

ЦВЕТОВАЯ ПРОЗРАЧНОСТЬ В ЖЕСТКИХ pd -СТОЛКНОВЕНИЯХ

А. Б. Ларионов *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Являясь одним из предсказаний пертурбативной КХД, эффект цветовой прозрачности находится в центре внимания сообщества, изучающего модификации адронов в ядерной среде, уже несколько десятилетий. Поиск этого эффекта в реакциях на тяжелых ядрах может быть затруднен неопределенностями характеристик ядра (распределения плотности нуклонов и волновые функции), которые могут повлиять на интерпретацию экспериментов. В настоящей работе рассматривается реакция $d(p, pp)n$ при $p_{\text{lab}} = 15$ ГэВ/с, вызванная жестким упругим pp -рассеянием, в которой данные неопределенности фактически сводятся к поведению волновой функции дейтрона при больших импульсах. Показано, что при поперечных импульсах нейтрона-спектатора $\lesssim 0,4$ ГэВ/с выбор волновой функции дейтрона не может повлиять на идентификацию эффекта цветовой прозрачности. Предлагается также простой способ изучения цветовой прозрачности в dd -столкновениях на основе выделения квазисвободного pd -взаимодействия.

As one of the predictions of perturbative QCD, the effect of color transparency has been the focus of attention in the community studying modifications of hadrons in nuclear medium for several decades. The search for this effect in reactions involving heavy nuclei can be complicated by uncertainties in nuclear characteristics (nucleon density distributions and wave functions), which can affect the interpretation of experiments. In this paper, we consider the reaction $d(p, pp)n$ at $p_{\text{lab}} = 15$ GeV/c caused by hard elastic pp scattering, in which these uncertainties are actually reduced to the behavior of the deuteron wave function at large momenta. It is shown that for transverse momenta of the spectator neutron $\lesssim 0.4$ GeV/c, the choice of the deuteron wave function cannot affect the identification of the color transparency effect. A simple method for studying color transparency in dd collisions is also suggested based on the identification of quasi-free pd interactions.

PACS: 24.10.Ht; 25.40.-h; 25.45.-z; 24.50.+g; 24.70.+s

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, жесткие процессы на нуклоне характеризуются большими передачами импульса, $Q^2 \gg 1$ ГэВ². Для их описания необходимо вводить кварк-глюонные степени свободы. При этом поперечный размер нейтральных по цвету кварковых ($q\bar{q}$ или qqq) конфигураций в начальном

* E-mail: larionov@theor.jinr.ru

и/или конечном состоянии можно оценить как $r_{\perp} \sim 1/Q$. В пределе больших Q кварковые конфигурации становятся точечноподобными. В рамках пертурбативной КХД сечение взаимодействия цветонейтральных точечноподобных $q\bar{q}$ -конфигураций с нуклоном можно оценить как $\sigma_{q\bar{q}} \propto r_{\perp}^2 \sim 1/Q^2$, т. е. сечение ведет себя чисто геометрически (см., например, уравнение (1) в обзоре [1])*. Такое поведение сечений называют эффектом цветовой прозрачности (color transparency, СТ): цветонейтральная кварковая конфигурация в начальном или конечном состоянии эксклюзивного процесса с большой передачей импульса взаимодействует с нуклонами с уменьшенным сечением [1].

Наблюдаемой, чувствительной к эффекту СТ, является ядерная прозрачность, т. е. отношение измеренного сечения для определенного жесткого процесса на ядре в определенной кинематике к тому же сечению, рассчитанному в импульсном приближении (impulse approximation, IA):

$$T = \frac{\sigma}{\sigma_{IA}}. \quad (1)$$

Для инклюзивных по ядру-остатку процессов, инициированных взаимодействием с протонами ядра, в пренебрежении ядерным ферми-движением получаем $\sigma_{IA} \simeq Z\sigma_p$, где σ_p — сечение на протоне. Без учета перераспределения частиц преобладает ядерное поглощение, что дает в простейшем глауберовском приближении $T < 1$. Режим полной СТ означает $T = 1$.

