

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 3, Number 307 (2016), 42 – 48

UDC 539.17

SCATTERING OF π^{\pm} MESON AND THE PROTONS ON THE ISOTOPES ${}^6,8\text{He}$ IN THE GLAUBER THEORY

O. Imambekov¹, Zh. Toksaba¹

¹Kazakh national university named after al-Farabi, Almaty, Kazakhstan
toksaba.zhanaidar@mail.ru

Key words: Elastic scattering, π -mesons, halo nuclei, multi-cluster model of the nucleus, the Glauber diffraction theory, an operator of multiple scattering, differential cross section.

Abstract. The purpose of this paper is to calculate the differential cross section of elastic scattering of π^{\pm} mesons isotopes ${}^6,8\text{He}$ within the Glauber theory. Comparing it with the results of the scattering of protons at those isotopes for which experimental data are available. To show similarities and differences in the mechanism of π^{\pm} -nuclear and p-nuclear interaction.

For a description of the process it was used by multiple scattering the Glauber theory that allowed to calculate the dynamic effects of multiple collisions inside the nucleus. The novelty consists in the calculation represented by the fact that the wave function is used, modern a three-body α -n-n- model for ${}^6\text{He}$ and a shell model with large basis for ${}^8\text{He}$ nucleus. The paper calculated the differential scattering cross section of π -mesons on nuclei ${}^6,8\text{He}$ at energy of 0.28 GeV, and compared them with the scattering of protons. As a result, it was shown that the dominant contribution to the differential cross sections for small scattering angles give single collision, at high angles - double and triple.

УДК 539.17

РАСSEЯНИЕ π^{\pm} -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ НА ИЗОТОПАХ ${}^6,8\text{He}$ В ТЕОРИИ ГЛАУБЕРА

О. Имамбеков¹, Ж. Токсаба¹

¹КазНУ им. аль-Фараби, физико-технический факультет, г. Алматы, Республика Казахстан
toksaba.zhanaidar@mail.ru

Ключевые слова: упругое рассеяние, π -мезоны, гало ядра, мультикластерный модель ядра, дифракционная теория Глаубера, оператор многократного рассеяния, дифференциальное сечение.

Аннотация. Целью настоящей работы является расчет дифференциального сечения упругого рассеяния π^{\pm} -мезонов на изотопах ${}^6,8\text{He}$ в рамках глауберовской теории. Сравнение его с результатами рассеяния протонов, на этих изотопах, для которых имеются экспериментальные данные. Показать сходство и отличие в механизме π^{\pm} -ядерного и p-ядерного взаимодействия.

Для описания процесса многократного рассеяния использовалась глауберовская теория, которая позволила рассчитать динамические эффекты многократных соударений внутри ядра. Новизна представленного расчета состоит в том, что использовалась волновая функция, полученная в современной трехчастичной α -n-n-модели для ядра ${}^6\text{He}$ и в оболочечной модели с большим базисом для ядра ${}^8\text{He}$. В работе рассчитаны дифференциальные сечения рассеяния π -мезонов на ядрах ${}^6,8\text{He}$ при энергии 0.28 ГэВ и проведено сравнение их с рассеянием протонов. В результате было показано, что доминирующий вклад в дифференциальные сечения при малых углах рассеяния дают однократные соударения, при больших углах – двукратные и трехкратные.

ВВЕДЕНИЕ

Упругое и неупругое рассеяние π^\pm -мезонов на ядрах является основным источником информации для понимания индуцированных пионами ядерных реакций и возможности исследования с их помощью ядерной структуры.

Прогресс в понимании пион-ядерных взаимодействий, достигнутый в последние десятилетия, связан с постановкой экспериментов на мезонных фабриках в LAMPF (Лос-Аламосская национальная лаборатория), PSI (институт П.Шерера в Швейцарии), КЕК (Национальная лаборатория физики высоких энергий в Японии), BNL (Брукхейвенская национальная лаборатория), в ОИЯИ (Россия), в ЦЕРНе (Швейцария).

Прецизионные измерения дифференциального сечения для упругого и неупругого $\pi^\pm C^{12}$ -рассеяния при импульсе налетающих пионов 995 МэВ/с были выполнены в КЕК [1]. Данные упругого рассеяния воспроизводятся первым порядком оптического потенциала, рассчитанным со свободными πN -элементарными амплитудами. Для неупругого рассеяния расчеты выполнены в DWBA (Distorted Wave Born Approximation) с двумя разными переходными плотностями.

