

ГЛЮОННАЯ ФУНКЦИЯ СИВЕРСА В ОДНОСПИНОВЫХ ПОПЕРЕЧНЫХ АСИММЕТРИЯХ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ НА КОЛЛАЙДЕРЕ NICA

© 2022 г. В. А. Салеев^{1),2)*}, А. В. Шипилова^{1),2)**}

Поступила в редакцию 05.05.2022 г.; после доработки 05.05.2022 г.; принята к публикации 13.06.2022 г.

В работе исследованы поперечные односпиновые асимметрии в рождении прямых фотонов на коллайдере NICA в рамках обобщенной партонной модели и ее цветовом калибровочно-инвариантном расширении. Представлены предсказания для возможных значений асимметрий при различных энергиях коллайдера NICA. Выделена кинематическая область, где вклад глюонной функции Сиверса в асимметрии доминирует над вкладом кварковой функции Сиверса.

DOI: 10.31857/S0044002722060113

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение односпиновых поперечных асимметрий в терминах функции Сиверса [1] предоставляет возможность определить зависимость между спином поперечно-поляризованного нуклона и внутренним поперечным импульсом кварков и глюонов. Точное знание функции Сиверса существенно улучшает наши знания о трехмерной структуре протона, а также позволяет оценить орбитальный угловой момент партонов [2–5].

Обзор экспериментального и теоретического материала по односпиновым поперечным асимметриям представлен в работах [6, 7]. В настоящее время их исследование входит в научные программы многих будущих экспериментов, описание которых можно найти в обзорах [8, 9], в том числе и в эксперименте SPD NICA [10], где планируется производить соударения поляризованных протон-протонных и протон-дейтронных пучков с энергиями до $\sqrt{S} = 27$ ГэВ.

В настоящее время существуют два основных теоретических подхода к описанию поперечных односпиновых асимметрий: один опирается на формализм коллинеарной факторизации в следующем за лидирующим порядке по жесткому масштабу (твист-3), где односпиновые асимметрии выражаются через свертку универсальных непертурбативных кварк-глюон-кварковых корреляционных функций и жестких амплитуд рассеяния [11–15].

Во втором подходе [16–20] за основу берется обобщенная партонная модель (ОПМ) [21], где вводятся зависящие от поперечного импульса исходного кварка или глюона партонные функции распределения [22], среди которых для односпиновых поперечных асимметрий ключевую роль играет функция распределения Сиверса. Ее универсальность (независимость от процесса) нарушается при учете взаимодействий партонов в начальном и конечном состояниях со спектаторами поляризованного протона. Эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях могут быть учтены в приближении одноглюонного обмена в рамках цветовой калибровочно-инвариантной обобщенной партонной модели (ЦКИ ОПМ) [23–25]. В работах [26–28] была показана прямая связь между ОПМ и подходом твиста-3, а также их эквивалентность в пересекающихся областях применимости [29]. В рамках ОПМ было получено успешное феноменологическое описание односпиновых асимметрий в ряде работ: для рождения открытого и скрытого чарма [30–33], а также пионов и прямых фотонов [34, 35].

Изучение кварковой функции Сиверса было выполнено в ряде экспериментальных и теоретических работ, например, [36, 37], см. также ссылки, приведенные в них. Значительно меньше информации известно о глюонной функции Сиверса [38], и для ее исследования рассматриваются такие процессы адронных соударений, где ее вклад предполагается основным. Одним из них является процесс рождения прямых фотонов, так как в нем доминирует комптоновский процесс кварк-глюонного рассеяния. Кроме того, фотон не переносит цветовой заряд, поэтому не требуется введение модели для описания адронизации в конечном

¹⁾Самарский национальный исследовательский университет, Самара, Россия.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

*E-mail: saleev@samsu.ru

**E-mail: shipilova.av@ssau.ru

состоянии и учета эффектов взаимодействия в конечном состоянии. Цель данной работы — расчет в ОПМ односпиновых поперечных асимметрий и возможности их наблюдения в процессах рождения прямых фотонов в $p^\uparrow p$ -соударениях при энергиях коллайдера NICA.

2. РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В КПМ И ОПМ

Инклюзивные фотоны с большими поперечными импульсами (p_T) могут рождаться как непосредственно в жестком партонном подпроцессе, так и в результате излучения конечным партоном из жесткого подпроцесса, поэтому мы будем использовать термины “прямые” и “фрагментационные” соответственно.

В лидирующем приближении (ЛП) коллинеарной партонной модели (КПМ), содержащем члены $\mathcal{O}(\alpha_s \alpha_{em})$, прямые фотоны образуются в двух подпроцессах, комптоновского рассеяния $q + g \rightarrow q + \gamma$, который сильно доминирует, и кварк-антикварковой аннигиляции с рождением фотона и глюона $q + \bar{q} \rightarrow g + \gamma$, где для $p_T \simeq 2\text{--}6$ ГэВ $q = u, d, s$. Такие же процессы рассматриваются в используемой здесь ОПМ. В настоящее время расчеты в КПМ сечения рождения прямых фотонов выполнены в следующем за лидирующим приближении (СЛП) [39–41] и даже в следующем за следующим за лидирующим приближении (ССЛП) [42] теории возмущений КХД. Однако в ОПМ процедура расчета высших поправок по константе сильного взаимодействия теоретически не обоснована и их феноменологический учет происходит путем введения K -фактора. Одной из возможностей учета старших поправок в ОПМ является учет фрагментационного рождения фотонов, что соответствует приближению главных логарифмов в СЛП. Так как фрагментационные фотоны излучаются в основном кварками, то в рождении таких фотонов доминируют процессы кварк-кваркового рассеяния, что увеличивает вклад кварковой функции Сиверса в односпиновые поперечные асимметрии. При наложении условий конусной изоляции на рождение фотонов в инклюзивных процессах можно добиться существенного подавления вклада фрагментационного механизма рождения [43]. Рассматривая рождение изолированных фотонов, можно гарантировать доминирование вклада глюонной функции Сиверса над кварковой в асимметрии и ограничиться только учетом вклада прямых фотонов в теоретических расчетах.

