

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ОДНОНУКЛОННЫЙ ОБМЕН ДЛЯ ПРОТОН-ДЕЙТРОННОГО РАССЕЯНИЯ НАЗАД

С. Бондаренко¹, С. Юрьев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Осуществлено релятивистское исследование упругого pd -рассеяния назад на основе диаграммы однонуклонного обмена. Расчеты проводились с использованием релятивистской волновой функции дейтрона, полученной путем решения уравнения Бете–Солпитера с релятивистским сепарабельным потенциалом в пространстве Минковского. Рассчитаны неполяризованное дифференциальное сечение, а также некоторые поляризационные наблюдаемые для начального импульса протона до 7,3 ГэВ/с. Полученные результаты сравниваются с расчетами других авторов.

The relativistic study of elastic pd backward scattering based on the one-nucleon exchange diagram is carried out. Calculations are performed using relativistic deuteron wave functions obtained by solving the Bethe–Salpeter equation in the Minkowski space with relativistic separable potentials. The unpolarized differential cross section as well as some polarization observables of the reaction for initial proton momentum up to 7.3 GeV/c are calculated. The obtained results are compared with the calculations of other authors.

PACS: 21.30.–x; 21.45.+v; 25.45.De

ВВЕДЕНИЕ

Изучение реакции упругого рассеяния протонов на дейтронах является одной из наиболее важных проблем ядерной физики. Для описания реакции необходимо рассмотреть несвязанную трехнуклонную систему. Технически эта задача сложнее, чем рассмотрение трехнуклонных связанных состояний, поскольку энергия рассеяния pd -системы не ограничена. Особенно интересно исследовать рассеяние назад. В этом случае в приближении однонуклонного обмена (ОНО) нерелятивистские формулы для неполяризованного сечения пропорциональны квадрату суммы квадратов радиальных частей парциальных состояний S и D волновой функции дейтрона [1, 2]. Исходя из этого предполагалось, что можно извлечь распределение нуклонов в дейтроне непосредственно из экспериментальных данных. Однако все модели нуклон-нуклонных (NN) потенциалов не смогли описать экспериментальные данные в ОНО.

¹E-mail: bondarenko@jinr.ru

В обзоре [2] подробно рассмотрены несколько механизмов реакции. Наиболее многообещающим для одновременного описания сечения и поляризационных наблюдаемых является интерференция ОНО, Δ -изобары в промежуточном состоянии и перерассеяние в начальном и конечном состояниях. Также возможно, что трехбозонные резонансы как источник трехчастичных сил могут быть важны.

В качестве подходов для изучения упругого pd -рассеяния следует также отметить нерелятивистские уравнения Фаддеева и уравнения Альта–Грассбергера–Сандхаса. В работе [3] рассматриваются диаграммы ОНО, однократного и двукратного рассеяния с нуклоном и Δ -изобарой в промежуточном состоянии на основе уравнений Альта–Грассбергера–Сандхаса. Достигнут определенный прогресс в описании дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых.

В релятивистском случае изучение упругого pd -рассеяния назад в рамках подхода Фаддеева не является популярным методом из-за ограниченного числа соответствующих релятивистских обобщений и технических трудностей, связанных с конкретными численными расчетами.

Одним из наиболее перспективных подходов в этом направлении может быть подход Бете–Солпитера–Фаддеева с сепарабельным ядром нуклон-нуклонного взаимодействия, предложенного в статье [4] и развитого в работах [5, 6] применительно к трехнуклонным ядрам и их электромагнитным формфакторам.

Однако одним из наиболее распространенных подходов к изучению pd -рассеяния в релятивистском случае является анализ фейнмановской диаграммы взаимодействия на основе ОНО [7–10] с релятивистской волновой функцией дейтрона, а также диаграмм высших порядков. В работах [7, 8] рассмотрен ОНО с учетом релятивистских эффектов — релятивистских бустов Лоренца и парциальных P -состояний с отрицательным ρ -спином в дейтроне. Было показано, что эффекты буста довольно малы при малом импульсе конечного протона и становятся больше с его ростом. То же самое наблюдается и для P -волн.

