ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА
2024. Т. 55, вып. 4. С. 1031–1038

ДВОЙНАЯ СПИНОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ В РЕАКЦИИ $dd \to pnpn$ И В УПРУГОМ pn-РАССЕЯНИИ

Ю. Н. Узиков[1,2,3,*], *А. А. Темербаев*[4,5,**]

[1] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
[2] Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва
[3] Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия
[4] Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана
[5] Астанинский филиал Института ядерной физики, Астана

Неожиданно большая двойная спиновая асимметрия с резкой зависимостью от энергии, обнаруженная в упругом протон-протонном рассеянии на большие углы в интервале энергий в $\sqrt{s_{pp}} = 3{-}5{,}5$ ГэВ, может быть связана с образованием экзотических восьмикварковых резонансов на порогах рождения странности и чарма. Для более глубокого понимания динамики этого процесса важно измерить двойную спиновую корреляцию в упругом pn-рассеянии в той же кинематике. Рассматривается возможность получения этих данных из реакции $dd \to pnpn$ с двумя поляризованными дейтронами на SPD NICA.

An unexpectedly large double spin correlation with a sharp dependence on energy, found in elastic proton–proton scattering at large angles in the c. m. s. energy range $\sqrt{s_{pp}} = 3{-}5.5$ GeV, may be associated with the formation of exotic octoquark resonances at the thresholds of the strangeness and charm production. For a deeper understanding of the dynamics of this process, it is important to measure double spin asymmetry in elastic pn scattering in the same kinematics. A possibility of obtaining such data from the reaction $dd \to pnpn$ with two polarized deuteron beams on NICA SPD is considered.

PACS: 52.59.Bi; 13.75.Cs; 13.85.−t

ВВЕДЕНИЕ

Упругое рассеяние протона на протоне на угол $\theta_{\rm cm} = 90^\circ$ в с. ц. м. при инвариантной массе pp-системы $\sqrt{s} = 3{-}5$ ГэВ интересно тем, что переданный при этом квадрат 4-импульса t достаточно большой и соответствует очень малым относительным расстояниям между нуклонами, $r_{NN} \sim \hbar/\sqrt{|t|} \leqslant 0{,}1$ фм. В этой области пространственного перекрывания нуклонов необходимо использовать кварковые степени свободы при описании динамики этого процесса. Действительно, измеренное

* E-mail: uzikov@jinr.ru
** E-mail: adastra.77@email.ru

дифференциальное сечение упругого pp-рассеяния на фиксированный большой угол $\theta_{\rm cm} \sim 90°$ при этих и более высоких энергиях в целом следует степенной зависимости от s вида $d\sigma^{pp}/dt(s, \theta_{\rm cm}) \sim s^{-10}$ [1–4], которая согласуется с правилами кваркового счета (ПКС), являющимися предсказанием как гипотезы автомодельности [5], так и пертурбативной квантовой хромодинамики (пКХД) [6]. Однако имеет место и отклонение от этого предсказания, состоящее в том, что в эксперименте наблюдаются небольшие, но четко видимые осцилляции в энергетической зависимости дифференциального сечения в обсуждаемой области энергий $\sqrt{s} = 3$–6 ГэВ [1–4].

Для жестких по переданному импульсу инклюзивных процессов квантовая хромодинамика предсказывает свойство цветовой прозрачности (ЦП), которое состоит в том, что адроны, участвующие в жестком процессе в начальном или конечном его состоянии, при взаимодействии с ядерной средой испытывают ослабление поглощения в среде по сравнению с обычным, нежестким процессом [7, 8]. Причиной этого ослабления взаимодействия является то, что в жестком процессе адроны могут эффективно участвовать, только находясь в компактных, точечноподобных конфигурациях, которые и обеспечивают большую передачу импульса, и при этом цветовые дипольные моменты этих адронов, будучи пропорциональными поперечным размерам адронов $\sqrt{\langle r_\perp^2 \rangle}$, уменьшаются по величине. По этой причине сечение взаимодействия адрона с ядром также уменьшается пропорционально размеру $\sqrt{\langle r_\perp^2 \rangle}$. Свойство цветовой прозрачности установлено экспериментально в процессах с рождением мезонов. Для процессов с барионами экспериментальные указания на существование этого явления в адронных взаимодействиях довольно противоречивы. В частности, в реакции выбивания протонов из ядер протонами $A(p, 2p)B$ эффект ослабления взаимодействия с ядерной средой имеет место при определенных начальных энергиях, но с дальнейшим ростом энергии поглощение протонов в ядре вновь усиливается вопреки предсказанию модели ЦП [9, 10].