В ЛП стандартная формула факторизации КПМ дифференциального сечения рождения прямых фотонов имеет вид:

$$d\sigma_{\text{dir}}^{\text{КПМ}} = \int dx_1 f_a(x_1, \mu^2) \times \quad (1)$$

$$\times \int dx_2 f_b(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c),$$

$$d\hat{\sigma} = \frac{1}{16\pi^2 I} \frac{d^3 p_{\gamma T}}{E_\gamma} \times \quad (2)$$

$$\times |\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}),$$

где $d\hat{\sigma}$ — сечение жесткого комптоновского рассеяния или аннигиляции; $I = 2x_1 x_2 S$ — потоковый фактор; $f_{a(b)}(x_{1,2}, \mu^2)$ — коллинеарные функции распределения партонов $a(b)$ в протонах; x_1 и x_2 — доли продольного импульса протонов, сталкивающихся при энергии $\sqrt{S} = \sqrt{(P_1 + P_2)^2}$ в их системе центра масс (СЦМ) с импульсами $P_1^\mu = (\frac{\sqrt{S}}{2}, 0, 0, \frac{\sqrt{S}}{2})$ и $P_2^\mu = (\frac{\sqrt{S}}{2}, 0, 0, -\frac{\sqrt{S}}{2})$, которые уносят партоны в коллинеарном приближении, т.е. $q_i = x_i P_i, i = 1, 2$; $\hat{s} = (q_1 + q_2)^2, \hat{t} = (q_1 - p_\gamma)^2, \hat{u} = (q_2 - p_\gamma)^2$ — мандельштамовские переменные; $|\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2$ — квадрат модуля амплитуды жесткого процесса рассеяния партонов $a + b \rightarrow \gamma + c$; $\mu = \mu_R = \mu_F$ — считаем, что масштаб ренормализации равен масштабу факторизации, конкретный выбор μ обсуждаем ниже.

Расчеты, выполненные в ЛП КПМ, находятся значительно ниже экспериментальных данных, что указывает на необходимость учета поправок следующего за лидирующим приближения [44], но даже с учетом СЛП теоретические результаты недооценивают экспериментальные данные [45, 46]. В то же время стандартная схема факторизации в ПМ и КХД не учитывает движение партонов внутри начальных адронов, считая импульсы партонов коллинеарными импульсами сталкивающихся адронов. Обобщенная партонная модель является феноменологическим расширением КПМ, в котором вводятся зависящие от внутреннего поперечного импульса (\mathbf{q}_T) партонные распределения. Эта модель была впервые предложена в работе [21] для неполяризованных процессов и впоследствии успешно использована для описания односпиновых асимметрий в инклюзивном рождении [47–49].

Формализм ОПМ развернуто представлен в работе [50], ниже мы кратко приведем расчетные формулы.

В ОПМ начальный поперечный импульс партонов $q_{1(2)T}^\mu$ включается в полный 4-импульс партонов $q_{1(2)}^\mu$ следующим образом, который обеспечивает условие их нахождения на массовой поверхности, $q_1^2 = q_2^2 = 0$:

$$q_1^\mu = x_1 \frac{\sqrt{S}}{2} \left(1 + \frac{q_{1T}^2}{x_1^2 S}, \mathbf{q}_{1T}, 1 - \frac{q_{1T}^2}{x_1^2 S} \right), \quad (3)$$

$$q_2^\mu = x_2 \frac{\sqrt{S}}{2} \left(1 + \frac{q_{2T}^2}{x_2^2 S}, \mathbf{q}_{2T}, -1 + \frac{q_{2T}^2}{x_2^2 S} \right). \quad (4)$$

Инвариантное дифференциальное сечение процесса $pp \rightarrow \gamma X$ прямого рождения фотонов в ОПМ факторизуется следующим образом:

$$\begin{aligned} d\sigma_{\text{dir}}^{\text{ОПМ}} &= \\ &= \sum_{a,b} \int dx_1 d^2 \mathbf{q}_{1T} \Phi_a(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) \times \\ &\times \int dx_2 d^2 \mathbf{q}_{2T} \Phi_b(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2) \times \\ &\times d\hat{\sigma}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c), \end{aligned} \quad (5)$$

где $a, b = q, \bar{q}, g$, где $d\hat{\sigma}$ выражается аналогично формуле (2). Путем алгебраических преобразований формулу (5) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{dir}}^{\text{ОПМ}}}{dp_{\gamma T} dy_\gamma} &= \\ &= \frac{1}{8\pi} \sum_{a,b} \int dx_1 d^2 \mathbf{q}_{1T} \Phi_a(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) \times \\ &\times \int dx_2 d^2 \mathbf{q}_{2T} \Phi_b(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2) \times \\ &\times \frac{p_{\gamma T}}{x_1 x_2 S} |\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \end{aligned} \quad (6)$$

где y_γ — быстрота фотона, $p_{\gamma T}$ — поперечный импульс фотона.

Зависимость от внутреннего поперечного импульса в функции распределения партонов $\Phi_a(x_i, \mathbf{q}_{iT})$ факторизуется и задается с помощью гауссовского распределения с феноменологическим параметром $\langle q_T^2 \rangle$:

$$\Phi_a(x, \mathbf{q}_T, \mu^2) = f_a(x, \mu^2) \frac{1}{\pi \langle q_T^2 \rangle^{1/2}} e^{-q_T^2 / \langle q_T^2 \rangle}. \quad (7)$$

Существуют различные оценки численного значения этого параметра, в зависимости от включенных в процедуру фитирования наборов экспериментальных данных. Наиболее самосогласованным образом его значение извлекается в работе [51], $\langle q_{qT}^2 \rangle = 0.25 \text{ ГэВ}^2$ для кварков и $\langle q_{gT}^2 \rangle = 1 \text{ ГэВ}^2$ для глюонов.

Используя эти значения, в рамках модели ОПМ при коллинеарных партонных функциях распределения СТЕQI1 [52], мы рассчитали дифференциальные по поперечному импульсу сечения рождения прямых фотонов в эксперименте коллаборации RHENIX [53]. Для учета поправок СЛП мы используем феноменологический K -фактор. Зависимость K -фактора от поперечного импульса фотона при энергиях $\sqrt{S} = 17.3, 19.4$ и 63 ГэВ была исследована в работе [54]. Описание экспериментальных данных коллаборации RHENIX [53] достигается в ОПМ при $K = 2.9$ при центральном значении

жесткого масштаба $\mu = p_T$ (сплошная линия), что иллюстрирует рис. 1, где неопределенность от варьирования масштаба $p_T/2 < \mu < 2p_T$ представлена серой областью.

3. ОДНОСПИНОВЫЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ АСИММЕТРИИ В ОПМ

В общем виде поперечная односпиновая асимметрия определяется формулой

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow}, \quad (8)$$

где \uparrow, \downarrow указывают на противоположные ориентации спина протона, перпендикулярные к плоскости рассеяния в системе центра масс сталкивающихся протонов.