Упругое и неупругое рассеяние π^\pm -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$ (при E_π от 100 до 240 МэВ) и ${}^{12}\text{C}$ (E_π от 50 до 672.5 МэВ) представлено в [2]. Анализ упругого рассеяния проведен в оптической модели с феноменологическими локальными потенциалами Watanabe и Вудса-Саксона (ВС). Неупругое ДС рассчитано в искаженных волнах. Расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными [3].

Экспериментальные данные упругого и неупругого рассеяния π^\pm -мезонов на ядрах ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{208}\text{Pb}$ при $E = 291$ МэВ, полученные в [4], проанализированы в [5, 6] на основе решения релятивистского уравнения Клейна-Гордона-Фока с микроскопическим оптическим потенциалом. Осуществлена подгонка параметров элементарной πN -амплитуды в ядерной среде. Показано, что для $\pi^{+208}\text{Pb}$ -рассеяния расчет сечения с параметрами в среде улучшает согласие с экспериментом.

Изучены изменения свойств пиона в симметричной ядерной материи, базирующейся на кварк-мезонной связанной модели пиона на световом фронте [7], в которой последовательно включены свойства «up» и «down» кварков пиона. Рассчитан электромагнитный формфактор в среде, радиус заряда и константа распада для нормальной плотности ядерной материи.

После появления поляризованных мишеней выполнены эксперименты по рассеянию π^\pm -мезонов на ядрах ${}^3\text{He}$ [8], ${}^6\text{Li}$ [9], ${}^{13}\text{C}$ [10], ${}^{15}\text{N}$ [11] и др. В 2009 году коллаборация COMPASS в ЦЕРНе на установке SPS (Super Proton Synchrotron) представила измерение пионной поляризации, используя никеливую мишень в процессе $\pi^- Ni \rightarrow \pi^- \gamma Ni$ [12]. В этом эксперименте высокоэнергетические пионы взаимодействуют с квази-реальными полевыми фотонами, окружающими ядерную мишень. Величина пионной поляризации предсказана в высокоточной киральной пертурбативной теорией.

Проведены эксперименты с остановившимися π -мезонами на ядрах ${}^{11,10}\text{B}$: ${}^{10}\text{B}(\pi^-, p) {}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{B}(\pi^-, dd) {}^6\text{He}$ и ${}^{11}\text{B}(\pi^-, dt) {}^6\text{He}$, выполненные на мезонной фабрике LAMPF [13, 14]. Получены новые результаты о структуре возбужденных состояний ${}^6\text{He}$. В последней работе [15] представлены результаты эксперимента по измерению резонансных состояний ${}^6\text{He}$, проведенных на изохронном циклотроне U-240 в институте ядерной физики в Киеве. Использована реакция ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha) n$ при энергии $E_\alpha = 67.2$ МэВ. Теоретический анализ резонансной структуры ${}^6\text{He}$ проведен в рамках 3-кластерной микроскопической модели. Определены энергии, ширины и доминантные каналы распадов резонансов. Результаты совпадают с результатами различных теоретических моделей и с экспериментом.

Целью настоящей работы является расчет ДС упругого рассеяния π^\pm -мезонов на изотопах ${}^{6,8}\text{He}$ в рамках глауберовской теории. Сравнение с результатами рассеяния протонов (для которых имеются экспериментальные данные [16-18]) на этих изотопах, может показать сходство и отличие в механизме π -ядерного и p -ядерного взаимодействия.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для описания процесса многократного рассеяния использовалась глауберовская теория, которая позволила рассчитать динамические эффекты многократных соударений внутри ядра. Вывод формул матричных элементов $\pi^{+6,8}\text{He}$ -рассеяния описан в наших предыдущих работах [19,

20]. Здесь приведем окончательные результаты, которые понадобятся для обсуждения результатов. Дифференциальное сечение определяется квадратом модуля матричного элемента

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} |M_{if}(\mathbf{q})|^2. \quad (1)$$

Сам матричный элемент в глауберовской теории определяется как интеграл по прицельному параметру \mathbf{p}_\perp от амплитуды перехода $\langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle$ из начального $\Psi_i^{JM_i}$ в конечное $\Psi_f^{JM_f}$ состояние под действием глауберовского оператора многократного рассеяния [21]:

$$M_{if}(\mathbf{q}_\perp) = \sum_{M_i M_f} \frac{ik}{2\pi} \int d\mathbf{p}_\perp d\mathbf{R}_\perp \exp(i\mathbf{q}_\perp \mathbf{p}_\perp) \delta(\mathbf{R}_\perp) \langle \Psi_i^{JM_i} | \Omega | \Psi_f^{JM_f} \rangle. \quad (2)$$