Экспериментальные данные по упругому pp-рассеянию поперечно поляризованных протонов на угол $\theta_{\rm cm} = 90°$ при лабораторных импульсах $p_{\rm lab} = 1{,}2$–$11{,}8$ ГэВ/c демонстрируют яркую зависимость сечения от выбора параллельной или антипараллельной взаимной ориентации векторов поляризации сталкивающихся протонов [11–15]. Измеренная спиновая корреляция A_{NN} в этом процессе сильно зависит от энергии и находится в резком противоречии с предсказанием пертурбативной КХД, дающим независящее от энергии значение $A_{NN} = 1/3$. В работе [16] было предложено объяснение этого противоречия между теорией и экспериментом на основе предположения о возбуждении восьмикварковых резонансов $uuuds\bar{s}uud$ и $uuudc\bar{c}uud$ на порогах рождения, соответственно, странности $s\bar{s}$ и чарма $c\bar{c}$. При этом интерференция между пертурбативной КХД-амплитудой перехода и непертурбативной резонансной амплитудой позволила авторам работы [16] описать не только экспериментальные данные о A_{NN}, но и вышеуказанные осцилляции в энергетической зависимости дифференциального сечения pp-рассеяния на угол $\theta_{\rm cm} \sim 90°$, а также отмеченное выше неожиданное поведение цветовой прозрачности в реакции $A(p, 2p)B$. Однако есть и другое объяснение указанных осцилляций [17], а также поведения ЦП в реакции $(p, 2p)$ — механизм ядерного фильтра [18]. Кроме того, недавние измерения реакции $^{12}\mathrm{C}(e, ep)X$ при $Q^2 = 8$–14 (ГэВ/c)^2 [19] с целью обнаружить эффект ЦП дали отрицательный результат. Это вызывает вопросы к анализу, проведенному в обеих работах [16, 18] (см. детали в работе [20] и ссылки в ней).

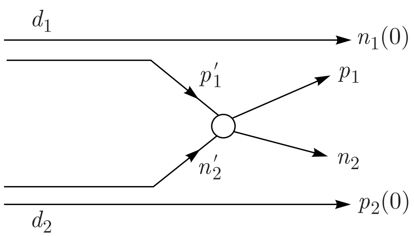
В этой связи представляет значительный интерес получить независимую информацию из двойной спиновой корреляции A_{NN} в упругом pn-рассеянии на угол $\theta_{\rm cm} \sim 90°$ при тех же энергиях, что для pp-рассеяния. Дело в том, что спин-изоспиновая структура процесса $pn \to pn$ существенно отличается от процесса $pp \to pp$ наличием изоскалярного канала в pn-рассеянии [21]. Данные об A_{NN} в упругом pn-рассеянии в обсуждаемой области энергий ограничены значениями только в двух точках по переданному импульсу при начальном импульсе 6 ГэВ/c [22]. В данной работе рассматривается возможность получения информации о спиновой корреляции A_{NN} в упругом pn-рассеянии из реакции $dd \to pnpn$ с двумя поляризованными дейтронами в планируемых экспериментах на SPD NICA.

ЭЛЕМЕНТЫ ФОРМАЛИЗМА

Амплитуда перехода для реакции $dd \to pnpn$. Предполагая двухполюсный механизм реакции $dd \to pnpn$ (рисунок), амплитуду перехода можно записать в виде

$$M_{fi} = \sum_{\sigma_{n_2'}\sigma_{p_1'}} \frac{M(d_1 \to n_1 p_1')\, iT_{NN}(p_1' n_2' \to p_1 n_2)\, iM(d_2 \to n_2' p_2)}{(p_{n_2'}^2 - m^2 + i\varepsilon)(p_{p_1'}^2 - m^2 + i\varepsilon)}, \qquad (1)$$

где $T_{NN}(p_1' n_2' \to p_1 n_2)$ — амплитуда упругого NN-рассеяния; m — масса нуклона; произведение пропагатора нуклона $(p_{p_1'}^2 - m^2 + i\varepsilon)^{-1}$ и ампли-



Механизм реакции $dd \to pnpn$

туды виртуального распада дейтрона $d_1 \to n_1 p_1'$ в выражении (1) может быть записано в виде

$$\frac{M(d_1 \to n_1 p_1')}{({p_{p_1'}}^2 - m^2 + i\varepsilon)} = -\langle \chi_{\sigma_{n_1}} \chi_{\sigma_{p_1'}} | \phi_{\lambda_1}(\mathbf{q}) \rangle 2m. \tag{2}$$