В полной мере эффект СТ ожидается при ультрарелятивистских энергиях (энергии пучка $\gtrsim 100$ ГэВ). В области промежуточных энергий (энергии пучка ~ 10 ГэВ) наблюдение СТ осложняется расширением точечноподобных конфигураций до нормального адронного размера по мере прохождения через ядро-остаток. Поэтому здесь ожидается рост T с энергией столкновения от «стандартных» глауберовских величин до $T \sim 1$. В эксперименте EVA@AGS [2] исследовалась ядерная прозрачность в реакции квазиупругого выбивания протона $^{12}\text{C}(p, pp)$ при $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$. Оказалось, что величина T растет с энергией протонного пучка от 6 до 9 ГэВ в согласии с СТ. Однако в диапазоне от 9 до 14,5 ГэВ T падает вплоть до глауберовских значений. Предложенные в литературе объяснения данного спада основаны на введении либо интерференции кварковых конфигураций различного размера [3], либо промежуточного $b\bar{q}c\bar{s}$ резонанса с массой ~ 5 ГэВ и шириной ~ 1 ГэВ [4].

В работе [5] было предложено исследовать СТ в реакции $d(p, 2p)n$. Помимо относительной простоты волновой функции, преимущество дейтрона состоит в том, что, изменяя поперечный импульс спектаторного нейтрона, можно регулировать влияние взаимодействий в начальном и конечном состоянии на амплитуду процесса, что дает больший кон-

* То же самое разумно предположить и относительно сечения взаимодействия точечноподобных qqq -конфигураций с нуклоном, хотя строгое доказательство здесь отсутствует.

троль над эффектом СТ по сравнению с реакциями на более тяжелых ядерных мишенях, где ядерный остаток обычно не детектируется. Авторы [5] сформулировали метод обобщенного эйконального приближения (generalized eikonal approximation, GEA) и предложили способ введения эффекта СТ в рамках модели квантовой диффузии. В [5] расчеты ядерной прозрачности были проведены при $p_{\text{lab}} = 6\text{--}18$ ГэВ/с ($\sqrt{s_{NN}} = 3,63\text{--}5,96$ ГэВ).

В работе [6] модель [5] была дополнена введением интерференции кварковых конфигураций согласно [3] и реакция $d(p, 2p)n$ была рассмотрена в более широком диапазоне $p_{\text{lab}} = 6\text{--}75$ ГэВ/с ($\sqrt{s_{NN}} = 3,63\text{--}11,94$ ГэВ), что соответствует энергетическому диапазону NICA SPD [7–9]. В [6] были рассчитаны дифференциальные сечения, ядерная прозрачность и тензорная анализирующая способность дейтрона. При этом оказалось, что эти величины наиболее чувствительны к эффектам СТ при довольно больших поперечных импульсах спектаторного нейтрона, $p_{st} = 0,2\text{--}0,4$ ГэВ/с, где становятся существенными вклады диаграмм с перерассеянием в начальном и конечном состоянии. В то же время ясно, что с увеличением поперечного импульса нейтрона растет и неопределенность волновой функции дейтрона (ВФД).

В настоящей работе решались две задачи: 1) исследование влияния выбора ВФД на наблюдаемые для реакции жесткого выбивания протона, $d(p, 2p)n$, при энергиях NICA SPD, 2) обобщение модели на случай dd -столкновений, которые более предпочтительны на первой фазе эксперимента NICA SPD [9].

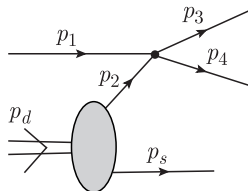
ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К ВЫБОРУ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ДЕЙТРОНА

Модель расчета детально описана в [5, 6]. В основе лежит инвариантная амплитуда IA (рис. 1), которая записывается в виде

$$M_{pd}^{\text{IA}} = \frac{i\Gamma_{d \rightarrow pn}(p_d, p_s)}{p_2^2 - m^2 + i\epsilon} M_{\text{hard}}(s, t) = 2m^{1/2}(2\pi)^{3/2} \phi^{\lambda_d}(-\mathbf{p}_s^r) M_{\text{hard}}(s, t), \quad (2)$$

где m — масса нуклона; $\phi^{\lambda_d}(-\mathbf{p}_s^r)$ — ВФД, определенная в системе покоя дейтрона, что обозначено верхним индексом r у импульса ней-