Для прямых фотонов:

$$\begin{aligned} d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow &= d\Delta\sigma = \\ &= \sum_{a,b=q,\bar{q}} \int dx_1 d^2 \mathbf{q}_{1T} \int dx_2 d^2 \mathbf{q}_{2T} \times \\ &\times \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) \Phi_{b/p}(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2) \times \\ &\times \frac{p_{\gamma T}}{x_1 x_2 S} |\mathcal{M}(a(q_1)b(q_2) \rightarrow \gamma(p_\gamma)c)|^2 \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) &\equiv \\ &\equiv \Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) - \Phi_{a/p^\downarrow}(x_1, \mathbf{q}_{1T}, \mu^2) = \\ &= \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}^N(x_1, q_{1T}, \mu^2) \mathbf{S} \cdot (\hat{\mathbf{P}} \times \hat{\mathbf{q}}_{1T}) = \\ &= \Delta\Phi_{a/p^\uparrow}^N(x_1, q_{1T}, \mu^2) \cos \phi_a, \end{aligned} \quad (10)$$

где $q_T = |\mathbf{q}_T|$, $\mathbf{q}_T = q_T(\cos \phi, \sin \phi)$; $\Phi_{a/p^\uparrow}(x_1, q_{1T}, \mu^2)$ — плотность неполяризованных партонов $a = q, g$ с внутренним поперечным импульсом \mathbf{q}_{1T} внутри поперечно-поляризованного протона p^\uparrow с трехмерным импульсом \mathbf{P} и вектором спина \mathbf{S} ; $\hat{\mathbf{P}} = \mathbf{P}/|\mathbf{P}|$, $\hat{\mathbf{q}}_T = \mathbf{q}_T/|\mathbf{q}_T|$ — единичные векторы; $\Delta^N \Phi_{a/p^\uparrow}^N(x_1, q_{1T}, \mu^2)$ — функция Сиверса [55]; $\Phi_{b/p}(x_2, \mathbf{q}_{2T}, \mu^2)$ — функция распределения партонов $b = q, g$ в неполяризованном протоне. Партон b внутри поляризованного протона может быть как кварком/антикварком, так и глюоном, поэтому полная асимметрия, связанная с функцией Сиверса, представляет из себя сумму асимметрий от кварковой и глюонной функций Сиверса: $A_N = A_N^q + A_N^g$.

Современный набор экспериментальных данных позволяет извлечь кварковую функцию Сиверса, в то время как глюонная функция Сиверса остается малоизученной. Непрямая оценка глюонной функции Сиверса была выполнена в ОПМ в

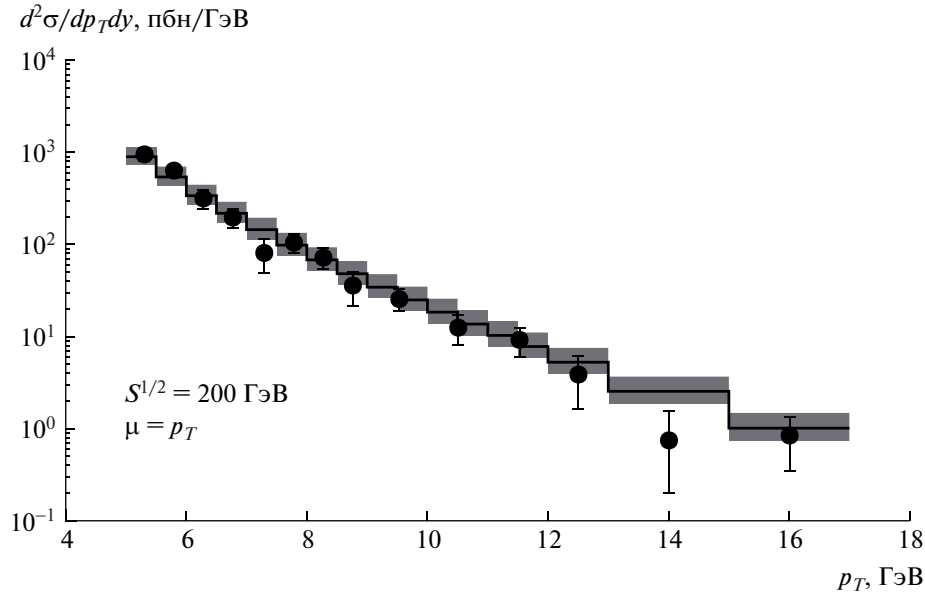


Рис. 1. Спектры рождения прямых фотонов при $\sqrt{S} = 200$ ГэВ. Сплошная линия — расчеты в модели ОПМ при $\mu = p_T$, серая область — неопределенность при $p_T/2 < \mu < 2p_T$, точки — экспериментальные данные коллаборации PHENIX [53].

работе [56], где глюонная функция Сиверса фитировалась по данным односпиновой асимметрии в π^0 -рождении на RHIC в центральной области быстрот. Расчет поперечных асимметрий, которые могут быть вызваны вкладом глюонной функции Сиверса, в рождении прямых фотонов при энергиях коллайдера RHIC ($\sqrt{S} = 200$ ГэВ), недавно был выполнен в работе [57], в ОПМ и ее цветовом калибровочно-инвариантном расширении.

Функция Сиверса может быть параметризована разными функциональными зависимостями. В данной работе мы используем параметризацию из работы [56], где представлены наборы параметров для глюонной функции Сиверса:

$$\Delta\Phi_{a/p\uparrow}^N(x, q_T, \mu^2) = \tag{11}$$

$$= 2\mathcal{N}_a(x)f_{a/p}(x, \mu^2)h(q_T)\frac{e^{-q_T^2/\langle q_T^2 \rangle}}{\pi\langle q_T^2 \rangle},$$

$$\mathcal{N}_a(x) = N_a x^{\alpha_a} (1-x)^{\beta_a} \frac{(\alpha_a + \beta_a)^{\alpha_a + \beta_a}}{\alpha_a^{\alpha_a} \beta_a^{\beta_a}}, \tag{12}$$

$$h(q_T) = \sqrt{2e} \frac{q_T}{M} e^{-q_T^2/M^2}, \tag{13}$$

где $|N_a| \leq 1$. Следуя работе [56], для глюонной функции Сиверса можно ввести параметр $\rho = \frac{M^2}{\langle q_T^2 \rangle + M^2}$, тогда (11) примет вид

$$\Delta\Phi_{g/p\uparrow}^N(x, q_T, \mu^2) = 2\mathcal{N}_g(x)f_{g/p}(x, \mu^2) \times \tag{14}$$

$$\times \frac{\sqrt{2e}}{\pi} \frac{\sqrt{1-\rho}}{\rho} q_T \frac{e^{-q_T^2/\rho\langle q_T^2 \rangle}}{\langle q_T^2 \rangle^{3/2}}.$$

Простейшей параметризацией является насыщенная функция Сиверса, для которой выбирается $\mathcal{N}_a(x) = 1$ и $\rho = 2/3$ [58]. Она позволяет оценить максимально возможные асимметрии, а также относительные вклады кварков и глюонов. Расчеты, выполненные с использованием насыщенной функции Сиверса, приводят к асимметриям от 4% до 6%, что значительно превосходит существующие экспериментальные данные, поэтому далее мы не используем данную параметризацию.