В работе [10] показано, что расчеты в рамках ОНО с учетом только S - и D -волн в дейтроне дают результаты, лежащие на окружности в плоскости тензорной анализирующей способности T_{20} и коэффициента передачи поляризации κ . P -волны дают дополнительные члены, которые нарушают симметрию и сдвигают результаты в сторону экспериментальных данных (но не описывают их). Однако в этом случае псевдовероятность P -волны должна быть 0,4–0,5% и выше. Это противоречит решению уравнения Бете–Солпитера с однобозонным обменом и псевдовероятностью P -волны $P_P = -(0,008–0,08)\%$ в [8] и $P_P = -(0,0088–0,025)\%$ в [7].

Одним из наиболее перспективных механизмов реакции в релятивистском случае является интерференция ОНО и диаграммы пионного обмена [9] с учетом амплитуды $pp \rightarrow d\pi$ или точных диаграмм с Δ -изобарой в промежуточном состоянии. Такое рассмотрение позволяет улучшить описание дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых.

Имеется много экспериментальных данных по рассеянию протонов на дейтронах для неполяризованного сечения, а также для некоторых поляризационных характеристик реакции. Экспериментальные результаты получены и при высоких энергиях, что требует соответствующего теоретико-релятивистского рассмотрения проблемы. Изучение поляризационных характеристик позволяет ответить на вопрос о влиянии спинового и орбитального момента на нуклон-нуклонные взаимодействия.

В амплитуду рассеяния входит релятивистская волновая функция дейтрона, которую можно найти, например, путем решения уравнения Бете–Солпитера (БС). Сечение упругого рассеяния пропорционально четвертой степени волновой функции дейтрона, поэтому результат очень чувствителен к выбору этой функции. Уравнение БС обычно решается с помощью процедуры поворота Вика, т. е. в псевдоевклидовом пространстве при чисто мнимых значениях нулевой компоненты внутреннего относительного импульса волновой функции дейтрона. С другой стороны, в ОНО нулевая компонента фиксируется физическими значениями в пространстве Минковского и обычно выбирается равной нулю в расчетах. Подход БС с сепарабельным ядром позволяет получить решение для амплитуды БС дейтрона в пространстве Минковского и, следовательно, оценить влияние ненулевого значения нулевой компоненты относительного импульса.

Основная цель статьи заключается в исследовании влияния различных релятивистских функций дейтрона, полученных с использованием различных потенциалов NN -взаимодействия — релятивистского Graz-II [11] и МУ6 [12], а также влияния нулевой компоненты относительного импульса q_0 на сечение и поляризационные характеристики реакции в ОНО. Другие эффекты и механизмы реакции планируется рассмотреть в будущем.

Статья организована следующим образом: в разд. 1 кратко описан формализм, в разд. 2 представлены результаты расчетов и обсуждение, а в конце дано заключение.

1. ФОРМАЛИЗМ

В этой статье мы используем наши обозначения как можно ближе к тем, которые используются в работе [8]. В приближении однонуклонного обмена ковариантная амплитуда упругого pd -рассеяния назад имеет следующий вид:

$$M = \bar{u}(p_f, s_f) \Gamma_{M_i}(D_i, q_i) \tilde{S}_2(D_i, q_i) \bar{\Gamma}_{M_f}(D_f, q_f) u(p_i, s_i), \quad (1)$$

где начальные (конечные) протоны, имеющие 4-импульс p_i (p_f) и поляризацию s_i (s_f), описываются биспинорными функциями Дирака $u(\bar{u})$, начальные (конечные) дейтроны с полным D_i (D_f) и относительным q_i (q_f) 4-импульсами описываются вершинными функциями $\Gamma(\bar{\Gamma})$; $\tilde{S}_2(D_i, q_i) = 1/(D_i \gamma/2 - q_i \gamma + m)$ (m — масса нуклона) — модифицированный пропагатор промежуточных нуклонов, γ — дираковские матрицы. Относительные 4-импульсы: $q_i = p_f - D_i/2$ и $q_f = p_i - D_f/2$. Расчеты проводятся в системе центра масс; тем не менее результаты построены по переменным в лабораторной системе, где $D_i = (M_d, 0)$ и $p_f = (E_f, \mathbf{p}_f)$ ($E_f = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}_f^2}$, M_d — масса дейтрона).

Вершинная функция Γ может быть выражена следующим образом:

$$\Gamma_M = \xi_M^\mu \Gamma_{Mu}, \quad (2)$$

где ξ_M — 4-векторы поляризации дейтрона.