Рис. 1. Диаграмма IA для процесса $pd \rightarrow ppn$. Четырехимпульсы дейтрона, нейтрона-спектатора, протона пучка, промежуточного протона и вылетающих протонов обозначены как p_d , p_s , p_1 , p_2 , p_3 , p_4 соответственно. Эллипсоид обозначает вершину виртуального распада дейтрона на нейтрон в конечном состоянии и виртуальный протон, $\Gamma_{d \rightarrow pn}(p_d, p_s)$. Точка обозначает величину iM_{hard} , где $M_{\text{hard}}(s, t)$ — инвариантная амплитуда жесткого процесса $pp \rightarrow pp$, $s = (p_3 + p_4)^2$, $t = (p_1 - p_3)^2$



трона-спектратора; λ_d — проекция спина дейтрона. Второй шаг в (2) справедлив, когда четырехимпульс нейтрона-спектратора находится на массовой поверхности, т. е. $p_s^2 = m^2$.

В добавление к амплитуде IA в модели когерентно учтены также амплитуды с однократным и двукратным перерасеянием на нейтроне-спектраторе, которые вычислялись в GEA. Эффекты СТ вводились в амплитуды с перерасеянием в модели квантовой диффузии [10]. В данной модели предполагается, что сечение взаимодействия быстрых адронов, входящих в точку жесткого взаимодействия или выходящих из нее, с нуклонами ядра-остатка линейно увеличивается с расстоянием от этой точки от малой величины $\propto |t|^{-1}$ до нормального адронного сечения. Расстояние, на котором достигается нормальное адронное сечение, называется длиной когерентности* и линейно зависит от импульса адрона:

$$l_c = \frac{2p}{\Delta M^2}. \quad (3)$$

Значение ΔM^2 является параметром модели квантовой диффузии, от которого зависит подавление взаимодействий в начальном и конечном состоянии за счет СТ и который выбирается из согласия с экспериментом. Выбор $\Delta M^2 \simeq 1$ ГэВ² предпочтителен для описания данных JLab по ядерной прозрачности в реакциях $A(e, e'\pi)$ [11]. Тот же выбор согласуется с анализом данных AGS по ядерной прозрачности в реакциях $A(p, 2p)$ в рамках модели RMSGA [12]. Однако недавние данные JLab для реакции $^{12}\text{C}(e, e'p)$ [13] требуют $\Delta M^2 = 2-3$ ГэВ², как показывают расчеты RMSGA [14]. В настоящей работе, чтобы описать неопределенность эффекта СТ, выбирались значения $\Delta M^2 = 0,7$ и 3 ГэВ².

Как и в предыдущих расчетах [5, 6], по умолчанию будем использовать ВФД в модели с парижским потенциалом [15] ($P_D = 5,8\%$). Чтобы исследовать чувствительность к ВФД, воспользуемся ВФД в модели CD-Бонн [16] ($P_D = 4,9\%$). Здесь в скобках указана фракция D -волновой компоненты.

Расчет проводился в системе покоя дейтрона с осью z вдоль импульса налетающего протона. Импульс протона выбирался равным 15 ГэВ/ c ($\sqrt{s_{NN}} = 5,47$ ГэВ). Кинематика выходного канала определялась следующими переменными:

$$\alpha_s = \frac{2(p_s^0 - p_s^z)}{m_d} \quad (4)$$

— переменная светового конуса, p_{st} — поперечный импульс нейтрона, $t, \phi = \phi_3 - \phi_s$ — относительный азимутальный угол между импульсом вылетающего протона и нейтрона. Во всех расчетах полагалось $\alpha_s = 1$, что при малых p_{st} соответствует поперечному направлению вылета ней-

* Название связано с тем, что на той же длине теряется когерентность между состояниями с заданными импульсом $\mathbf{p}$ и квадратами масс, отличающимися на ΔM^2 . См. разд. 3.1 в работе [1].