Здесь мы имеем перекрывание волновой функции дейтрона в импульсном пространстве в спиновом состоянии с проекцией спина λ_1, $\phi_{\lambda_1}(\mathbf{q})$, с произведением паулевских спиноров нуклонов $\chi_{\sigma_{n_1}}$ и $\chi_{\sigma_{p_1'}}$, где σ_i есть проекция спина i-го нуклона. С учетом (2) амплитуда (1) принимает вид

$$M_{\lambda_1\lambda_2}^{\sigma_{n_1}\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}\sigma_{p_2}} = \sum_{\sigma_{n_2'}\sigma_{p_1'}} \langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|t_{pn}|\chi_{\sigma_{p_1'}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2'}}(n_2)\rangle \times \\ \times \langle \chi_{\sigma_{n_1}}\chi_{\sigma_{p_1'}}|\phi_{\lambda_1}(\mathbf{q})\rangle \langle \chi_{\sigma_{n_2'}}\chi_{\sigma_{p_2}}|\phi_{\lambda_2}(\mathbf{q})\rangle. \tag{3}$$

Здесь мы учитываем только S-компоненту волновой функции дейтрона $u(q)$, что дает следующие соотношения:

$$\begin{gathered} \langle \chi_{\sigma_{n_1}}\chi_{\sigma_{p_1'}}|\phi_{\lambda_1}(\mathbf{q})\rangle = u(q_1)\left(\frac{1}{2}\sigma_{n_1}\frac{1}{2}\sigma_{p_1'}|1\lambda_1\right), \\ \langle \chi_{\sigma_{p_2}}\chi_{\sigma_{n_2'}}|\phi_{\lambda_2}(\mathbf{q})\rangle = u(q_2)\left(\frac{1}{2}\sigma_{p_2}\frac{1}{2}\sigma_{n_2'}|1\lambda_2\right), \end{gathered} \tag{4}$$

где использованы стандартные обозначения для коэффициентов Клебша–Гордона.

Дифференциальное сечение рассматриваемой реакции с определенными проекциями спинов начальных дейтронов λ_1 и λ_2 может быть записано в виде

$$d\sigma_{\lambda_1\lambda_2} = \frac{1}{9}K \sum_{\sigma_{n_1}\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}\sigma_{p_2}} |M_{\lambda_1\lambda_2}^{\sigma_{n_1}\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}\sigma_{p_2}}|^2 = \\ = \frac{1}{9}K \sum_{\sigma_{n_1}\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}\sigma_{p_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|t_{NN}|\chi_{\sigma_{p_1'}=\lambda_1-\sigma_{n_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2'}=\lambda_2-\sigma_{p_2}}(n_2)\rangle \times \\ \times \left(\frac{1}{2}\sigma_{n_1}\frac{1}{2}\sigma_{p_1'}|1\lambda_1\right)^2 \left(\frac{1}{2}\sigma_{p_2}\frac{1}{2}\sigma_{n_2'}|1\lambda_2\right)^2 u(q_1)^2 u(q_2)^2, \tag{5}$$

где K — кинематический фактор.

Двойная спиновая корреляция в $dd \to pnpn$. Неполяризованный дейтронный пучок содержит компоненты спиновых состояний с z-проекциями $\lambda = \pm 1, 0$ в равных долях: $N_+ = N_- = N_0$. Пучки со спином «вверх» ($N_\uparrow$) и спином «вниз» ($N_\downarrow$) приготавливаются путем переворота спина состояний с $\lambda = 1$ и $\lambda = -1$ соответственно:

$$\begin{gathered} N_\uparrow = N_+ + N_+ + N_0, \\ N_\downarrow = N_- + N_- + N_0. \end{gathered} \tag{6}$$

Поляризация пучка в направлении оси OY, направленной вдоль магнитного поля, дается следующей асимметрией:

$$P_Y = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-}. \tag{7}$$

Тензорная поляризация (выстроенность) есть

$$P_{YY} = \frac{N_{\lambda=+1} + N_{\lambda=-1} - 2N_{\lambda=0}}{N_{\lambda=+1} + N_{\lambda=-1} + N_{\lambda=0}}. \tag{8}$$

Можно видеть из формул (6), (7) и (8), что для $N_\uparrow$ ($N_\downarrow$) вектор поляризации пучка есть $P_y = +2/3$ ($P_y = -2/3$), в то время как тензорная поляризация равна нулю: $P_{YY} = 0$.