Чтобы вычислить наблюдаемые (дифференциальное сечение и поляризационные характеристики), нужно возвести в квадрат амплитуду (1) и заменить величины $u\bar{u}$ и $\xi_M \xi_{M'}$ на матрицы плотности, которые соответствуют рассматриваемым поляризационным характеристикам. Этот прием довольно громоздкий, поэтому можно

использовать разложение матричного элемента. Этот метод подробно описан в [8], где выражения для дифференциального сечения и поляризационных наблюдаемых выражены через парциальные 3S_1 -, 3D_1 -волновые состояния дейтрона. Чтобы четко увидеть влияние различных ядер NN -взаимодействия, релятивистские эффекты, вызванные бустами Лоренца и P -волнами, в этой статье опущены.

Следует отметить, что аргументы в радиальных частях вершинной функции дейтрона должны вычисляться в их системах покоя, и, следовательно, $|\mathbf{q}_i| = |\mathbf{q}_f| = |\mathbf{p}_f|$ и $q_{f0} = q_{i0} = \tilde{q}_0 = E_f - M_d/2$. Если решение уравнения БС получено в псевдо-евклидовом пространстве [7, 8], то необходимо сделать аналитическое продолжение в комплексную плоскость q_0 . В этом случае обычно q_0 устанавливается равным нулю. В данной работе сепарабельное ядро NN -взаимодействия используется для решения уравнения БС в пространстве Минковского, что позволяет учесть точную зависимость от $q_0 = \tilde{q}_0$.

Среди важных поляризационных величин можно выделить следующие наблюдаемые: тензорную анализирующую способность T_{20} и коэффициент передачи поляризации κ от начального дейтрона к конечному протону, для которых имеется большое количество экспериментальных данных. Также важными поляризационными характеристиками являются: коэффициент вектор-векторной передачи поляризации (ВВП) от начального протона к конечному протону $H_{N,0 \rightarrow N,0}$; коэффициент вектор-векторной передачи поляризации от начального дейтрона к конечному дейтрону $H_{0,N \rightarrow 0,N}$; коэффициент тензор-тензорной передачи поляризации (ТТП) от начального дейтрона к конечному дейтрону $H_{0,NN \rightarrow 0,SS}$. Для последних трех наблюдаемых пока нет экспериментальных данных. Индексы в величине $H_{\lambda,N,\lambda'N'}$ относятся к поляризационным характеристикам начального протона λ и дейтрона H , конечного протона λ' и дейтрона H' соответственно; 0 обозначает неполяризованное состояние, N обозначает поляризацию, параллельную нормали к плоскости реакции, S обозначает поляризацию в плоскости реакции. Одинарный нижний индекс обозначает векторную поляризацию, двойной — тензорную. Подробности можно найти в статьях [8, 13, 14].

Импульсы начального и конечного протонов связаны следующим образом:

$$|\mathbf{p}_f| = \frac{M_d^2 - m^2}{s} |\mathbf{p}_i|, \quad (3)$$

где $s = (D_i + p_i)^2 = M_d^2 + m^2 + 2M_d E_i$ ($E_i = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}_i^2}$) — квадрат полного импульса. Из уравнения (3) можно получить, что если $|\mathbf{p}_i| \rightarrow \infty$, то $|\mathbf{p}_f| \rightarrow (M_d^2 - m^2)/(2M_d) \approx 0,702$ ГэВ/с — кинематический предел.

2. РАСЧЕТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1–3 показаны результаты расчетов дифференциального сечения рассеяния, тензорных и векторных поляризационных характеристик в зависимости от импульса конечного протона p_f (до 0,6 ГэВ/с) и импульса начального протона p_i (до 7,3 ГэВ/с). Здесь и далее $|\mathbf{p}_f| \equiv p_f$ и $|\mathbf{p}_i| \equiv p_i$.