Оператор Ω записывается в виде ряда многократного рассеяния:

$$\Omega = 1 - \prod_{\nu=1}^A (1 - \omega_\nu(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{p}_{\perp\nu})) = \sum_{\nu=1}^A \omega_\nu - \sum_{\nu \setminus \mu} \omega_\nu \omega_\mu + \sum_{\nu \setminus \mu \setminus \eta} \omega_\nu \omega_\mu \omega_\eta + \dots (-1)^{A-1} \omega_1 \omega_2 \dots \omega_A, \quad (3)$$

где первый член ряда отвечает за однократные соударения частиц, второй – за двукратные, и т.д. до последнего члена, отвечающего за А-кратные соударения. Мы провели вычисления в приближении одно-, двух- и трех-кратных соударений, то есть ограничились тремя первыми членами ряда. Тогда матричный элемент (1) запишем как сумму одно- и двух- и трех-кратных слагаемых:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = M_{if}^{(1)}(\mathbf{q}) - M_{if}^{(2)}(\mathbf{q}) + M_{if}^{(3)}(\mathbf{q}), \quad (4)$$

где $M_{if}^{(1)}(\mathbf{q})$, $M_{if}^{(2)}(\mathbf{q})$, $M_{if}^{(3)}(\mathbf{q})$ - матричные элементы одно-, двух- и трех-кратных соударений.

Рассчитаем кинематику упругого рассеяния $a + b \rightarrow a + b$.

Инвариант полной энергии частиц в системе центра масс:

$$s = (P_a + P_b)^2 = (E_a^* + E_b^*)^2, \\ E_{a,b} = T_{a,b} + m_{a,b},$$

После подстановки $E_{a,b}$ в s , получим

$$s = P_a^2 + P_b^2 + 2P_a P_b = m_a^2 + m_b^2 + 2(E_a E_b - p_a p_b) = \\ = m_a^2 + m_b^2 + 2 \left[(T_a + m_a)(T_b + m_b) + \sqrt{(T_a^2 + 2m_a T_a)(T_b^2 + 2m_b T_b)} \right].$$

Импульс частиц в сцм p^* :

$$p^{*2} = E_a^{*2} - m_a^2 = E_b^{*2} - m_b^2 = \left(\frac{s + m_a^2 - m_b^2}{2\sqrt{s}} \right) - m_a^2,$$

Переданный импульс в сцм

$$q = 2p^* \sin(\theta^*/2).$$

На рисунках 1–3 представлены ДС π -мезонов и протонов на изотопах ${}^6\text{He}$ (рис. 1) и ${}^8\text{He}$ (рис. 2). Чтобы сравнить сечения при рассеянии протонов (в инверсной кинематике) в лс и π -мезонов в сцм, мы рассчитали кинематику рассеяния (инвариантные энергии и переданные импульсы) для протонов при энергии $E_{\text{лаб}} = 0.721$ МэВ/нуклон, при которых проведены эксперименты в GSI [17, 18] и сопоставили ей кинематику в сцм для πHe .

На всех рисунках приведены результаты расчетов ДС (сплошные кривые) и парциальные вклады одно- (штриховая), двух- (штрих-пунктир) и трехкратных (точечная) перерассеяний.

Рис. 1. Дифференциальные сечения рассеяния протонов (верхние кривые) и π -мезонов (нижние кривые) на ядре ${}^6\text{He}$. Чтобы результаты не сливались, ДС на πHe на рис.1 умножены на множитель 10^{-4} . Экспериментальные данные из [17].

Сравнение протонов и π -мезонов проведено при импульсе в сцм $p^* = 1.08$ ГэВ/с ($T_a = 4.326$ ГэВ, $T_b = 0$) для $p\text{He}$, ($T_a = 4.326$ ГэВ, $T_b = 0.28$ ГэВ) для πHe .