В настоящей работе мы рассмотрели три варианта выбора параметров функции Сиверса. Параметры кварковой функции Сиверса, извлеченные фитированием экспериментальных данных, измеренных коллаборациями HERMES и COMPASS, по поперечным односпиновым азимутальным асимметриям в рождении заряженных адронов [59] и в процессах полуинклюзивного ГНР, по поперечным односпиновым азимутальным асимметриям в рождении пионов и каонов, с учетом u, d, s ароматов кварков [60], совместно с параметрами глюонной функции Сиверса, полученными из наилучшего фита в работе [56] для каждой из двух параметризаций кварковой функции Сиверса, будем называть SIDIS1 и SIDIS2 соответственно. Параметры кварковой функции Сиверса, идентичные SIDIS1, совместно с параметрами глюонной функции Сиверса, извлеченными в работе Д’Алесио и соавторов [51], обозначим D2019.

Значения данных параметров вместе со значениями параметра $\langle q_T^2 \rangle$ в формуле (7) приведены в табл. 1 и 2 для кварковой и глюонной параметризаций соответственно.

4. ФОРМАЛИЗМ ЦКИ ОПМ

Кварковая функция Сиверса, извлеченная из экспериментальных данных по полунклюзивному ГНР, может быть использована для описания асимметрий в адрон-адронных соударениях, так как в ОПМ принимается гипотеза об универсальном характере зависимости от внутреннего поперечного импульса партонных функций распределения. Это означает, что в полной амплитуде рассеяния не учитываются эффекты взаимодействий между структурными партонами и мягкими spectatorными остатками поляризованного протона в начальном и конечном состояниях (ВНС и ВКС соответственно), что проиллюстрировано на рис. 2а. Эффекты ВНС и ВКС могут отличаться в различных процессах рассеяния: например, в полунклюзивном ГНР кварк, рожденный в процессе партонного рассеяния, может обмениваться мягкими глюонами с остатками протона, что является ВКС, а в процессе Дрелла–Яна кварк из неполяризованного протона может обмениваться мягкими глюонами с поперечно-поляризованным протоном, инициируя ВНС. Цветовые состояния, порождаемые данными взаимодействиями, могут заметно усложнять цветовую структуру функции Сиверса в протон-протонных взаимодействиях, так как в них присутствуют оба эффекта, ВНС и ВКС [61], вызывая зависимость функции Сиверса от процесса рассеяния, для учета которой было предложено расширение ОПМ — цветовая калибровочно-инвариантная ОПМ (ЦКИ ОПМ) [23–25]. В рамках ЦКИ ОПМ зависимость кварковой функции Сиверса от процесса рассматривается в приближении одноглюонного обмена, которое позволяет перенести данную зависимость в партонные сечения рождения, модифицировав их, но оставляя функцию Сиверса универсальной. Фейнмановские диаграммы, иллюстрирующие ВНС и ВКС в одноглюонном приближении для рождения фотонов в процессах $p^\uparrow p \rightarrow \gamma X$, изображены на рис. 2б и 2в соответственно. Модифицированные партонные сечения рождения имеют такую же форму в терминах переменных Мандельштама, что и жесткие функции твиста-3 коллинеарного подхода [23].

В последующих формулах подхода ЦКИ ОПМ мы будем использовать другое определение для функции Сиверса $\Phi_{1T}^{\perp q}(x_i, q_{Ti}, \mu^2)$, которое связано с $\Delta^N \Phi_{q/p^\uparrow}(x_i, q_{Ti}, \mu^2)$ следующим образом:

$$\Delta^N \Phi_{q/p^\uparrow}(x, q_T, \mu^2) = -\frac{q_T}{M} \Phi_{1T}^{\perp q}(x, q_T, \mu^2). \quad (15)$$

Тогда, чтобы учесть зависимость от процесса кварковой функции Сиверса в рамках ЦКИ ОПМ, в формулах (9) нужно выполнить следующую замену:

$$\begin{aligned} \Phi_{1T}^{\perp q} |\overline{\mathcal{M}(qb \rightarrow \gamma c)}|^2 &\equiv \Phi_{1T}^{\perp q} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \rightarrow \quad (16) \\ &\rightarrow \Phi_{1T}^{\perp qb \rightarrow \gamma c} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* = \frac{C_I^{ij} + C_{F_c}^{ij}}{C_U^{ij}} \Phi_{1T}^{\perp q} \times \\ &\times \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \equiv \Phi_{1T}^{\perp q} |\overline{\mathcal{M}(qb \rightarrow \gamma c)}|^2_{\text{ЦКИ}}, \end{aligned}$$

где индексы в сумме пробегают по всем диаграммам, вносящим вклад в рассматриваемый партонный процесс; C_U^{ij} — цветовой фактор, входящий в $|\overline{\mathcal{M}(qb \rightarrow \gamma c)}|^2$ в неполяризованном случае, C_I^{ij} и $C_{F_c}^{ij}$ — цветовые факторы, возникающие в результате суммирования ВНС и ВКС соответственно для каждой из диаграмм.

Глюонная функция Сиверса в рамках ЦКИ ОПМ представляется в виде линейной комбинации двух независимых и универсальных глюонных распределений $\Phi_{1T}^{\perp g(f)}$ и $\Phi_{1T}^{\perp g(d)}$, с коэффициентами, которые вычисляются для каждого партонного процесса. Два различных глюонных распределения Сиверса отвечают двум возможным способам образования бесцветных комбинаций в трехглюонных вершинах, путем свертки с симметричной ($T_{bc}^a \equiv -if_{abc}$) или антисимметричной ($D_{bc}^a \equiv d_{abc}$) константами цветовой группы $SU(3)$:

$$\begin{aligned} \Phi_{1T}^{\perp g} |\overline{\mathcal{M}(gb \rightarrow \gamma c)}|_U^2 &\equiv \Phi_{1T}^{\perp g} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \rightarrow \quad (17) \\ &\rightarrow \Phi_{1T}^{\perp gb \rightarrow cd} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \equiv \\ &\equiv \left(\Phi_{1T}^{\perp gb \rightarrow cd(f)} + \Phi_{1T}^{\perp gb \rightarrow cd(d)} \right) \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* = \\ &= \frac{C_I^{ij(f)} + C_{F_c}^{ij(f)}}{C_U^{ij}} \Phi_{1T}^{\perp g} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* + \\ &+ \frac{C_I^{ij(d)} + C_{F_c}^{ij(d)}}{C_U^{ij(d)}} \Phi_{1T}^{\perp g} \sum_{i,j} \mathcal{A}_i \mathcal{A}_j^* \equiv \\ &\equiv \Phi_{1T}^{\perp g(f)} |\overline{\mathcal{M}(gb \rightarrow \gamma c)}|_{\text{ЦКИ}(f)}^2 + \\ &+ \Phi_{1T}^{\perp g(d)} |\overline{\mathcal{M}(gb \rightarrow \gamma c)}|_{\text{ЦКИ}(d)}^2. \end{aligned}$$