На рис. 1 результаты, полученные в этой статье, сравниваются с результатами нескольких предыдущих расчетов. Результаты [7] были получены с использованием

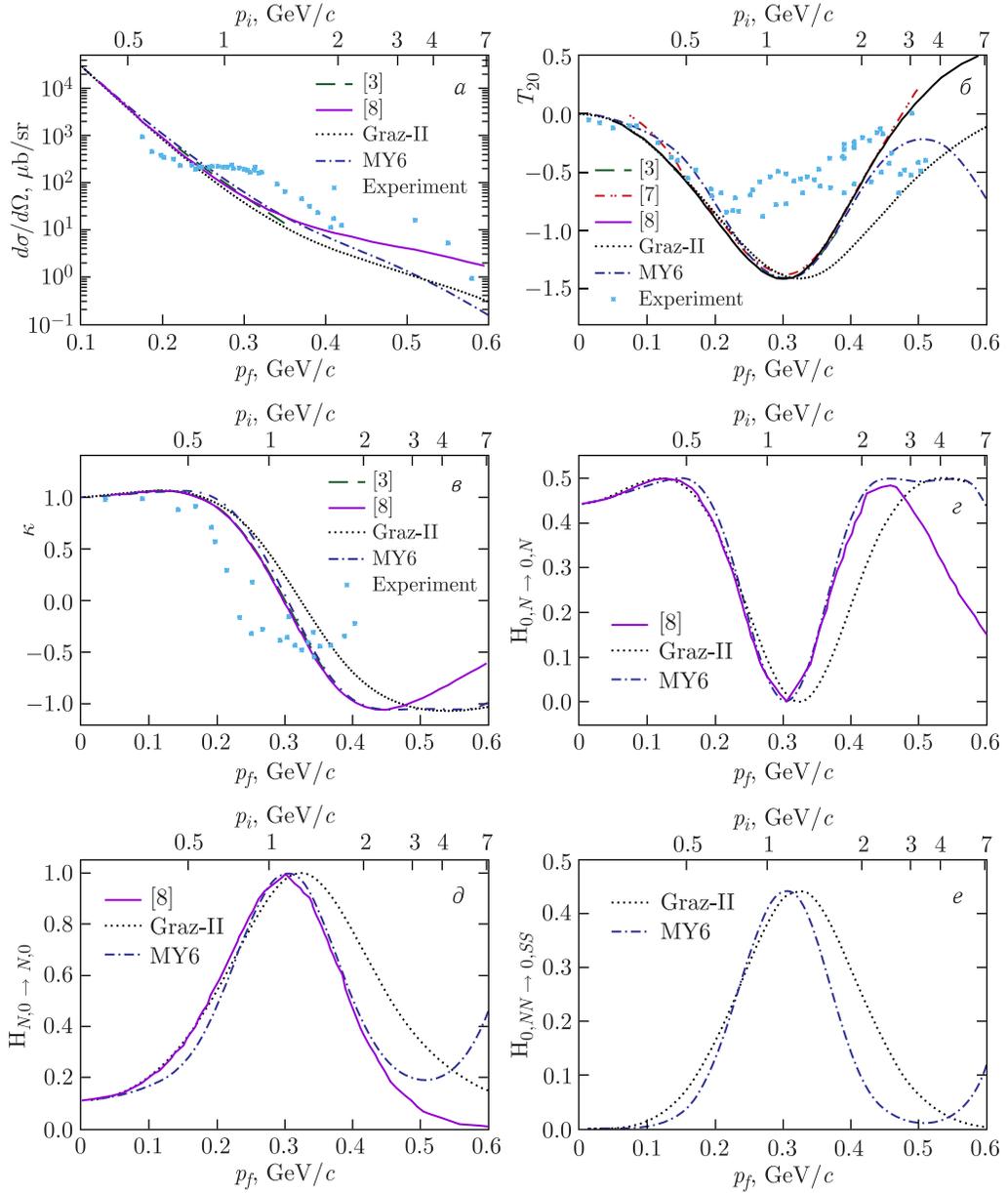


Рис. 1. Неполяризованное дифференциальное сечение (а), тензорная анализирующая способность T_{20} (б), коэффициент передачи поляризации κ (в), коэффициент ВВП от начального до конечного дейтрона $H_{0,N \rightarrow 0,N}$ (г) и коэффициент ВВП от начального до конечного протона $H_{N,0 \rightarrow N,0}$ (д), коэффициент ТТП от начального до конечного дейтрона $H_{0,NN \rightarrow 0,SS}$ (е). Расчеты из [8] показаны сплошной линией, из [7] — штрихпунктирной линией с двумя точками, из [3] — штриховой линией, из этой статьи с потенциалом Graz-II — пунктирной и с потенциалом MY6 — штрихпунктирной. Экспериментальные данные взяты из [8] и других статей отсюда