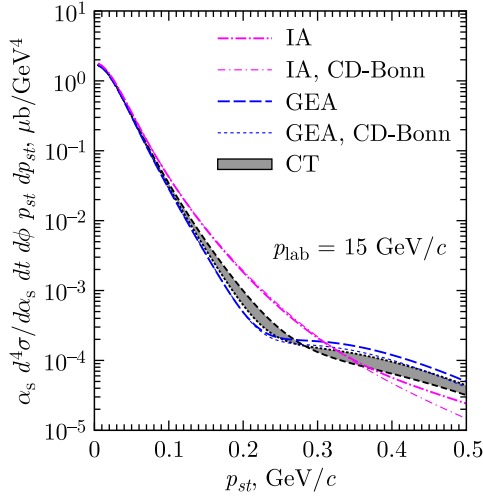


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Зависимость дифференциального сечения $pd \rightarrow ppn$ от поперечного импульса нейтрона при $\phi = 180^\circ$. Расчеты в IA и GEA показаны штрихпунктирными пурпурными и штриховыми синими линиями соответственно. Толстые и тонкие линии соответствуют расчетам с парижским и боннским потенциалами. Серая полоса показывает расчет с включением эффекта СТ для случая парижского потенциала. Полоса ограничена черными штриховой и пунктирной линиями, которые соответствуют значениям параметра длины когерентности $\Delta M^2 = 0,7$ и 3 ГэВ^2

трона, и $t = (4m^2 - s)/2$, что соответствует углу жесткого упругого pp -рассеяния в системе центра масс (с. ц. м.) $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$.

На рис. 2 показано дифференциальное сечение как функция p_{st} . При малых поперечных импульсах интерференция амплитуд однократного перерассеяния с амплитудой IA приводит к уменьшению сечения по сравнению с расчетом в IA, что отвечает глауберовскому поглощению. При больших поперечных импульсах доминирует квадрат модуля суммы амплитуд перерассеяния, дающий увеличение сечения по сравнению с IA. Учет СТ смещает результаты в сторону IA. Как видно, в IA-расчете использование ВФД CD-Бонн дает заметное уменьшение сечения при $p_{st} > 0,4 \text{ ГэВ/с}$. Однако в полном GEA-расчете разница между сечениями значительно меньше. Это объясняется тем, что амплитуды с перерассеянием определяются главным образом низкоимпульсной частью ВФД, которая мало зависит от используемого потенциала.

Рис. 3 показывает зависимость прозрачности T от поперечного импульса нейтрона. По определению, в IA $T = 1$. При $p_{st} < 0,2 \text{ ГэВ/с}$, т. е. в области глауберовского поглощения, прозрачность падает с увеличением p_{st} . При $p_{st} > 0,2 \text{ ГэВ/с}$ прозрачность начинает расти с увеличением p_{st} , достигая значений больше единицы при $p_{st} \gtrsim 0,3 \text{ ГэВ/с}$, где доми-

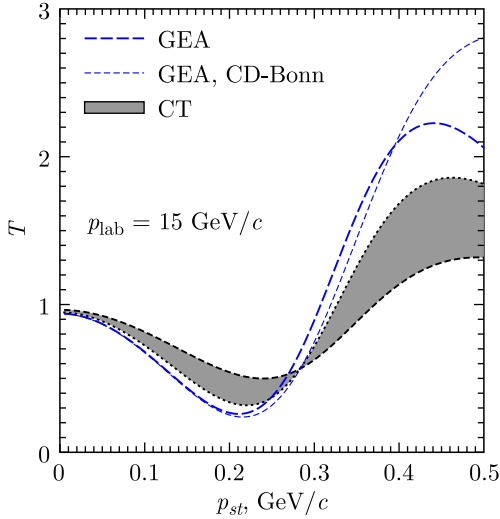


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но для ядерной прозрачности

нируют амплитуды с перерассеянием на спектаторе. Включение эффекта СТ приводит к смещению T ближе к единице. При $p_{st} > 0,4$ ГэВ/с T довольно сильно зависит от выбора ВФД, что связано в основном с чувствительностью дифференциального сечения в IA к выбору ВФД.

Рассмотрим теперь тензорную анализирующую способность дейтрона. Согласно [17, 18] она определяется как

$$A_{\alpha\beta} = \frac{\text{Sp}(MS_{\alpha\beta}M^\dagger)}{\text{Sp}(MM^\dagger)}, \quad \alpha, \beta = x, y, z, \quad (5)$$

где M — амплитуда процесса; $S_{\alpha\beta} = (3/2)(S_\alpha S_\beta + S_\beta S_\alpha) - 2\delta_{\alpha\beta}$ — спин-квадрупольный оператор; S — оператор спина дейтрона. Диагональные компоненты тензора (5) могут быть приведены к следующему виду:

$$A_{\alpha\alpha} = \frac{\sigma_\alpha(+1) + \sigma_\alpha(-1) - 2\sigma_\alpha(0)}{\sigma_\alpha(+1) + \sigma_\alpha(-1) + \sigma_\alpha(0)}, \quad (6)$$