Детальное обсуждение ВНС и ВКС, с иллюстрациями диаграмм одноглюонных обменов, а также полный набор формул для жестких партонных процессов с цветовыми факторами в ЦКИ ОПМ представлено в работах [23, 57]. Ниже мы

Таблица 1. Наборы параметров для кварковой функции Сиверса

Название	N_u	$N_{\bar{u}}$	N_d	$N_{\bar{d}}$	N_s	$N_{\bar{s}}$	α_u	α_d	α_{sea}	β_u	β_d	$M^2, (\text{ГэВ}/c)^2$	$\langle q_T^2 \rangle, (\text{ГэВ}/c)^2$
SIDIS1	0.32		-1.00				0.29	1.16		0.53	3.77	0.32	0.25
SIDIS2	0.35	0.04	-0.90	-0.40	-0.24	1.00	0.73	1.08	0.79	3.46	3.46	0.34	0.25
D2019	0.32		-1.00				0.29	1.16		0.53	3.77	0.32	0.25

приводим только формулы, соответствующие прямому рождению фотонов:

$$|\mathcal{M}(qq \rightarrow \gamma q)|^2_U = -16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{e_q^2}{N_c} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right), \quad (18)$$

$$|\mathcal{M}(qq \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}} = -|\mathcal{M}(\bar{q}q \rightarrow \gamma \bar{q})|^2_{\text{ЦКИ}} = 16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{N_c}{N_c^2 - 1} e_q^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right), \quad (19)$$

$$|\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow \gamma q)|^2_U = 16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{N_c^2 - 1}{N_c^2} e_q^2 \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right), \quad (20)$$

$$|\mathcal{M}(q\bar{q} \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}} = -|\mathcal{M}(\bar{q}q \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}} = 16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{e_q^2}{N_c^2} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{\hat{t}}{\hat{u}} \right), \quad (21)$$

$$|\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_U = -16\pi^2 \alpha \alpha_s \frac{e_q^2}{N_c} \left(\frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right), \quad (22)$$

$$|\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}(f)} = \frac{1}{2} |\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_U, \quad (23)$$

$$|\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_{\text{ЦКИ}(d)} = -|\mathcal{M}(g\bar{q} \rightarrow \gamma \bar{q})|^2_{\text{ЦКИ}(d)} = \frac{1}{2} |\mathcal{M}(gq \rightarrow \gamma q)|^2_U. \quad (24)$$

Таблица 2. Наборы параметров для глюонной функции Сиверса

Название	N_g	α_g	β_g	ρ	$\langle q_T^2 \rangle, (\text{ГэВ}/c)^2$
SIDIS1	0.65	2.8	2.8	0.687	0.25
SIDIS2	0.05	0.8	1.4	0.576	0.25
D2019	0.25	0.6	0.6	0.100	1.00

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В недавней работе [62] были измерены одно-спиновые асимметрии в рождении прямых фотонов на коллайдере RHIC при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ и центральной области псевдобыстрот $-0.35 < \eta < 0.35$. На рис. 3 мы представляем результаты наших расчетов, выполненных в ОПМ с наборами параметров SIDIS1, SIDIS2 и D2019 в сравнении с экспериментальными данными. На рис. 3 видно, что теоретические расчеты при всех выбранных нами наборах параметров описывают экспериментальные данные в пределах погрешностей, за исключением одной точки в области малых поперечных импульсов.

На рис. 4 мы представляем предсказания, выполненные нами в рамках ОПМ для поперечных асимметрий, порождаемых глюонной и кварковой функциями Сиверса, с параметризацией SIDIS1 для $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б), в зависимости от фейнмановской переменной x_F , в диапазоне поперечного импульса фотона от $4 < p_T < 6$ ГэВ. Сплошной и штриховой линиями обозначены вклады КФС и ГФС соответственно при центральном выборе жесткого масштаба $\mu = p_T$. Зависимость предсказаний от последнего изображена на рисунках точечными линиями, иллюстрирующими границы коридора $p_T/2 < \mu < 2p_T$. Очевидно, что для обоих вкладов, ГФС и КФС, неопределенности, связанные с выбором жесткого масштаба, оказываются незначительными.

Представленные зависимости показывают, что в области отрицательных $x_F < -0.2$ вклад ГФС в полную асимметрию выражен наиболее ярко и монотонно увеличивается с уменьшением x_F . Таким образом, изучая область отрицательных $x_F \lesssim -0.5$, можно провести прямую оценку ГФС, которая, однако, ограничивается экспериментально доступной областью x_F .

На рис. 5 мы представляем вышеуказанные зависимости при выборе параметров функции Сиверса SIDIS2 и D2019. Суммарные вклады КФС и ГФС при различном выборе параметров функции Сиверса представлены на рис. 6.

Мы видим, что наибольшие значения асимметрий предсказываются при выборе параметров

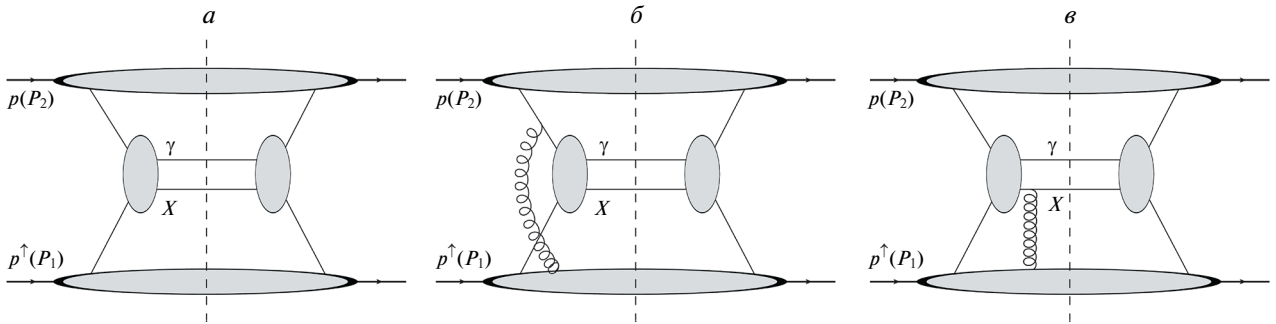


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана, соответствующие процессу $p^\uparrow p \rightarrow \gamma X$ в ОПМ (а), ЦКИ ОПМ для случая ВНС (б), ЦКИ ОПМ для случая ВКС (в).

