quad \left. + M_p^{(2)}(\mathbf{q}) + M_{sp}^{(2)}(\mathbf{q})) \right|. \end{aligned}$$

Суммарное ДС вычислялось следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| \sum_j M_{if,j}^{(1)}(\mathbf{q}) - M_{if,j}^{(2)}(\mathbf{q}) \right|^2. \quad (12)$$

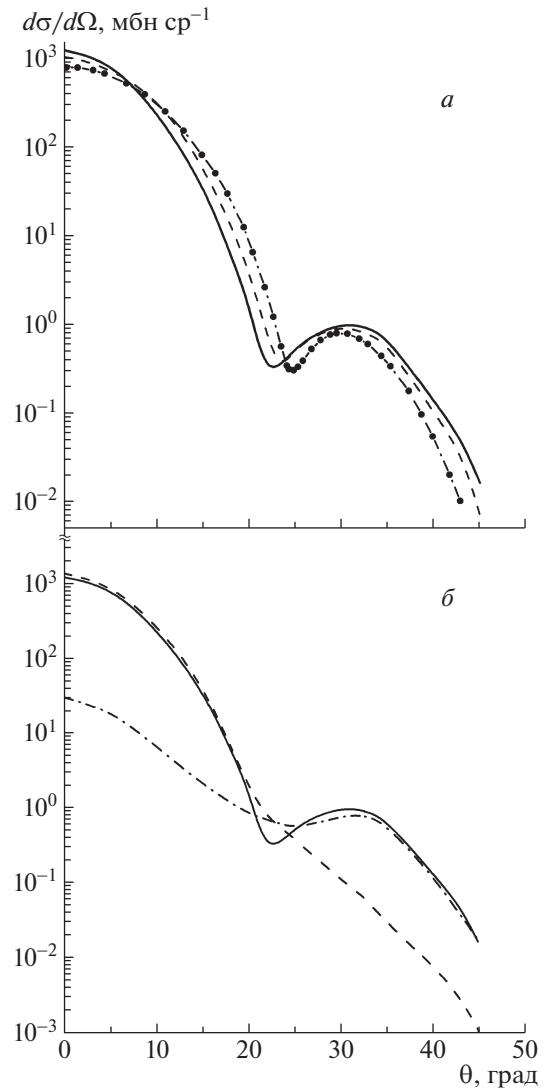
#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В рамках теории многократного рассеяния Глаубера в работе вычислены ДС упругого рассеяния  $\pi^\pm$ - и  $K^+$ -мезонов при промежуточных энергиях на ядрах  $^{13,15}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$ . Для  $^{15}\text{N}$  проведено сравнение рассчитанных ДС с экспериментом, а для ядер  $^{13,15}\text{C}$  — с данными для ядра  $^{12}\text{C}$  и с расчетами других авторов.

На рис. 1–3 видна дифракционная картина ДС с максимумом при нулевом угле рассеяния, монотонно убывающим сечением, с минимумом и вторым максимумом при увеличении угла.

На рис. 1а приведено сравнение рассчитанного ДС рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на ядрах  $^{13,15}\text{C}$  при энергии мезонов 164 МэВ. Расчет для  $\pi^\pm$ -рассеяния выполнен в [22] в первом порядке оптического потенциала, соответствующие экспериментальные данные взяты из [23]. Как видно из рисунка, ДС на всех трех ядрах подобны друг другу. Сравнение кривых показывает, что при нулевом угле рассеяния с увеличением числа нуклонов от 12 до 15 ДС несколько увеличиваются, и минимумы сечений смещаются в область меньших углов рассеяния, что объясняется увеличением масс изотопов и отражает рост среднеквадратичного радиуса (от  $R_{\text{rms}} = 2.32$  Фм для  $^{12}\text{C}$  до  $R_{\text{rms}} = 3.42$  Фм для  $^{15}\text{C}$ ).