На рисунке показаны вклады парциальных сечений в суммарное. Парциальные сечения имеют монотонно убывающий вид. Однократные соударения доминируют во всей области передних углов ($0^\circ < \theta < 50-60^\circ$) в рассеянии протонов и π -мезонов. Видно также, что при малых углах рассеяния штриховая кривая расположена выше суммарной кривой 4, поскольку в разложении (4) член с двукратными соударениями вычитается из члена с однократными. В результате суммарное сечение уменьшается, что для ${}^6\text{He}$ -рассеяния улучшает согласие с экспериментом. Парциальные сечения двукратного рассеяния при $\theta=0^\circ$ лежат на порядок ниже однократных, трехкратные – на два порядка. Однако они убывают не так быстро, как сечения однократного рассеяния и при углах $\theta > 50-60^\circ$ сравниваются с однократными и становятся доминирующими. В суммарных сечениях наблюдается более четко выраженная дифракционная структура с двумя минимумами, возникающими в точках пересечения одно- и двух-кратных соударений при $\theta \sim 20^\circ$ и двух-трех-кратных при $\theta \sim 40-42^\circ$. Трехкратные соударения становятся доминирующими уже при $\theta \sim 40^\circ$. Таким образом с увеличением энергии проникающая способность частиц (особенно π -мезонов) увеличивается и трехкратные перерассеяния дают вклад в сечение при меньших углах. Отметим, что небольшое заполнение первого минимума в ДС происходит за счет трехкратных соударений при $\theta \sim 20^\circ$ и за счет однократных при $\theta \sim 40^\circ$. Сравнение расчета с экспериментальными данными для ${}^6\text{He}$ демонстрирует их адекватное описание.

На рис. 2 приведены ДС протонов и π -мезонов на ядре ${}^8\text{He}$ при импульсе в см $p^* = 1.095$ ГэВ/с ($T_a = 5.424$ ГэВ, $T_b = 0$) для ${}^6\text{He}$, ($T_a = 5.424$ ГэВ, $T_b = 0.28$ ГэВ) для ${}^6\text{He}$.

Для ядра ${}^8\text{He}$ в операторе многократного рассеяния мы учитывали только члены одно- и двукратных столкновений. В точках равенства амплитуд одно- и двукратных соударений в сечениях имеется минимум. Однако поскольку трехкратные столкновения не учитываются, суммарные сечения (сплошные кривые) после минимума имеют гладкий, экспоненциально убывающий вид. Сравнение рассеяния протонов и π -мезонов показывает примерно идентичную картину с небольшим сдвигом минимумов (на $1-2^\circ$) между ДС протонов и π -мезонов. В передней области ДС определяется вкладом однократных соударений (пунктир), двукратное рассеяние (штрих-пунктир) становится определяющим начиная с $\theta > 20^\circ$ для протонов и начиная с $\theta > 18^\circ$ для π -мезонов. Заметим, что минимумы в ДС несколько глубже, чем для ${}^6\text{He}$ на рис.2, поскольку в этом расчете не учтены трехкратные соударения. Экспериментальные данные для рассеяния протонов измерены только до углов $\theta < 12^\circ$ [17] и хорошо согласуются с расчетом.

В чем состоит различие в структуре изотопов ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$? У ядра ${}^6\text{He}$ имеется два валентных нейтрона, у ядра ${}^8\text{He}$ – четыре. Из анализа данных ДС ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ -рассеяния, проведенных в полной микроскопической фолдинг-модели с ВФ в $(0+2+4)\hbar\omega$ модельном пространстве (LSSM) сделан вывод о том, что ${}^6\text{He}$ является типичным гало-ядром, тогда как ${}^8\text{He}$ определено как ядро, имеющее скин [17]. Наличие двух конфигураций: динейтронной и сигарообразной в ядре ${}^6\text{He}$ установлено при расчете упругого ${}^6\text{He}+{}^4\text{He}$ рассеяния и в реакции двухнейтронной передачи ${}^6\text{He}+{}^4\text{He} \rightarrow {}^4\text{He}+{}^6\text{He}$ при $E_{\text{лаб}} = 151$ [24] и 19.6 МэВ [21] Расчет трехкластерной корреляционной функции в рамках алгебраической версии МРГ [22] для ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ подтвердил наличие двух конфигураций ВФ ядра ${}^6\text{He}$, названных авторами треугольной (аналогичной динейтронной) и линейной (аналогичной сигарообразной). Для ядра ${}^8\text{He}$ найдено, что доминирующая конфигурация в образует равносторонний треугольник, в вершине которого находится α -частица, а в основании – динейтронные кластеры. Различие в геометрии этих ядер объясняется действием принципа Паули: в ${}^8\text{He}$ имеет место эффективное отталкивание между динейтронными кластерами, в результате чего они располагаются по разные стороны от α -частичного кора, в ${}^6\text{He}$ нейтроны с противоположно направленными спинами в присутствии массивного α -кора объединяются в компактный динейтрон [22]. Однако упругое рассеяние протонов не чувствительно к эффектам валентных нуклонов. Многие авторы считают, что размер ядра играет более важную роль в определении ДС, чем протяженная плотность валентных нейтронов.