Рассмотрим столкновение двух дейтронных пучков в двух случаях с различными поляризациями пучков $P_y(1)$ и $P_y(2)$: 1) $P_y(1) = +2/3$, $P_y(2) = +2/3$ и 2) $P_y(1) = +2/3$, $P_y(2) = -2/3$. Число событий для первого случая обозначим $\mathcal{N}_{\uparrow\uparrow}$, а для второго — $\mathcal{N}_{\uparrow\downarrow}$. Тогда двойная спиновая асимметрия определяется как отношение

$$A_{YY}^{dd} = \frac{\mathcal{N}_{\uparrow\uparrow} - \mathcal{N}_{\uparrow\downarrow}}{\mathcal{N}_{\uparrow\uparrow} + \mathcal{N}_{\uparrow\downarrow}}. \tag{9}$$

В терминах $d\sigma_{\lambda_1\lambda_2}$ получаем число событий

$$\begin{aligned} \mathcal{N}_{\uparrow\uparrow} &= L(2 \cdot 2d\sigma_{++} + 2d\sigma_{+0} + 2d\sigma_{0+} + d\sigma_{00}), \\ \mathcal{N}_{\uparrow\downarrow} &= L(2 \cdot 2d\sigma_{+-} + 2d\sigma_{+0} + 2d\sigma_{0-} + d\sigma_{00}), \end{aligned} \tag{10}$$

где множитель L учитывает светимость и эффективность детектора. Используя выражение (5), находим

$$\begin{aligned} &d\sigma_{\lambda_1=+1\lambda_2=+1} = \\ &= f \sum_{\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|t_{NN}|\chi_{\sigma_{p_1'}=+1/2}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2'}=+1/2}(n_2)\rangle|^2, \\ &d\sigma_{\lambda_1=+1\lambda_2=-1} = \\ &= f \sum_{\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|t_{NN}|\chi_{\sigma_{p_1'}=+1/2}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2'}=-1/2}(n_2)\rangle|^2, \end{aligned} \tag{11}$$

где $f = u(q_1)^2\, u(q_2)^2$. Далее используем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} &\sum_{\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|t_{NN}|\chi_{\sigma_p}(p)\chi_{\sigma_n}(n)\rangle|^2 = \\ &\qquad = \sum_{\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|t_{pn}|\chi_{-\sigma_p}(p)\chi_{-\sigma_n}(n)\rangle|^2. \end{aligned} \tag{12}$$

Эти соотношения получаются, если совершить поворот на угол $\theta = \pi$ вокруг оси, ортогональной оси квантования, и учесть вращательную инвариантность. Учитывая (12), находим из формул (5) следующие соотношения:

$$d\sigma_{0,1} = d\sigma_{0,-1} = d\sigma_{-1,0} = d\sigma_{1,0} = d\sigma_{0,0}. \tag{13}$$

В результате двойная спиновая асимметрия, даваемая выражением (9), может быть представлена в виде

$$A^{dd}_{YY} = \frac{d\sigma_{+1,+1} - d\sigma_{+1,-1}}{d\sigma_{+1,+1} - d\sigma_{+1,-1} + \dfrac{5}{2} d\sigma_{0,0}} = \frac{4}{9} A^{NN}_{YY}, \tag{14}$$

где A^{NN}_{YY} есть двойная спиновая асимметрия в процессе упругого NN-рассеяния, который является подпроцессом реакции $dd \to pnpn$ (см. рисунок):

$$A^{NN}_{YY} = \frac{F_{\chi_{+1/2}(p)\chi_{+1/2}(n)} - F_{\chi_{+1/2}(p)\,\chi_{-1/2}(n)}}{F_{\chi_{+1/2}(p)\chi_{+1/2}(n)} + F_{\chi_{+1/2}(p)\,\chi_{-1/2}(n)}}. \tag{15}$$

Здесь $F_{\chi_{+1/2}(p)\chi_{+1/2}(n)} = \sum\limits_{\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)|\, t_{NN} |\chi_{\sigma_{p'_1}=+1/2}(p_1) \times$ $\times \chi_{\sigma_{n'_2}=+1/2}(n_2)\rangle|^2$ и $F_{\chi_{+1/2}(p)\chi_{-1/2}(n)} = \sum\limits_{\sigma_{p_1}\sigma_{n_2}} |\langle \chi_{\sigma_{p_1}}(p_1)\chi_{\sigma_{n_2}}(n_2)| t_{NN}| \times$ $\times \chi_{\sigma_{p'_1}=+1/2}(p_1)\chi_{\sigma_{n'_2}=-1/2}(n_2)\rangle|^2$.