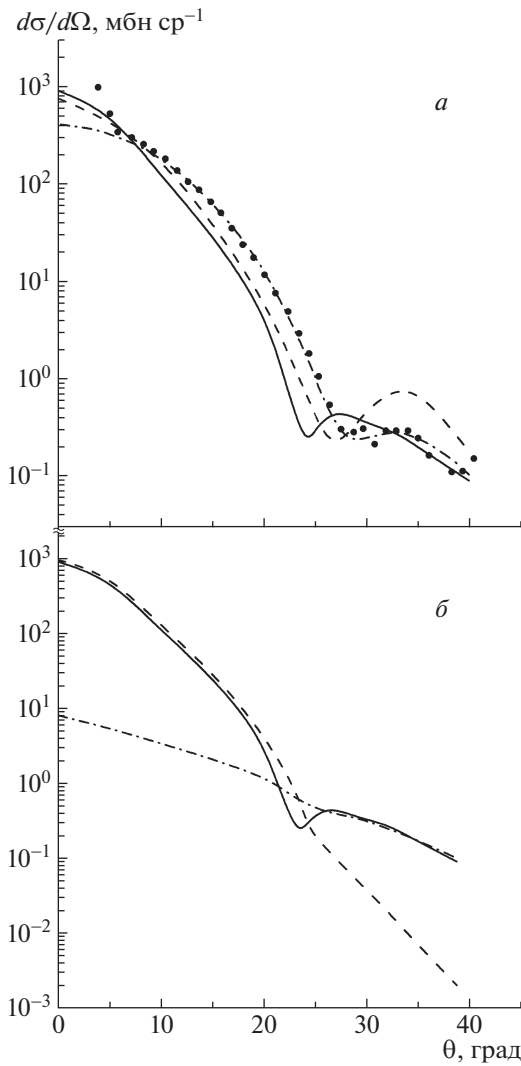
На рис. 1б представлены рассчитанные парциальные вклады в ДС на ядре  $^{15}\text{C}$ , суммарное ДС то же, что на рис. 1а. Видно, что однократные соударения доминируют в передней области углов (до  $\theta \sim 22^\circ$ ), после чего они быстро уменьшаются, и, начиная с  $\theta \sim 23^\circ$ , парциальное сечение двукратных соударений начинает играть главную роль.



**Рис. 1.** Угловые зависимости ДС рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов. *а* — Рассчитанные авторами на ядрах  $^{15}\text{C}$  (сплошная кривая) и  $^{13}\text{C}$  (штриховая). Штрихпунктирная кривая — расчет ДС на  $^{12}\text{C}$  [22]. Точки — соответствующие экспериментальные данные [23]. *б* — Парциальные вклады в ДС на ядре  $^{15}\text{C}$ . Кривые: штриховая — однократное рассеяние, штрихпунктирная — двукратное, сплошная кривая (та же, что на рис. 1а) — суммарное.

При нулевом угле ( $\theta = 0^\circ$ ) парциальное сечение однократных соударений примерно на два порядка больше двукратных. В точке пересечения парциальных вкладов в сечении появляется минимум, обусловленный интерференцией одно- и двукратных соударений (см. формулу (7)). Трехкратные соударения в области передних углов не дают видимого вклада и в нашем расчете не учитываются.

На рис. 2а представлены вычисленные ДС  $K^+$ -мезонов на ядрах  $^{13,15}\text{C}$  при  $k = 0.8$  ГэВ/с. Эксперимент и расчет амплитуд в модели Глаубера



**Рис. 2.** Угловые зависимости ДС рассеяния  $K^+$ -мезонов при  $k = 0.8$  ГэВ/с. *а* — Рассчитанные авторами на  $^{15}\text{C}$  (сплошная кривая) и на  $^{13}\text{C}$  (штриховая). Точки: экспериментальные данные для  $^{12}\text{C}$  из [23]. Штрихпунктирная кривая: расчет ДС на  $^{12}\text{C}$  [22]. *б* — Соответствующие парциальные вклады в ДС рассеяния  $K^+$ -мезонов на ядре  $^{15}\text{C}$ . Обозначения кривых те же, что и на рис. 1б.