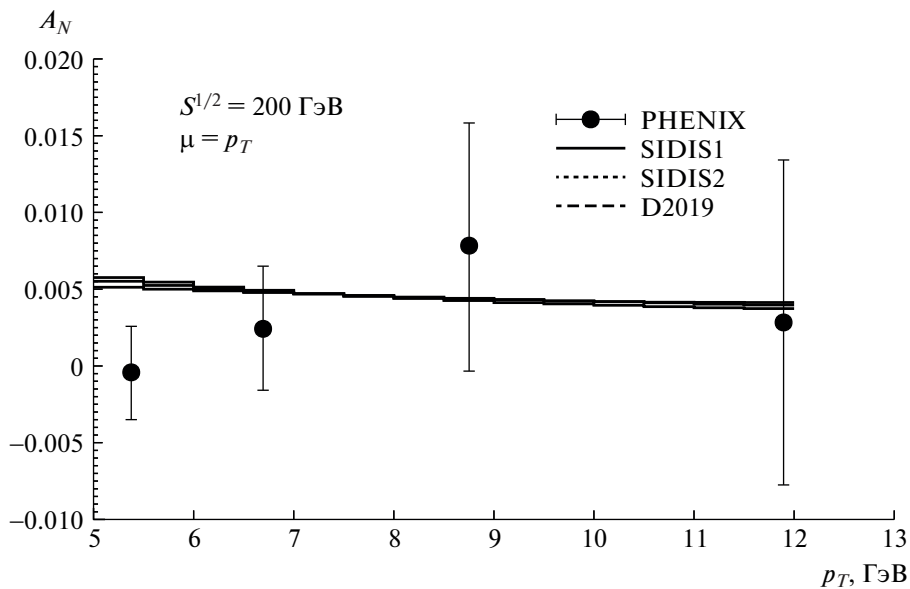


Рис. 3. Односпиновые асимметрии в рождении прямых фотонов при $\sqrt{S} = 200$ ГэВ. Сплошная линия — расчеты в модели ОПМ при выборе параметров SIDIS1, точечная — SIDIS2, штриховая — D2019, точки — экспериментальные данные коллаборации PHENIX [62].

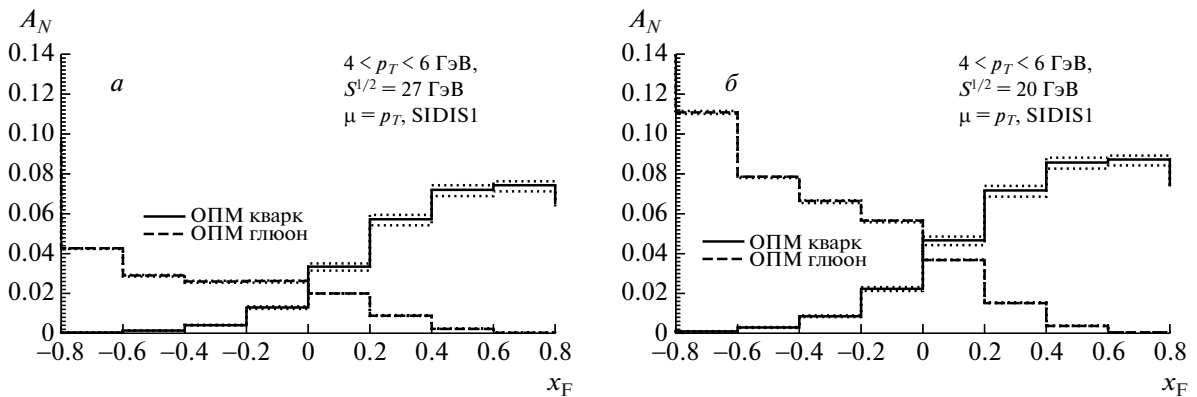


Рис. 4. Зависимости вкладов глюонной и кварковой функций Сиверса от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ и при $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) для параметров SIDIS1 [59].

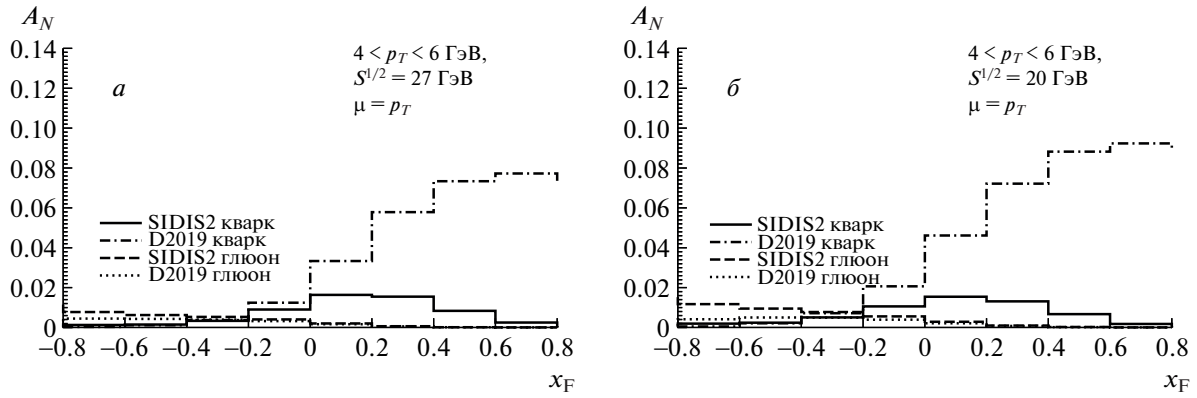


Рис. 5. Зависимости вкладов глюонной и кварковой функций Сиверса от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ и при $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) для параметров SIDIS2 [60] и D2019 [51].