где $\sigma_\alpha(\lambda_d)$ — дифференциальное сечение при фиксированной проекции спина дейтрона λ_d на ось α . В IA при не зависящей от спина амплитуде жесткого рассеяния вместо сечений в формулу (6) можно подставить квадраты модуля ВФД с соответствующими проекциями спина, что дает

$$A_{\alpha\alpha}^{\text{IA}} = \frac{(3(p_s^\alpha/p_s)^2 - 1)(\sqrt{2}u(p_s)w(p_s) - w^2(p_s)/2)}{u^2(p_s) + w^2(p_s)}. \quad (7)$$

Здесь $u(p_s)$ и $w(p_s)$ — S - и D -волновые компоненты ВФД соответственно. Таким образом, в IA тензорная анализирующая способность

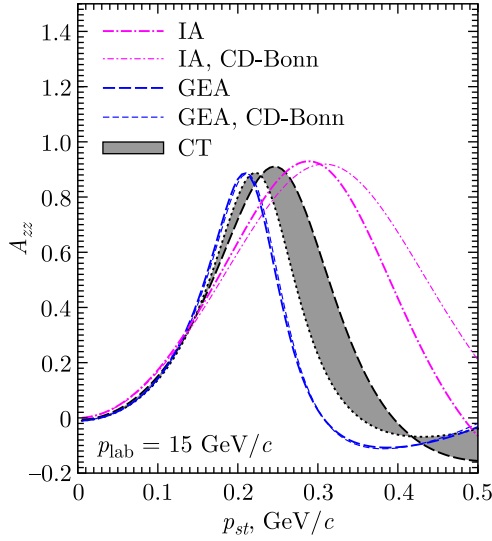


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, но для тензорной анализирующей способности дейтрона

чувствительна к D -компоненте ВФД. В настоящей работе спин дейтрона квантовался относительно оси z (продольная поляризация).

На рис. 4 показана зависимость компоненты A_{zz} от поперечного импульса нейтрона. В ИА A_{zz} имеет широкий максимум вблизи $p_{st} = 0,3$ ГэВ/с. При этом видна сильная зависимость от ВФД при больших поперечных импульсах нейтрона. В полном ГЕА-расчете максимум A_{zz} сдвигается к $p_{st} = 0,2$ ГэВ/с и сужается, а зависимость от ВФД практически исчезает. Эффект включения СТ наиболее заметен вблизи $p_{st} = 0,3$ ГэВ/с.

dd -СТОЛКНОВЕНИЯ

Дейтрон является слабосвязанным ядром со среднеквадратическим расстоянием между протоном и нейтроном $\simeq 4$ Фм. Поэтому при взаимодействии с другим ядром протон и нейтрон дейтрона с большой вероятностью ведут себя как квазисвободные частицы. В случае столкновения двух дейтронов можно потребовать, чтобы нейтрон-спектатор одного из дейтронов имел малый поперечный импульс ($\lesssim 0,1$ ГэВ/с), что практически исключит возможные перерасcеяния других нуклонов на этом нейтроне и сведет dd -столкновение к pd -столкновению.

На рис. 5 показана диаграмма процесса $dd \rightarrow ppnn$, в котором предполагается, что поперечный импульс $p_{s1,t}$ мал. Соответствующая инвариантная амплитуда записывается аналогично (2) как

$$M_{dd} = 2m^{1/2}(2\pi)^{3/2}\phi^{\lambda_1}(-\mathbf{p}_{s1}^r)M_{pd}(p_3, p_4, p_s; p_1). \quad (8)$$

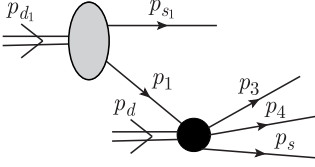


Рис. 5. Фейнмановская диаграмма процесса $dd \rightarrow ppnn$. Линии обозначены четырехимпульсами частиц: начальные дейтроны (p_d и p_{d_1}), нейтроны-спектаторы (p_s и p_{s_1}), промежуточный протон (p_1), конечные протоны (p_3 и p_4). Точка обозначает величину iM_{pd} , где $M_{pd}(p_3, p_4, p_s; p_1)$ — инвариантная амплитуда процесса $pd \rightarrow ppn$