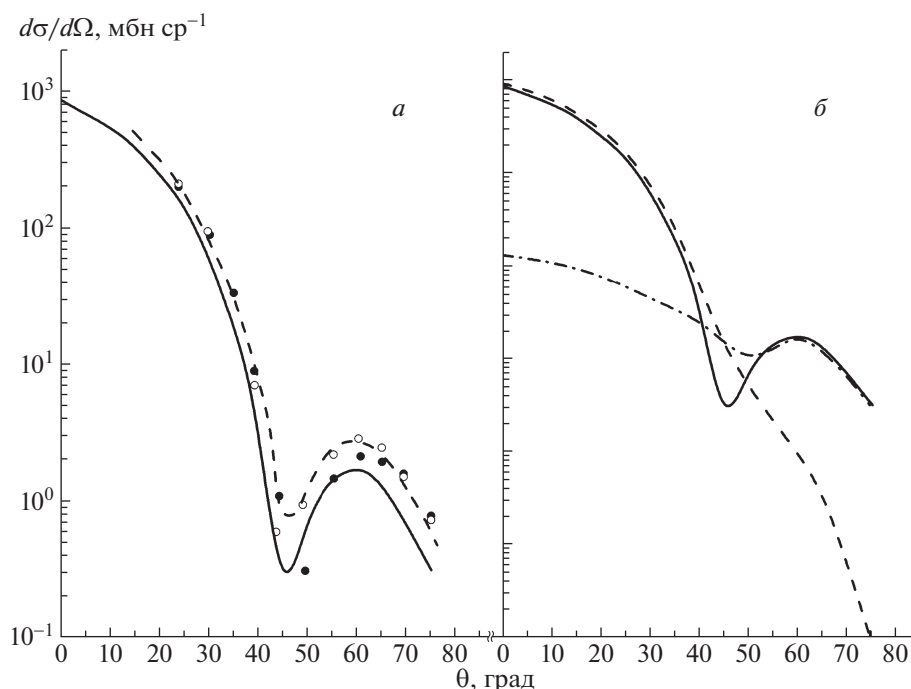
для  $K^{+12}\text{C}$ -рассеяния выполнен в [23]. Использование элементарных амплитуд в свободном пространстве с теорией Глаубера дает удовлетворительные результаты для угловой зависимости ДС. Однако чтобы полностью воспроизвести данные упругого рассеяния [23], необходимо было модифицировать амплитуду элементарного рассеяния в ядерной среде. Существует много источников, которые вызывают изменение элементарной амплитуды: разбухание нуклонов,  $s$ -канальные резонансы, изменения масс и ширины за счет эффекта блокировки Паули и др. Так же, как и на рис. 1а,

величина ДС при нулевом угле больше для  $^{15}\text{C}$ , сдвиг минимумов сечений в область передних углов также больше для  $^{15}\text{C}$ , что связано с наибольшим числом нуклонов в этом ядре.

На рис. 2б приведены парциальные вклады одно- и двукратных соударений в  $K^{+15}\text{C}$ -рассеянии при импульсе  $k = 0.8$  ГэВ/с. Суммарное ДС то же, что и на рис. 2а. Видно, что кривая однократных соударений (в оптическом пределе) доминирует только в области передних углов до  $\theta \sim 23^\circ$ , после чего она резко спадает, и при  $\theta > 25^\circ$  преимущественный вклад в ДС дает вторая кратность соударений. Минимум в ДС, так же как на рис. 1б, возникает из-за интерференции одно- и двукратных соударений.

На рис. 3а приведено сравнение ДС  $\pi^+$  и  $\pi^-$  на ядре  $^{15}\text{N}$ . Экспериментальные ДС для  $\pi^\pm$  получены при энергии мезонов 164 МэВ в угловом диапазоне от  $25^\circ$  до  $95^\circ$  [24]. В [24] анализ угловых зависимостей ДС проведен в DWIA (code RPIIT и модифицированной версии APPIN). Эти данные также согласуются с расчетом в искаженных волнах с оптическим потенциалом [25], использующим плотность основного состояния, полученного из электронного рассеяния. При передних углах ДС для  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов подобны друг другу. Отличия наблюдаются начиная с  $\theta > 45^\circ$ . Сечения  $\pi^-N$  по величине немного больше, чем  $\pi^+N$ , что можно объяснить влиянием трехкварковой структуры  $\pi$ -мезона типа резонанса (см. Введение). Наш расчет ДС проведен в глауберовском приближении с ВФ в модели оболочек с осцилляторным потенциалом. Асимптотика осцилляторных ВФ спадает быстрее, чем требуется для более протяженного ядерного потенциала, поэтому при малых углах (или малых переданных импульсах) расчетное ДС лежит ниже экспериментальных точек. Мы рассчитали сечение до углов  $\theta = 75^\circ$ . При таких углах (то есть малых расстояниях в ВФ) отличие экспериментальных и рассчитанных ДС возникает как из-за тонких эффектов в структуре ядра, не учитываемых в осцилляторной модели, так и из-за того, что глауберовская теория ограничена областью малых  $\theta$ .