Параметр спиновой корреляции $C_{y,y}$. С использованием стандартных обозначений [23] дифференциальное поперечное сечение I взаимодействия двух частиц со спинами $s_1 = s_2 = 1$ может быть записано как

$$I = I_0 \left(1 + \frac{3}{2} P_y A_y + \frac{3}{2} P^T_y A^T_y + \frac{9}{4} P_y P^T_y C_{y,y} \right), \tag{16}$$

где P_y (P^T_y) есть поляризация пучка (мишени); A_y (A^T_y) — векторная анализирующая способность по отношению к поляризованному пучку (мишени) и $C_{y,y}$ — коэффициент спин-спиновой корреляции; I_0 есть I для неполяризованных частиц. Поперечное сечение обозначим как $I_{\uparrow\uparrow}$ для первого варианта столкновений дейтронных пучков и $I_{\uparrow\downarrow}$ — второго. Используя формулу (16), можно легко найти следующее выражение:

$$C_{y,y} = \frac{(I_{\uparrow\uparrow} - I_{\uparrow\downarrow}) + (I_{\downarrow\downarrow} - I_{\downarrow\uparrow})}{(I_{\uparrow\uparrow} + I_{\uparrow\downarrow}) + (I_{\downarrow\downarrow} + I_{\downarrow\uparrow})}, \tag{17}$$

где $I_{\uparrow\uparrow}$ и $I_{\uparrow\downarrow}$ определены выражениями (10), при этом $I_{\uparrow\downarrow} = I_{\downarrow\uparrow}$, а $\mathcal{N}_{\downarrow\downarrow}$ есть

$$\mathcal{N}_{\downarrow\downarrow} = L(2 \cdot 2d\sigma_{-1,-1} + 2d\sigma_{-1,0} + 2d\sigma_{0,-1} + d\sigma_{0,0}). \tag{18}$$

Используя эти соотношения и учитывая $d\sigma_{-1,0} = d\sigma_{0,+1}$ в выражении (13), находим из (17)

$$C_{y,y} = \frac{4}{9} A^{NN}_{YY}. \tag{19}$$

Следовательно, $C_{y,y}$ в (19) совпадает с A^{dd}_{YY}, определенным в (9).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Упругое нуклон-нуклонное рассеяние является базовым процессом в физике адронов и атомных ядер. Наше понимание имеющихся данных об упругом pp-рассеянии с двумя поляризованными протонами при больших углах рассеяния $\theta_{\rm cm} \sim 90°$ в области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3$–6 ГэВ еще недостаточно полное.

Новую важную информацию о динамике NN-упругого рассеяния можно получить из дважды поляризованного упругого pn-рассеяния. Мы показали здесь, что измерение двойной спиновой асимметрии в реакции $dd \to pnpn$ в кинематике, обеспечивающей доминирование двухполюсной диаграммы, изображенной на рисунке, одновременно является измерением двойной спиновой асимметрии в упругом рассеянии pN. Это соотношение справедливо для любой ориентации оси квантования в случае, когда S-волна доминирует в волновой функции дейтрона. Доминирование S-волны имеет место в случае, когда конечный нейтрон $n_1(0)$ и конечный протон $p_2(0)$ летят в направлении соответствующего начального дейтронного пучка и уносят половину импульса соответствующего начального дейтрона. Такие условия могут быть использованы в эксперименте SPD NICA [24, 25]. Вклад D-волны и эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях будут рассмотрены отдельно.

Относительно скорости счета N этого процесса следует отметить, что дифференциальное поперечное сечение упругого pp-рассеяния при $\sqrt{s_{NN}} = 5$ ГэВ и $\theta_{\rm cm} = 90°$ равно $\sim 10^{-2}$ мкб/ср [2]. При светимости $\sim 10^{29}$ см$^{-2} \cdot$ с$^{-1}$ в pp-рассеянии [24] это соответствует $N \sim 10^{-3}$/с. Однако для меньшего угла рассеяния, $\theta_{\rm cm} = 50°$, это число увеличивается на два порядка величины [20].