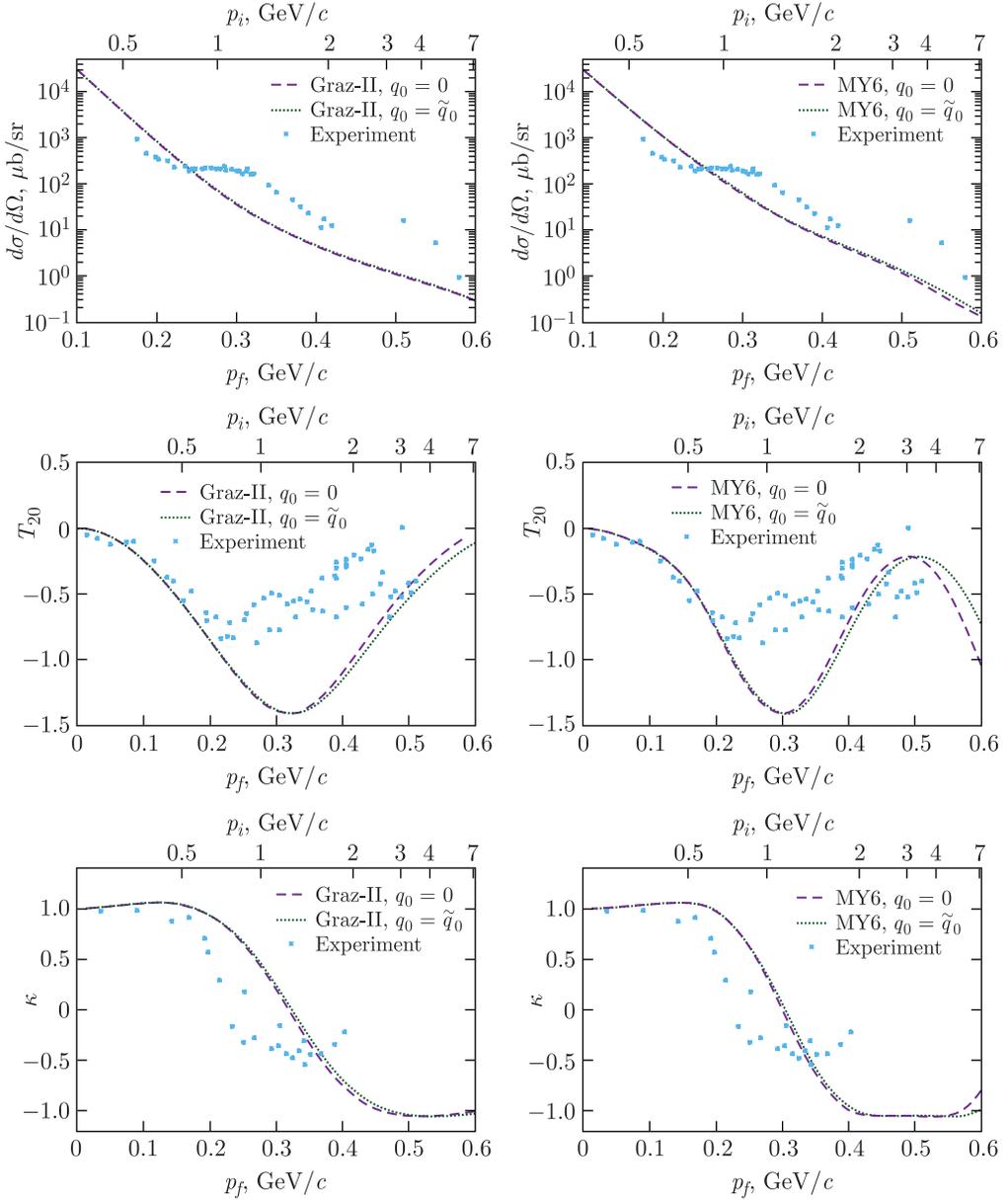


Рис. 2. Неполаризованное дифференциальное сечение (вверху), тензорная анализирующая способность T_{20} (в центре) и коэффициент передачи поляризации κ (внизу), вычисленные с $q_0 = 0$ (штриховая линия) и $q_0 = \tilde{q}_0$ (пунктирная линия) в амплитуде БС для потенциалов Graz-II (слева) и MY6 (справа)

волновой функции дейтрона, которая была найдена путем решения уравнения БС, когда один из нуклонов находится на массовой оболочке. Рассматривалось однозонное обменное ядро.