На рис. 3б показаны парциальные вклады в ДС одно- и двукратных соударений и суммарное ДС (то же, что на рис. 3а при  $E = 164$  МэВ) рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на ядре  $^{15}\text{N}$ . Из рисунка видно, что при малых углах  $\theta$  основной вклад дает парциальное сечение однократных соударений, но оно быстро убывает с увеличением угла, и при  $\theta \sim 44^\circ$  с ним совпадает парциальное сечение двукратных соударений. При дальнейшем увеличении угла ( $\theta > 45^\circ$ ) двукратные соударения дают основной вклад в суммарное ДС. Как и на рис. 1б, 2б в точках пересечений парциальных сечений наблюдается



**Рис. 3.** Угловые зависимости ДС рассеяния  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов на ядре  $^{15}\text{N}$  при  $E = 164$  МэВ. *а* — Наш расчет (сплошная кривая), расчет DWIA из [25] (штриховая). *б* — Соответствующие парциальные вклады в ДС рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на ядре  $^{15}\text{N}$ . Обозначения кривых те же, что и на рис. 1б. Точки: экспериментальные ДС для  $\pi^+$ - (●) и для  $\pi^-$ -мезонов (○) из [24].

интерференция одно- и двукратных соударений, и в ДС образуется минимум.

### 5. ВЫВОДЫ

В настоящей работе в рамках дифракционной теории Глаубера рассчитано рассеяние  $\pi^\pm$ - и  $K^+$ -мезонов на ядрах  $^{13,15}\text{C}$  и  $\pi^\pm$ -мезонов на ядре  $^{15}\text{N}$  с ВФ в модели оболочек. Применение теории Глаубера позволило проанализировать процессы рассеяния микроскопически и рассчитать парциальные вклады разных кратностей рассеяния в ДС.

1. Сравнивая параметры  $\pi^\pm N$ - и  $K^+ N$ -амплитуд, можно сделать следующие выводы: имеется существенная разница в  $\sigma_{\text{tot}}$ ; величина  $\beta$  для  $K^+ N$ -рассеяния гораздо меньше, чем для  $\pi^\pm N$ , что указывает на доминирующий вклад  $s$ -волны; абсолютная величина  $\varepsilon$  существенно больше для  $K^+ N$ . Эти факты позволяют утверждать, что поглощение  $K^+$ -мезонов мало, а их взаимодействие с нуклонами в основном идет через упругий канал.

2. Абсолютная величина сечения  $\pi^\pm N$ -рассеяния существенно больше, чем  $K^+ N$ . Известно, что  $K^+$ -мезоны являются самыми слабыми из всех сильновзаимодействующих частиц и поэтому при одной и той же энергии могут глубже зондировать внутреннюю область ядра, чем  $\pi^\pm$ -мезоны

(хотя хуже чувствуют поведение сечения на асимптотике).

3. Оценив парциальные вклады в ДС  $\pi^\pm$ - и  $K^+$ -мезонов, мы показали, что однократные соударения доминируют при самых малых углах рассеяния, до  $\theta < 12^\circ$ , двукратные — в области второго максимума в сечении  $20^\circ > \theta > 12^\circ$ . В точках пересечения разных кратностей рассеяния в ДС появляются характерные интерференционные минимумы, поскольку ряд многократного рассеяния знакопеременный и перекрестные члены вычитаются из общей суммы. Поэтому, чтобы рассчитать ДС во всем диапазоне передних углов, надо учесть не только одно- и двукратные соударения, но и их интерференцию.

Авторы благодарят проф. Н.С. Зеленскую за полезные обсуждения и замечания при написании и оформлении статьи.

Исследование выполнено в рамках проекта AP05312620 Министерства образования и науки Республики Казахстан.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, УФН **100**, 425 (1970).
2. Е. Т. Ибраева, ЭЧАЯ **34**, 269 (2003) [Phys. Part. Nucl. **34**, 133 (2003)].