Квадрат модуля амплитуды (8) имеет вид

$$\overline{|M_{dd}|^2} = 4m(2\pi)^3 |\phi(-\mathbf{p}_{s_1}^r)|^2 \overline{|M_{pd}|^2}, \quad (9)$$

где черта сверху обозначает усреднение по проекциям спина начальных частиц и суммирование по проекциям спина конечных частиц*. Усредненный по проекциям спина дейтрона квадрат модуля ВФД выражается через ее S - и D -компоненты:

$$|\phi(\mathbf{p})|^2 = \frac{1}{3} \sum_{\lambda_1} |\phi^{\lambda_1}(\mathbf{p})|^2 = \frac{u^2(p) + w^2(p)}{4\pi} \quad (10)$$

с условием нормировки

$$\int dp p^2 (u^2(p) + w^2(p)) = 1. \quad (11)$$

Полное дифференциальное сечение процесса $dd \rightarrow ppnn$ записывается в стандартном виде:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_{s_1} + p_3 + p_4 + p_s - p_{d_1} - p_d) \frac{\overline{|M_{dd}|^2}}{4I_{dd}} \times \\ \times \frac{d^3 p_{s_1}}{(2\pi)^3 2E_{s_1}} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \frac{d^3 p_s}{(2\pi)^3 2E_s}, \quad (12)$$

где $I_{dd} = [(p_{d_1} p_d)^2 - m_d^4]^{1/2}$ — фактор потока, m_d — масса дейтрона. Подставляя (9) в (12), приходим к выражению

$$d\sigma \simeq |\phi(-\mathbf{p}_{s_1}^r)|^2 d^3 p_{s_1}^r d\sigma_{1d \rightarrow 34s}, \quad (13)$$

где

$$d\sigma_{1d \rightarrow 34s} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_3 + p_4 + p_s - p_1 - p_d) \frac{\overline{|M_{pd}|^2}}{4I_{pd}} \times \\ \times \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^3 p_4}{(2\pi)^3 2E_4} \frac{d^3 p_s}{(2\pi)^3 2E_s} \quad (14)$$

* При вычислении поляризационных наблюдаемых усреднение по проекции спина дейтрона d на рис. 5 не проводится.

— полное дифференциальное сечение взаимодействия квазисвободного протона с дейтроном; $I_{pd} = [(p_1 p_d)^2 - m^2 m_d^2]^{1/2}$ — соответствующий фактор потока. При получении выражения (13) было использовано условие квазисвободности протона ($p_1 \simeq p_{d1}/2$), а также лоренц-инвариантность отношения $d^3 p_{s1}/E_{s1}$. Формула (13) позволяет вычислить любое дифференциальное сечение процесса $dd \rightarrow ppnn$, исходя из сечения соответствующего квазисвободного процесса $pd \rightarrow ppn$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках модели GEA с учетом эффектов СТ [6] проведены дополнительные расчеты процесса $pd \rightarrow ppn$, вызванного жестким рассеянием $pp \rightarrow pp$ на большие углы в с.ц.м. Целью являлось выяснение неопределенности результатов, полученных в [6], к выбору ВФД. Показано, что при поперечном импульсе нейтрона-спектатора $p_{st} < 0,4$ ГэВ/с выбор ВФД мало влияет на ядерную прозрачность T , однако при $p_{st} > 0,4$ ГэВ/с влияние ВФД на T становится сопоставимым с влиянием эффекта СТ. Тензорная анализирующая способность A_{zz} оказалась практически нечувствительной к выбору ВФД при $p_{st} < 0,5$ ГэВ/с, что делает эту наблюдаемую предпочтительной для выявления эффектов СТ при больших поперечных импульсах нейтрона-спектатора.