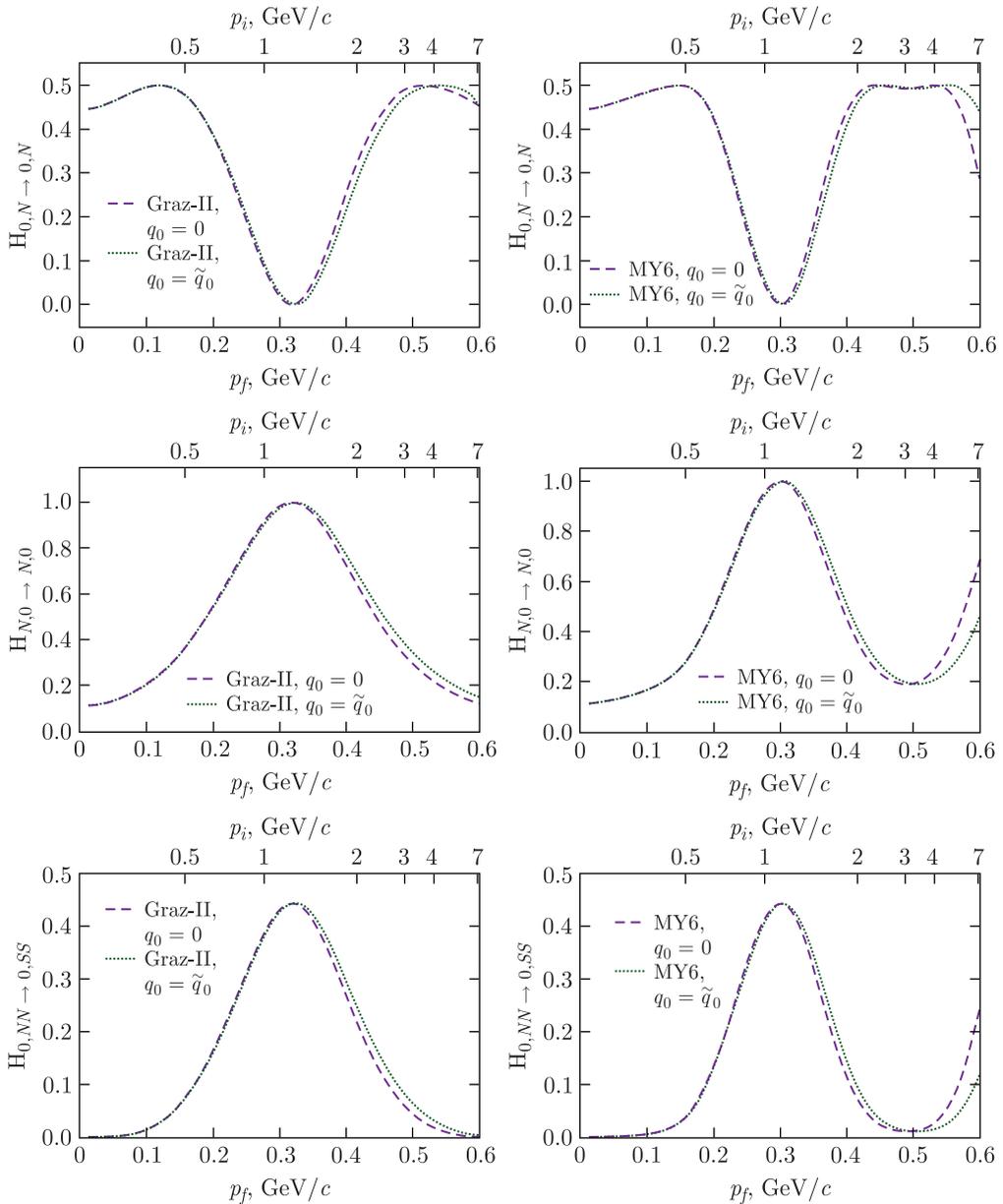


Рис. 3. То же, что и на рис.2, но для величин $H_{0,N \rightarrow 0,N}$ (вверху), $H_{N,0 \rightarrow N,0}$ (в центре) и $H_{0,NN \rightarrow 0,SS}$ (внизу)

Расчет из [8] был получен с использованием релятивистских волновых функций из решения уравнения Бете–Солпитера с одномезонным обменным ядром, а затем один из нуклонов в амплитуде БС рассматривался на массовой оболочке. Поскольку оба подхода [7, 8] решают уравнение БС в псевдоевклидовом пространстве, нулевая компонента относительного 4-импульса выбиралась равной нулю.