3. Е. Т. Ибраева, ЯФ **66**, 284 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 259 (2003)].
4. Е. Т. Ибраева, О. Имамбеков, ЯФ **79**, 533 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 762 (2016)].
5. S. Goda and D. Jido, arXiv: 1312.0832v2 [nucl-th].
6. В. К. Лукьянов, Е. В. Земляная, К. В. Лукьянов, Али-эль-лити, И. Абдулмагеев, Б. Словинский, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 475 (2013) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **77**, 427 (2013)].
7. В. К. Лукьянов, Е. В. Земляная, К. В. Лукьянов, Е. И. Жабицкая, М. В. Жабицкий, ЯФ **77**, 103 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 100 (2014)].
8. K. Yamaguchi and Y. Sakamoto, Nuovo Cimento **108**, 893 (1995).
9. I. M. A. T. Eldin, E. H. Esmael, M. Y. M. Hassan, and M. N. H. Comsan, J. Phys. G **17**, 271 (1991).
10. В. К. Лукьянов, Е. В. Земляная, К. В. Лукьянов, Али-эль-лити, И. Абдулмагеев, Изв. РАН. Сер. физ. **78**, 609 (2014) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **78**, 421 (2014)].
11. E. Friedman, Nucl. Phys. A **954**, 114 (2016).
12. K. Aoki, H. Sakaguchi, N. Nose-Togawa, T. Takahashi, T. Hasegawa, O. Hashimoto, T. Nagae, M. Sekimoto, A. Ohkusu, H. Bhang, H. Yu, and Y. Gavrilo, Phys. Rev. C **76**, 024610 (2007).
13. E. O. da Silva, J. P. B. C. de Melo, B. El-Bennich, and V. S. Filho, Phys. Rev. C **86**, 038202 (2012).
14. P. T. P. Hutaeruk, arXiv: 1801.06299 [nucl-th].
15. P. T. P. Hutaeruk, W. Bentz, I. C. Cloët, and A. W. Thomas, arXiv: 1802.05511v1 [nucl-th].
16. R. J. Glauber, in *Lectures in Theoretical Physics* (Interscience, New York, 1959), Vol. 1, p. 315.
17. G. H. S. Yabusaki, J. P. B. C. de Melo, W. De Paula, K. Tsushima, and T. Frederico, arXiv: 1712.07176 [hep-ph].
18. В. В. Brandt, G. Endrodi, E. S. Fraga, M. Hippert, J. Schaffner-Bielich, and S. Schmalzbauer, arXiv: 1802.06685 [hep-ph].
19. Е. Т. Ибраева, М. А. Жусупов, П. М. Красовицкий, Изв. РАН. Сер. физ. **77**, 481 (2013) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **77**, 433 (2013)].
20. Е. Т. Ибраева, М. А. Жусупов, О. Имамбеков, П. М. Красовицкий, ЯФ **77**, 95 (2014) [Phys. At. Nucl. **77**, 91 (2014)].
21. Е. Т. Ибраева, О. Имамбеков, Ж. А. Токсаба, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 758 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 684 (2017)].
22. D. Marlow, P. D. Barnes, N. J. Colella, S. A. Dytman, R. A. Eisenstein, R. Grace, P. Pile, F. Takeuchi, W. R. Wharton, S. Bart, D. Hancock, R. Hackenberg, E. Hungerford, W. Mayes, L. Pinsky, T. Williams, *et al.*, Phys. Rev. C **30**, 1662 (1984).
23. R. A. Eisenstein and F. Tabakin, Comput. Phys. Commun. **12**, 237 (1976); M. Mizoguchi and H. Toki, Nucl. Phys. A **513**, 685 (1990).
24. S. J. Seestrom-Morris, D. Dehnard, C. L. Morris, L. C. Bland, R. Gilman, H. T. Fortune, D. J. Millener, D. P. Saunders, P. A. Seidl, Rex R. Kiziah, and C. Fred Moore, Phys. Rev. C **31**, 923 (1985); R. Meier, E. T. Boschitz, S. Ritt, R. Tacik, M. Wessler, J. A. Konter, S. Mango, D. Renker, B. van den Brandt, W. Meyer, W. Thiel, R. Mach, P. Amaudruz, R. R. Johnson, G. R. Smith, and P. Weber, Phys. Rev. C **42**, 2222 (1990).
25. R. Mach and S. S. Kamalov, Nucl. Phys. A **511**, 601 (1990).

## INTERACTION OF $\pi^\pm$ AND $K^+$ MESONS WITH $^{13,15}\text{C}$ , $^{15}\text{N}$ NUCLEI AT INTERMEDIATE ENERGIES IN THE GLAUBER THEORY

O. Imambekov<sup>1)</sup>, E. T. Ibraeva<sup>2)</sup>, Zh. A. Toksaba<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Al-Farabi Research Institute of Experimental and Theoretical Physics Almaty,  
Kazakhstan Republics

<sup>2)</sup> Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan Republics

In the framework of the Glauber's diffraction theory, the differential cross sections for elastic scattering of  $\pi^\pm$  and  $K^+$  mesons on  $^{13,15}\text{C}$ ,  $^{15}\text{N}$  nuclei at intermediate energies have been calculated. Sensitivity of the calculated characteristics to the wave functions of the target nucleus, to the contribution of multiple scattering has been analyzed. The contribution of double collisions has been estimated.