На рис. 3 приведено сравнение суммарных ДС на ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ при импульсах ($p=1.069$ и 1.03 ГэВ/с). Сплошными линиями показаны ДС на ${}^8\text{He}$ (из рис.4), пунктиром – на ${}^6\text{He}$ (из рис.2). Чтобы линии не сливались, данные для π -мезонов умножены на 10^{-4} .

Наиболее чувствительной областью являются интерференционные минимумы в сечениях. При импульсе $p^*=0.069$ ГэВ/с минимум в сечениях на ядре ${}^8\text{He}$ сдвинут в сторону меньших углов на $\theta \sim 1-3^\circ$ по сравнению с ${}^6\text{He}$ для протонов и π -мезонов, что обусловлено массовым сдвигом изотопа ${}^8\text{He}$ по сравнению с ${}^6\text{He}$. В ДС на ядре ${}^6\text{He}$ имеется два минимума, обусловленные

интерференцией разных кратностей рассеяния на α -кластере и двух нуклонах. В ДС на ядре ${}^8\text{He}$ имеется один минимум, поскольку расчет для этого ядра проведен в приближении двукратных соударений в глауберовском операторе.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассчитаны ДС рассеяния π -мезонов на ядрах ${}^{6,8}\text{He}$ в теории Глаубера при энергиях и проведено сравнение их с рассеянием протонов.

В результате было показано, что хотя основной вклад в ДС при малых переданных импульсах дают однократные соударения, при больших переданных импульсах динамические вклады высших порядков значительны и должны учитываться.

Сравнительный анализ результатов показал, что рассеяние пионов на ядрах ${}^{6,8}\text{He}$ хорошо коррелирует с рассеянием протонов. Однако имеются и различия. Поскольку пионы взаимодействуют с нуклонами сильнее, чем другие частицы, то многоступенчатые процессы более важны. Другими словами, вклад многократных столкновений будет больше в π -ядерном рассеянии, чем в p -ядерном. Это видно по поведению парциальных ДС. Абсолютная величина ДС несколько больше для π -мезонов, чем для протонов, это зависит от величин сечений в элементарных амплитудах $\sigma_{tot}^{\pi N}$, σ_{tot}^{NN} .

Две области в ДС наиболее чувствительны к структуре ядра: это область больших углов $\theta > 50^\circ$ (зондирование внутренней области ядра) и область дифракционных минимумов в сечениях. Здесь мы наблюдаем небольшой сдвиг в сечениях π -мезонов на $1-2^\circ$ по сравнению с протонами в область меньших углов, частичное заполнение первого минимума за счет вклада трехкратных соударений и второго за счет однократных.

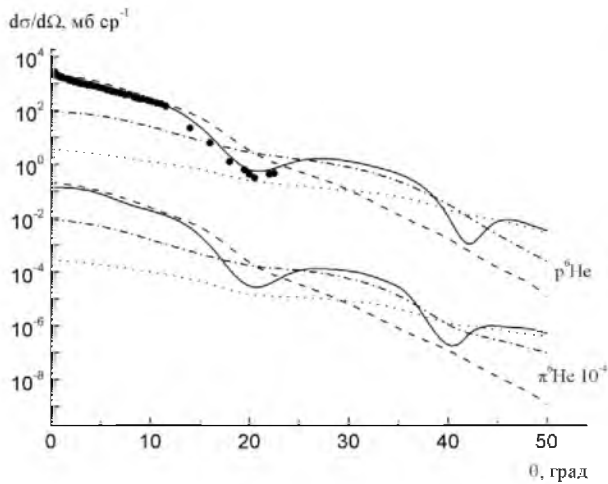


Рисунок 1 – Дифференциальные сечения рассеяния на ядре ${}^8\text{He}$ протонов (верхние кривые) и π -мезонов (нижние кривые) при энергиях $T_{\text{He}} = 0.72$ ГэВ/нуклон и $T_{\pi} = 0.28$ ГэВ. Суммарное сечение – сплошные кривые, однократные соударения – штриховые, двукратные – штрих-пунктирные, трехкратные – точечные. Чтобы результаты не сливались, ДС $\pi^8\text{He}$ умножены на 10^{-4} . Экспериментальные данные из [18].