В вышеупомянутых подходах также были учтены релятивистские поправки от преобразований Лоренца волновой функции. Однако в этой статье мы их опустили, чтобы увидеть использование влияния различных релятивистских ядер NN -взаимодействия.

Также представлены результаты [3]. Они были получены с использованием нерелятивистской волновой функции дейтрона с потенциалом взаимодействия CD-Вопп. Также учитывались преобразования Лоренца и вращения Вигнера для преобразования спиновой части.

Разница между результатами данной статьи и результатами [3, 7, 8] показывает влияние различных релятивистских потенциалов, а также различных подходов. На этих рисунках нулевая компонента относительного импульса $q_0 = 0$ используется для решений Graz-II и МУ6. В расчетах используется версия ядра Graz-II с $p_D = 5\%$, поскольку все остальные модели имеют p_D , близкую к 5%.

На рис. 1, *a* показано неполяризованное дифференциальное сечение рассеяния. Видно, что результаты близки друг к другу вплоть до $p_f = 0,30-0,33$ ГэВ/с. При $p_f = 0,6$ ГэВ/с результат [8] и расчет этой статьи отличаются примерно в 3 раза. Для T_{20} существенная разница в расчетах начинается примерно при $p_f = 0,3$ ГэВ/с и даже имеет противоположный знак при $p_f = 0,6$ ГэВ/с. Три подхода практически совпадают в области $p_f = 0,15-0,45$ ГэВ/с, что, вероятно, можно было бы объяснить использованием одномезонного обменного ядра NN -взаимодействия. Для κ ситуация примерно такая же, но разница с расчетами Graz-II и МУ6 начинается уже при $p_f = 0,20-0,25$ ГэВ/с.

Для коэффициентов ВВПП и ТТПП показаны только расчеты [8] и этой статьи. Видно, что большая разница наблюдается после $p_f = 0,3$ ГэВ/с, где коэффициенты ВВПП и ТТПП имеют максимальные (минимальные) значения.

Следует подчеркнуть, что для неполяризованного сечения, наблюдаемых T_{20} и κ описание экспериментальных данных очень плохое. Это можно рассматривать как указание на неадекватность рассмотренного однонуклонного обменного механизма реакции.

На рис. 2, 3 исследуется зависимость от нулевой компоненты относительного импульса в амплитуде БС. На рисунках в левом (правом) столбце представлены расчеты наблюдаемых для Graz-II (слева) и МУ6 (справа) при $q_0 = 0$ и $q_0 = \tilde{q}_0$.

Различие в случаях $q_0 = 0$ и $q_0 = \tilde{q}_0$ для неполяризованного сечения мало, но становится значительным для поляризационных характеристик при увеличении импульса p_f .

Из рис. 3 видно, что для T_{20} нет существенной разницы в результатах вплоть до $p_f = 0,3$ ГэВ/с, но далее разница достигает примерно 0,1 для потенциала Graz-II и 0,3 для потенциала МУ6 при $p_f = 0,6$ ГэВ/с. Для κ разница начинается при $p_f = 0,25$ ГэВ/с, но величина меньше, чем для T_{20} .

Для коэффициентов ВВПП и ТТПП на рис. 3 разница между $q_0 = 0$ и при $q_0 = \tilde{q}_0$ начинается приблизительно при $p_f \geq 0,3$ ГэВ/с.

Следует подчеркнуть, что для некоторых наблюдаемых учет эффекта $q_0 \neq 0$ равен или даже больше, чем учет эффектов преобразования Лоренца и P -волн, приведенных в [8], поэтому все эти эффекты следует рассматривать одновременно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрено упругое рассеяние протона на дейтроне назад. Изучение этого процесса проводилось в рамках релятивистского подхода, основанного на однонуклонном обмене. Сечение неполяризованного рассеяния и поляризационные характеристики процесса были найдены для импульса конечного протона до 0,6 ГэВ/с (до 2,4 ГэВ/с для импульса в системе центра масс и до 7,3 ГэВ/с для импульса начального протона). Для расчетов использовались релятивистские сепарабельные потенциалы G_{raz}-II и МУ6, и результаты сравнивались с другими подходами. Учитывалось также влияние нулевой компоненты относительного 4-импульса в амплитуде БС.