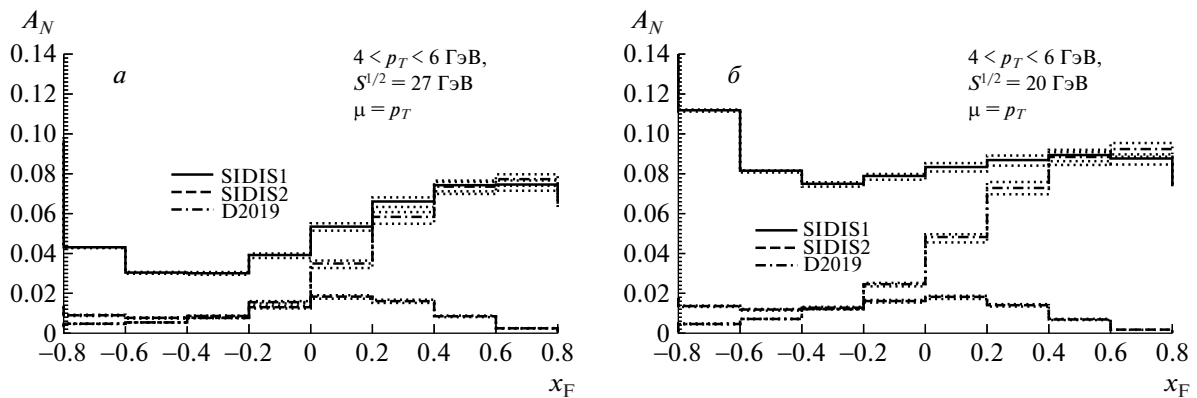


Рис. 6. Зависимости полных асимметрий от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ, $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) при различном выборе параметров функции Сиверса.

SIDIS1. Наименьшие значения асимметрий предсказываются с выбором параметров SIDIS2, не превышая в своем абсолютном максимуме по каждому вкладу, КФС и ГФС, 1.5%. Абсолютные значения вклада ГФС падают с увеличением энергии в с.ц.м., однако анализ экспериментальных данных при относительно малых энергиях $\sqrt{S} < 20$ ГэВ сильно затруднен отделением фоновых процессов от сигнальных. Таким образом, в ОПМ в случае параметризации ГФС SIDIS1 предсказываются 5–10%-ные асимметрии для энергий $\sqrt{S} = 20$ ГэВ и $\sqrt{S} = 27$ ГэВ, что допускает возможность их экспериментального наблюдения.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ В ЦКИ ОПМ

На рис. 7, 8 и 9 мы представляем зависимости вкладов, обусловленных d - и f -глюонной функцией Сиверса, а также кварковой функцией Сиверса, для $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б), при выборе параметров SIDIS1, SIDIS2 и D2019 соответственно. Так как d - и f -глюонные функции

Сиверса являются независимыми, то их вклады могут как складываться, так и взаимосокащаться, т.е. предсказываемые величины асимметрий, наблюдаемых в эксперименте, лежат в пределах от 0 до удвоенной абсолютной величины вклада d (f) ГФС. Абсолютные величины асимметрий, обусловленные КФС, в ЦКИ ОПМ остаются такими же, как и в ОПМ, но меняют знак.

7. ВЫВОДЫ

В данной работе мы провели расчет поперечных односпиновых асимметрий в рождении прямых фотонов в $p^\uparrow p$ -соударениях на коллайдере NICA при энергиях $\sqrt{S} = 20$ ГэВ и $\sqrt{S} = 27$ ГэВ, используя подход в ОПМ, основанный на гипотезе о существовании зависящей от поперечного импульса функции Сиверса кварков и глюонов как в ОПМ, так и в ее цветовом калибровочно-инвариантном расширении. В рамках ОПМ мы успешно описали существующие экспериментальные данные коллаборации PHENIX [53] по односпиновым асиммет-

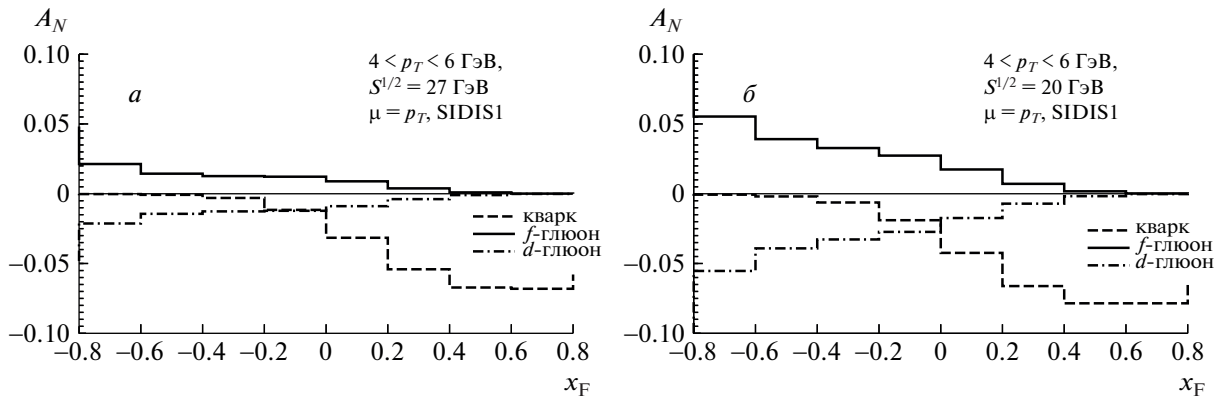


Рис. 7. Зависимости вкладов глюонной и кварковой функций Сиверса от x_F при $4 < p_T < 6$ ГэВ для $\sqrt{S} = 27$ ГэВ (а) и $\sqrt{S} = 20$ ГэВ (б) при выборе параметров SIDIS1 [59] в модели ЦКИ ОПМ.

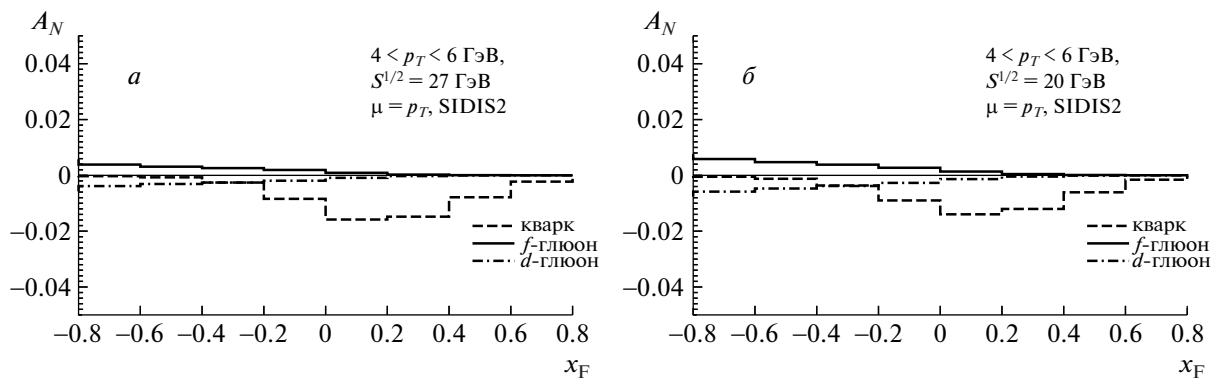


Рис. 8. То же, что на рис. 7, при выборе параметров SIDIS2 [60].