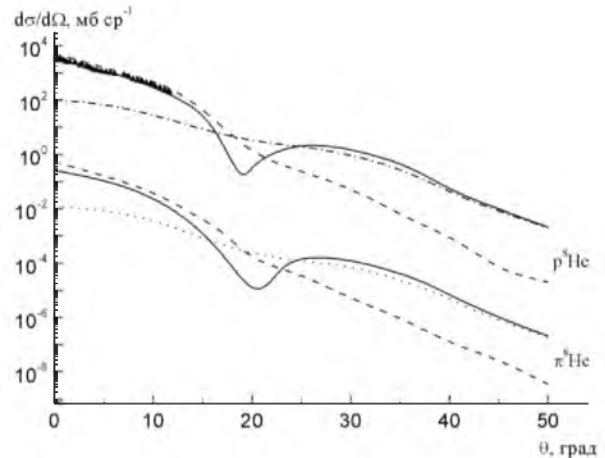


Рисунок 2 – То же, что на рис. 1 на ядре ${}^8\text{He}$ при $T_{\text{He}} = 0.678$ ГэВ/нуклон и $T_{\pi} = 0.28$ ГэВ. Суммарное сечение – сплошные кривые, однократные соударения – штриховые, двукратные – штрих-пунктирные. Чтобы результаты не сливались, ДС $\pi^8\text{He}$ умножены на 10^{-4} . Экспериментальные данные из [18, 19].

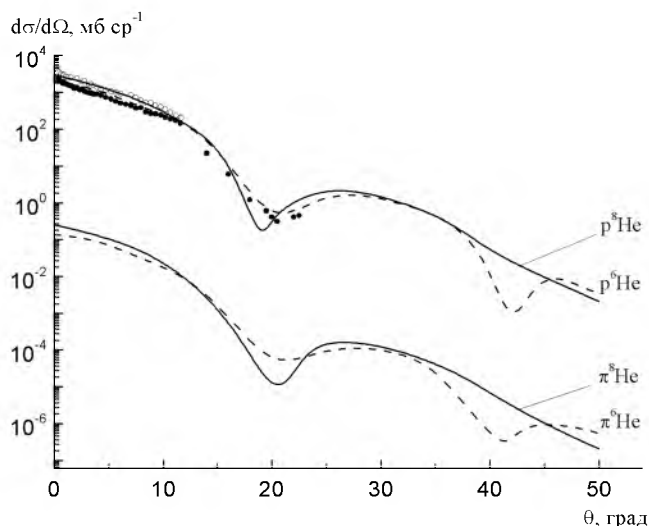


Рисунок 3 – Сравнение ДС рассеяния на ядрах ${}^6\text{He}$ и ${}^8\text{He}$ протонов и π -мезонов при энергиях $E_{\text{He}} = 0.72$ (0.678) ГэВ/нуклон и $E_{\pi} = 0.28$ ГэВ. Чтобы результаты не сливались, ДС $\pi^6\text{He}$ и $\pi^8\text{He}$ умножены на 10^{-4} . Экспериментальные данные: открытые точки [18] для ${}^8\text{He}$, черные точки [19] для ${}^6\text{He}$.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] K. Aoki, H. Sakaguchi, N. Nose-Togawa et al. // *Phys. Rev. C* 76, 024610 (2007)
 [2] A.A. Ebrahim // *ЯФ*. 2013. Т. 76. №4. с. 473-487
 [3] Antonuk L.E., Bovet D., Bovet E. et al // *Nucl.Phys.A*. 1986. V. 451. P. 741.
 [4] Geesaman D.F., Olmer C., Zeidman B. et al // *Phys.Rev.C* 23, (1981), №6, p.2637.
 [5] В.К.Лукиянов, Е.В. Земляная, К.В. Лукьянов и др. // *Изв. РАН. Сер.физ.* 2013, т. 77, № 4, с.475-480.
 [6] В.К.Лукиянов, Е.В. Земляная, К.В. Лукьянов и др. // *Изв. РАН. Сер.физ.* 2014, т. 78, № 5, с.609-614.
 [7] J. P. B. C. de Melo, K. Tsushima, Bruno El-Bennich, E. Rojas and T. Frederico //arXiv:1404.5873v2 [hep-ph] 7 Aug 2014
 [8] Larson, O.Hausser, E.J. Brash et al. // *Phys.Rev.Lett.* 1991. V.67. № 24. P. 3357
 [9] Ritt S., Boschitz E.T., Brinkmoller B., Buhler J. et al. // *Phys.Rev.C*. 1994. V. 49. №6. P. 3117
 [10] J. T. Brack et al. // *Phys. Rev. C* 45, 698 (1992)
 [11] R. Meier, E. T. Boschitz, S. Ritt, R. et al. // *Phys. Rev. C* 42, 2222 (1990)
 [12] arXiv:1401.4760v2 12 Feb 2014
 [13] Гуров Ю.Б. и др. ЭЧАЯ. 2009. Т.40. №4. С. 1063.
 [14] Гуров Ю.Б. и др. *Изв. РАН. Сер.физ.* 2010. Т. 74. № 4. С.469; 2011. Т. 75. № 4. С.491; 2012. Т.76. № 4. С. 456; 2014. Т.78. №5. С.537-539.
 [15] O.M. Povozornyk, V.S. Vasilevsky. / arXiv: 1503.04308v1 [nucl-
 [16] Hatano M., Sakai H., Wakui T., Uesaka T. et al. // *Eur. Phys. J. A*. 2005. V. 25. s01. P. 255.
 [17] S. B. Neumaier, G. D. Alkhasov, M. N. Andronenko et al., // *Nucl. Phys. A* 712 (2002) 247.
 [18] Kiselev O. A., Aksouh F., Bleile A. et al. // *Eur. Phys. J. A*. 2005. V. 25. s01. P. 215.
 [19] Ибраева Е.Т. // ЭЧАЯ, ОИЯИ, Дубна, 2003, т.34, вып.2, с. 269; *Phys. of Part. and Nucl.* 34, 133-165 (2003)
 [20] E. Ibraeva, O. Imambekov, A. Dzhazairov-Kahramanov // *Int. Jour. of Mod. Phys. E*. Vol. 22 (2013) 1350017.
 [21] Glauber R.G. // *Lect. Theor. Phys.*, 1959, v.1, p.315; Глаубер Р. – УФН, 1971, т.103, вып.4, с.641.
 [22] Галанина Л.И., Зеленская Н.С. // *ЯФ*. 2007. Т. 70. С. 308; *ЯФ* 72, 1753 (2009).
 [23] Василевский В.С., Нестеров А.В., Арикс Ф., Ван Леувен П. // *Scientific Papers Inst. for Nucl. Res.* 2002. №2 (8). P.512