Модель обобщена на случай процесса $dd \rightarrow ppnn$, также вызванного жестким рассеянием $pp \rightarrow pp$, при условии, что один из нейтронов-спектаторов имеет малый поперечный импульс*. Это открывает возможность исследования СТ в процессе $dd \rightarrow ppnn$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dutta D., Hafidi K., Strikman M. Color Transparency: Past, Present and Future // Prog. Part. Nucl. Phys. 2013. V. 69. P. 1–27; arXiv:1211.2826 [nucl-th].
2. Leksanov A. et al. Energy Dependence of Nuclear Transparency in $C(p, 2p)$ Scattering // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 212301; arXiv:hep-ex/0104039.
3. Ralston J.P., Pire B. Fluctuating Proton Size and Oscillating Nuclear Transparency // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1823.
4. Brodsky S.J., de Teramond G.F. Spin Correlations, QCD Color Transparency and Heavy Quark Thresholds in Proton-Proton Scattering // Ibid. V. 60. P. 1924.
5. Frankfurt L.L., Piasetzky E., Sargsian M.M., Strikman M.I. On the Possibility to Study Color Transparency in the Large Momentum Transfer Exclusive $d(p, 2p)n$ Reaction // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 2752–2766; arXiv:hep-ph/9607395.
6. Larionov A.B. Color Coherence Effects in the Reaction $^2\text{H}(p, 2p)n$ // Phys. Rev. C. 2023. V. 107, No. 1. P. 014605; arXiv:2208.08832.

* В общем случае произвольных поперечных импульсов нейтронов-спектаторов требуется учет дополнительных процессов перерассеяния, что усложняет расчет и выходит за рамки настоящей работы.

7. *Arbuzov A. et al.* On the Physics Potential to Study the Gluon Content of Proton and Deuteron at NICA SPD // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2021. V. 119. P. 103858; arXiv:2011.15005.
8. *Abramov V. V. et al.* Possible Studies at the First Stage of the NICA Collider Operation with Polarized and Unpolarized Proton and Deuteron Beams // *Phys. Part. Nucl.* 2021. V. 52, No. 6. P. 1044–1119; arXiv:2102.08477.
9. *Abazov V. et al. (SPD Collab.)*. Technical Design Report of the Spin Physics Detector at NICA. arXiv:2404.08317. 2024.
10. *Farrar G., Liu H., Frankfurt L., Strikman M.* Transparency in Nuclear Quasi-exclusive Processes with Large Momentum Transfer // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. P. 686–689.
11. *Larson A., Miller G. A., Strikman M.* Pionic Color Transparency // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. P. 018201; arXiv:nucl-th/0604022.
12. *Van Overmeire B., Ryckebusch J.* A Relativistic Framework to Determine the Nuclear Transparency from $A(p, 2p)$ Reactions // *Phys. Lett. B.* 2007. V. 644. P. 304–310; arXiv:nucl-th/0608040.
13. *Bhetuwal D. et al. (Hall C Collab.)*. Ruling out Color Transparency in Quasi-elastic $^{12}\text{C}(e, e'p)$ up to Q^2 of 14.2 (GeV/c)^2 // *Phys. Rev. Lett.* 2021. V. 126, No. 8. P. 082301; arXiv:2011.00703.
14. *Li S., Yero C., West J. R., Bennett C., Cosyn W., Higinbotham D., Sargsian M., Szumila-Vance H.* Searching for an Enhanced Signal of the Onset of Color Transparency in Baryons with $D(e, e'p)n$ Scattering // *Physics*. 2022. V. 4. P. 1426–1439; arXiv:2209.14400.
15. *Lacombe M., Loiseau B., Vinh Mau R., Cote J., Pires P., de Tourreil R.* Parametrization of the Deuteron Wave Function of the Paris $n-n$ Potential // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 101. P. 139–140.
16. *Machleidt R.* The High-Precision, Charge-Dependent Bonn Nucleon–Nucleon Potential (CD-Bonn) // *Phys. Rev. C.* 2001. V. 63. P. 024001; arXiv:nucl-th/0006014.
17. *Platonova M. N., Kukulin V. I.* Refined Glauber Model versus Faddeev Calculations and Experimental Data for pd Spin Observables // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 81. P. 014004; Erratum // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. P. 069902; arXiv:1612.08694.
18. *Uzikov Y. N., Haidenbauer J., Bazarova A., Temerbayev A. A.* Spin Observables of Proton–Deuteron Elastic Scattering at SPD NICA Energies within the Glauber Model and pN Amplitudes // *Phys. Part. Nucl.* 2022. V. 53, No. 2. P. 419–425; arXiv:2011.04304.