В статье отмечена сильная чувствительность поведения сечения и наблюдаемых поляризации к различным релятивистским функциям при импульсе конечного протона больше 0,2–0,3 ГэВ/с. Влияние нулевой компоненты относительного импульса мало для неполяризованного сечения и передачи поляризации κ . Для других поляризационных наблюдаемых разница между результатами для $q_0 = 0$ и $q_0 = \tilde{q}_0$ мала при низких энергиях, но становится значительной при высоких значениях импульса конечного протона при 0,4–0,6 ГэВ/с и сравнима с другими релятивистскими поправками (добавкой лоренц-преобразования и вкладом P -волн) в [7, 8]. Полученные в данной статье результаты являются оригинальными.

Поскольку однонуклонного обмена недостаточно для описания экспериментальных данных по сечению и поляризационным наблюдаемым, необходимо учитывать другие механизмы реакции. Дальнейшие улучшения возможны за счет учета, помимо однонуклонного обмена, других интерферирующих диаграмм с однократным и двукратным рассеянием, обменом π -мезоном [9] или включением Δ -изобары [3] в промежуточное состояние. Также следует учитывать парциальные P -волновые состояния в релятивистской функции дейтрона.

Другое возможное соображение состоит в том, чтобы решить релятивистское уравнение Фаддеева на основе подхода Бете–Солпитера. Это позволяет учесть пересуммирование амплитуд двухчастичного рассеяния.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Karmanov V. A.* Polarization Phenomena in Proton–Deuteron Elastic Backward Scattering at GeV Energies // JETP Lett. 1981. V. 33. P. 284; Sov. J. Nucl. Phys. 1981. V. 34. P. 567.
2. *Uzikov Yu. N.* Backward Elastic pd Scattering at Intermediate Energies // Phys. Part. Nucl. 1998. V. 29. P. 583–605.
3. *Ladygina N.* Study of Deuteron–Proton Backward Elastic Scattering at Intermediate Energies // SciPost Phys. Proc. 2020. V. 3. P. 053.
4. *Rupp G., Tjon J.* Bethe–Salpeter Calculation of Three Nucleon Observables with Multirank Separable Interactions // Phys. Rev. C. 1992. V. 45. P. 2133.
5. *Bondarenko S., Burov V., Yurev S.* Relativistic Rank-One Separable Kernel for Helium-3 Charge Form Factor // Nucl. Phys. A. 2020. V. 1004. P. 122065.
6. *Bondarenko S., Burov V., Yurev S.* Trinucleon form Factors with Relativistic Multirank Separable Kernels // Nucl. Phys. A. 2021. V. 1014. P. 122251.
7. *Keister B. D., Tjon J. A.* Relativistic Nucleon Exchange in Backward p – d Scattering // Phys. Rev. C. 1982. V. 26. P. 578.

8. *Kaptari L.P., Kämpfer B., Dorkin S.M., Semikh S.S.* Elastic Proton–Deuteron Backward Scattering: Relativistic Effects and Polarization Observables // *Phys. Rev. C.* 1998. V.57. P.1097.
9. *Kaptari L.P., Kämpfer B., Dorkin S.M., Semikh S.S.* Pion-Exchange Effects in Elastic Backward Proton–Deuteron Scattering // *Few-Body Syst.* 1999. V.27. P.189–206.
10. *Illarionov A.Yu., Lykasov G.I.* Deuteron *P* Wave in Elastic Backward Proton–Deuteron Scattering // *Phys. Rev. C.* 2001. V.64. P.044004.
11. *Rupp G., Tjon J.A.* Relativistic Contributions to the Deuteron Electromagnetic Form Factors // *Phys. Rev. C.* 1990. V.41. P.472.
12. *Bondarenko S.G., Burov V.V., Rogochaya E.P.* Covariant Separable Interaction for the Neutron–Proton System in 3S_1 – 3D_1 Partial-Wave State // *Nucl. Phys. A.* 2010. V.848. P.75–91.
13. *Ladygin V.P., Ladygina N.B.* Full Determination of the *dp* Backward Elastic Scattering Matrix Element // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1996. V.23. P.847–856.
14. *Ladygin V.P.* Polarization Observables in Deuteron Breakup and Deuteron–Proton Backward Elastic Scattering Reactions // *Phys. At. Nucl.* 1997. V.60. P.1238.

Получено 12 декабря 2022 г.