REFERENCES

- [1] Aoki K., Sakaguchi H., Nose-Togawa N. et al., *Physical Review C*, **2007**, Vol. 76, Iss. 2, 0204610
 [2] Ebrahim A.A., Folding Model Analysis of Pion Elastic and Inelastic Scattering from ${}^6\text{Li}$ and ${}^{12}\text{C}$, *Nuclear Physics*, **2013**, Vol. 76, Iss. 4, p. 473-487
 [3] Antonuk L.E., Bovet D., Bovet E. et al., π^+ and π^- Elastic and Inelastic Scattering on ${}^6\text{Li}$ at 100, 180 and 240 MeV, *Nuclear Physics A*, **1986**, Vol. 451, Iss. 4, p. 741-750
 [4] Geesaman D.F., Olmer C., Zeidman B. et al., *Physical Review C*, **1981**, Vol. 23, Iss. 6, p. 2635
 [5] Lukyanov V.K., Zemlyanaya E.V., Lukyanov K.V. et al., *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **2013**, Vol. 77, Iss. 4, p.475-480
 [6] Lukyanov V.K., Zemlyanaya E.V., Lukyanov K.V. et al., *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **2014**, Vol. 77, Iss. 5, p.609-614
 [7] J. P. B. C. de Melo, Tsushima K., Bruno El-Bennich, Rojas E. and Frederico T., Pion structure in the nuclear medium, *Physical Review C*, **2014**, Vol. 90, Iss. 3, 035201