Благодарности. Один из соавторов (Ю. Н. Узиков) благодарен Н. М. Пискунову за пояснение свойств поляризованных пучков дейтронов. Работа поддержана грантом Научной программы между Республикой Казахстан и ОИЯИ на 2023 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Allaby J. et al.* Structure in the Angular Distribution of High Energy Proton–Proton Scattering // Phys. Lett. B. 1968. V. 28. P. 67–71.
2. *Akerlof C., Hieber R., Krisch A., Edwards K., Ratner L., Ruddick K.* Elastic Proton–Proton Scattering at 90° and Structure within the Proton // Phys. Rev. 1967. V. 159. P. 1138–1149.
3. *Perl M. L., Cox J., Longo M. J., Kreisler M.* Neutron–Proton Elastic Scattering from 2 GeV/c to 7 GeV/c // Phys. Rev. D. 1970. V. 1. P. 1857.
4. *Stone J., Chanowski J., Gustafson H., Longo M., Gray S.* Large Angle Neutron–Proton Elastic Scattering from 5 GeV/c to 12 GeV/c // Nucl. Phys. B. 1978. V. 143. P. 1–39.

5. *Matveev V. A., Muradian R. M., Tavkhelidze A. N.* Automodellism in the Large-Angle Elastic Scattering and Structure of Hadrons // Lett. Nuovo Cim. 1973. V. 7. P. 719–723.
6. *Brodsky S. J., Farrar G. R.* Scaling Laws at Large Transverse Momentum // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 1153–1156.
7. *Mueller A.* // Proc. of the 17th Rencontre de Moriond, Moriond, 1982. Gif-sur-Yvette, 1982. P. 13–20.
8. *Brodsky S.* // Proc. of the 13th Intern. Symp. on Multipart. Dynamics. Singapore, 1982. P. 963.
9. *Mardor I. et al.* Nuclear Transparency in Large Momentum Transfer Quasielastic Scattering // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5085–5088.
10. *Aclander J. et al.* Nuclear Transparency in $90^\circ_{\rm c.m.}$ Quasielastic $A(p,2p)$ Reactions // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 015208; arXiv:nucl-ex/0405025.
11. *Crabb D. et al.* Spin Dependence of High-$P_\perp^2$ Elastic p–p Scattering // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41. P. 1257.
12. *Bhatia T. S. et al.* Spin Correlation for pp Elastic Scattering at $\theta_{\rm c.m.} = \pi/2$ in the Energy Region of Dibaryon Resonances // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1135–1138.
13. *Lin A. et al.* Energy Dependence of Spin–Spin Forces in $90^\circ_{\rm c.m.}$ Elastic pp Scattering // Phys. Lett. B. 1978. V. 74. P. 273–276.
14. *Crosbie E. et al.* Energy Dependence of Spin–Spin Effects in pp Elastic Scattering at $90^\circ_{\rm c.m.}$ // Phys. Rev. D. 1981. V. 23. P. 600.
15. *Court G. et al.* Energy Dependence of Spin Effects in $p_\uparrow p_\uparrow \to pp$ // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 507.
16. *Brodsky S. J., de Teramond G.* Spin Correlations, QCD Color Transparency and Heavy Quark Thresholds in Proton Proton Scattering // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1924.
17. *Ralston J. P., Pire B.* Oscillatory Scale Breaking and the Chromo-Coulomb Phase Shift // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1605.
18. *Ralston J. P., Pire B.* Fluctuating Proton Size and Oscillating Nuclear Transparency // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1823.
19. *Bhetuwal D. et al. (Hall C Collab.).* Ruling Out Color Transparency in Quasi-Elastic $^{12}{\rm C}(e,e'p)$ up to Q^2 of 14.2 $({\rm GeV}/c)^2$. arXiv:2011.00703. 2020.
20. *Larionov A. B.* Color Coherence Effects in the Reaction $\rm H2(p,2p)n$ // Phys. Rev. C. 2023. V. 107, No. 1. P. 014605; arXiv:2208.08832.
21. *Rekalo M. P., Tomasi-Gustafsson E.* Threshold J/ψ Production in Nucleon–Nucleon Collisions // New J. Phys. 2002. V. 4. P. 68; arXiv:nucl-th/0204066.
22. *Crabb D. G. et al.* Spin–Spin Forces in 6-GeV/c Neutron–Proton Elastic Scattering // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 983.
23. *Ohlsen G. G.* Polarization Transfer and Spin Correlation Experiments in Nuclear Physics // Rep. Prog. Phys. 1972. V. 35. P. 717–801.
24. *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.
25. *Uzikov Y. N.* Possible Studies at the First Stage of the NICA SPD Physics Program // Phys. Atom. Nucl. 2022. V. 85, No. 6. P. 1034–1044.