- [8] Larson B., Hauser O., Brash E.J. et al., Asymmetries in elastic scattering of 100 MeV π^+ from a polarized ^3He target, *Physical Review Letters*, **1991**, Vol. 67, Iss. 24, p. 3356
- [9] Ritt S., Boschitz E.T., Brinkmoller B., Buhler J. et al., Polarization observables in π^+ ^6Li scattering: Analyzing powers iT_{11} and τ_{22} , *Physical Review C*, **1994**, Vol. 49, Iss. 6, p. 3117
- [10] Brack J.T. et al., Analyzing powers for π^+ - $^{13}\text{C} \rightarrow$ scattering at $T_\pi=100$ MeV, *Physical Review C*, **1992**, Vol. 45, Iss. 2, p. 698
- [11] Meier R., Boschitz E.T., Ritt S., Tacik R. et al., Pion scattering from polarized ^{15}N at $T_\pi=164$ MeV, *Physical Review C*, **1990**, Vol. 45, Iss. 5, p. 2222
- [12] arXiv:1401.4760v2 12 Feb 2014
- [13] Gurov Yu.B. et al., Search for superheavy hydrogen isotopes in absorption reactions of pions, *PEPAN*, **2009**, Vol. 40, Iss. 4, p. 1063
- [14] Gurov Yu.B. et al., Formation heavy isotopes of lithium $^{11,12}\text{Li}$ in reactions of pion absorption on the radioactive ^{14}C target, *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **2010**, Vol. 74, Iss. 4, p. 469; **2011**, Vol. 75, Iss. 4, p.491; **2012**, Vol. 76, Iss. 4, p. 456; **2014**, Vol. 78, Iss. 5, p. 537-539
- [15] Povoroznyk O.M., Vasilevsky V.S., Spectrum of resonance states in ^6He . Experimental and theoretical analyses, *Ukrainian Journal of Physics*, **2015**, Vol. 60, Iss. 3, p. 201-216
- [16] Hatano M., Sakai H., Wakui T., Uesaka T. et al., First experiment of ^6He with a polarized proton target, *The European Physical Journal A*, **2005**, Vol. 25, s01, p. 255-258
- [17] Neumaier S.R., Alkhozov G.D., Andronenko. M.N. et al., Small-angle proton elastic scattering from the neutron-rich isotopes ^6He and ^8He , and from ^4He , at 0.7 GeV in inverse kinematics, *Nuclear Physocs A*, **2002**, Vol. 712, Iss. 3-4, p. 247-268
- [18] Kiselev O.A., Aksouh F., Bleile A. et al., Investigation of nuclear matter distribution of the neutron-rich He isotopes by proton elastic scattering at intermediate energies, *The European Physical Journal A*, **2005**, Vol. 25, s01, p. 215-216
- [19] Ibraeva E.T., Scattering of π^\pm - and K^\pm - mesons on light nuclei clustered, *PEPAN*, **2003**, Vol. 34, Iss. 2, p. 269
- [20] Ibraeva E.T., Imambekov O., Dzhazairov-Kahramanov A., Calculation of the elastic $p^6\text{He}$ and $p^8\text{He}$ scattering in Glauber approximation, *International Journal of Modern Physics E*, **2013**, Vol. 22, Iss. 4, 1350017
- [21] Glauber R.G., Lectures on Theoretical Physics, **1959**, Vol. 1, p. 315
- [22] Galanina L.I., Zelenskaya N.S., *Physics of Atomic Nuclei*, **2007**, Vol. 70, Iss. 2, p. 308-314; **2009**, Vol. 72, Iss. 10, p. 1753-1761
- [23] Vasilevsky V.S., Nesterov A.V., Arickx F., van Leuven P., *Scientific Papers Inst. for Nucl.Res.*, **2002**, Vol. 2, Iss. 8, p. 512

ГЛАУБЕР ТЕОРИЯСЫНДА π^\pm МЕЗОНДАР МЕН ПРОТОНДАРДЫҢ $^6,8\text{He}$ ИЗОТОПТАРЫНДА ШАШЫРАУЫ

О. Имамбеков, Ж.А. Тоқсаба

Түйін сөздер: Серпімді шашырау, π -мезондар, гало ядролары, ядроның мультикластерлі моделі, Глаубердің дифракциялық теориясы, көпеселі шашырау операторы, дифференциалдық көлденең қима.

Аннотация. Жұмыстың мақсаты глаубер теориясының ауқымында π^\pm -мезондардың $^6,8\text{He}$ изотоптарынан серпімді шашырауының дифференциалдық қимасын есептеу. Оларды, тәжірибелік деректері бар, осы изотоптардан протондардың шашырауының нәтижесімен салыстыру. Нәтижесінде π^\pm -ядролық және p -ядролық әсерлесудің механизмдерінің ұқсастық және ерекшелік жағдайларын көрсету.

Көпеселі шашырау үрдісін сипаттау үшін ядро ішінде көпеселі шашырау динамикалық эффектисін есептеуге мүмкіндік беретін глаубер теориясы пайдаланылған. Ұсынылып отырған есептеулердің жаңашылдығы ^6He ядросы үшін заманауи үшбөлшекті α - n - n -моделінде, ал ^8He ядросы үшін үлкен базисті қабыршықты модельде алынған толқындық функциялардың қолданылуында. Жұмыста π -мезондардың $^6,8\text{He}$ ядросынан 0.28 ГэВ энергияда шашырауының дифференциалдық көлденең қимасы есептелген және ол протондардың шашырауымен салыстырылған. Нәтижесінде дифференциалдық қимаға үстем үлесті аз шашырау бұрышы кезінде бір ретті соқтығысулар, ал үлкен бұрышта екі және үшретті соқтығысулар беретіні көрсетілген.

Поступила 04.04.2016 г.