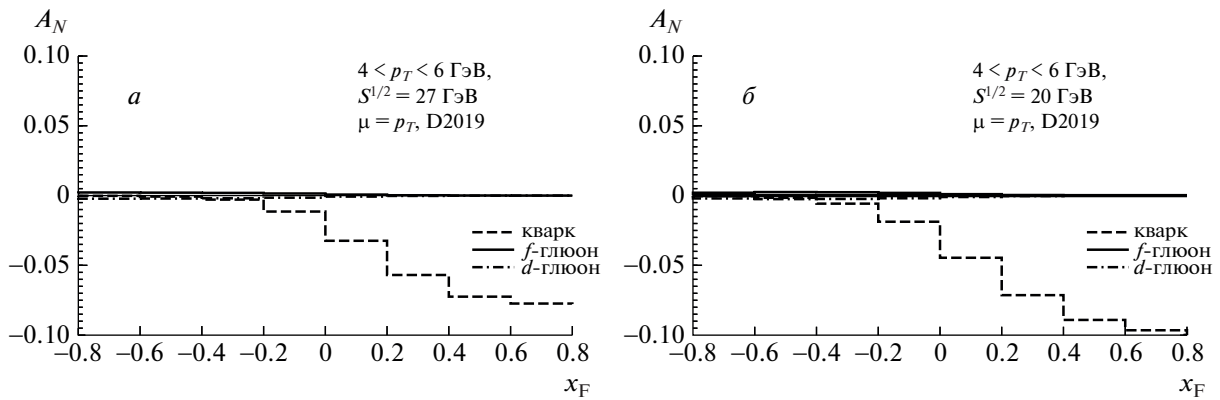


Рис. 9. То же, что на рис. 7, при выборе параметров D2019 [51].

риям в прямом рождении фотонов, подтверждая адекватность использованной модели.

Мы определили соотношение вкладов, обусловленных глюонной и кварковой функциями Сиверса, в ожидаемые асимметрии, и выделяем область $x_F < -0.4$ как кинематически возможную для извлечения глюонной функции Сиверса в случае реализации благоприятного для ее наблюдения сце-

нария. Мы рассмотрели три различных варианта параметризации функций Сиверса, среди которых выделяем параметризацию SIDIS1 [59] как наиболее оптимистичный сценарий для наблюдения односпиновых асимметрий, вызываемых ГФС. С использованием данной параметризации в обоих подходах, ОПМ и ЦКИ ОПМ, мы предсказываем возможность обнаружения поперечных асим-

метрий, порождаемых ГФС, вплоть до 5–10%, в кинематически доступной для измерений области отрицательных x_F и при наиболее перспективных для их наблюдения энергиях NICA $\sqrt{S} = 20$ ГэВ и $\sqrt{S} = 27$ ГэВ. Для ЦКИ ОПМ эта оценка справедлива в случае, если вклады d - и f -глюонных функций Сиверса оказываются одного знака. Как указывалось ранее в работах [57], мы не можем исключить ни один из рассмотренных сценариев возникновения поперечных асимметрий.

Работа выполнена частично в рамках выполнения Государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации образовательным и исследовательским институтам по проекту FSSS-2020-0014. Авторы благодарят за полезные комментарии и плодотворные дискуссии А. Гуськова, И. Денисенко, О. Теряева и других членов коллаборации SPD NICA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Sivers, Phys. Rev. D **41**, 83 (1990).
2. D. Boer and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **57**, 5780 (1998).
3. P. J. Mulders and R. D. Tangerman, Nucl. Phys. B **461**, 197 (1996).
4. A. Bacchetta, U. D'Alesio, M. Diehl, and C. Andy Miller, Phys. Rev. D **70**, 117504 (2004).
5. A. Bacchetta and M. Radici, Phys. Rev. Lett. **107**, 212001 (2011).
6. V. Barone, F. Bradamante, and A. Martin, Prog. Part. Nucl. Phys. **65**, 267 (2010).
7. M. G. Perdekamp and F. Yuan, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **65**, 429 (2015).
8. E. C. Aschenauer, U. D'Alesio, and F. Murgia, Eur. Phys. J. A **52**, 156 (2016).
9. U. D'Alesio and F. Murgia, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 394 (2008).
10. A. Arbutov, A. Bacchetta, M. Butenschoen, F. G. Celiberto, U. D'Alesio, M. Deka, I. Denisenko, M. G. Echevarria, A. Efremov, N. Ya. Ivanov, A. Guskov, A. Karpishkov, Ya. Klopot, B. A. Kniehl, A. Kotzinian, S. Kumano, *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **119**, 103858 (2021).
11. A. В. Ефремов, О. В. Теряев, ЯФ **36**, 242 (1982) [A. V. Efremov and O. V. Teryaev, Sov. J. Nucl. Phys. **36**, 140 (1982)].
12. C. Kouvaris, J.-W. Qiu, W. Vogelsang, and F. Yuan, Phys. Rev. D **74**, 114013 (2006).
13. H. Eguchi, Y. Koike, and K. Tanaka, Nucl. Phys. B **763**, 198 (2007).
14. Y. Koike and T. Tomita, Phys. Lett. B **675**, 181 (2009).
15. K. Kanazawa, Y. Koike, A. Metz, and D. Pitonyak, Phys. Rev. D **89**, 111501(R) (2014).
16. X. Ji, J.-P. Ma, and F. Yuan, Phys. Rev. D **71**, 034005 (2005).
17. S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and I. Schmidt, Phys. Lett. B **530**, 99 (2002).
18. S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and I. Schmidt, Nucl. Phys. B **642**, 344 (2002).
19. A. Bacchetta, M. Diehl, K. Goeke, A. Metz, P. J. Mulders, and M. Schlegel, JHEP **0702**, 093 (2007).
20. D. Boer, P. J. Mulders, and F. Pijlman, Nucl. Phys. B **667**, 201 (2003).
21. R. P. Feynman, R. D. Field, and G. C. Fox, Phys. Rev. D **18**, 3320 (1978).
22. X. Ji, J.-P. Ma, and F. Yuan, Phys. Lett. B **597**, 299 (2004).
23. L. Gamberg and Z.-Bo Kang, Phys. Lett. B **696**, 109 (2011).
24. U. D'Alesio, L. Gamberg, Z.-Bo Kang, F. Murgia, and C. Pisano, Phys. Lett. B **704**, 637 (2011).
25. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, Phys. Part. Nucl. **45**, 110 (2014).
26. X. Ji, J.-W. Qiu, W. Vogelsang, and F. Yuan, Phys. Rev. Lett. **97**, 082002 (2006).
27. Y. Koike, W. Vogelsang, and F. Yuan, Phys. Lett. B **659**, 878 (2008).
28. A. Bacchetta, D. Boer, M. Diehl, and P. J. Mulders, JHEP **0808**, 023 (2008).
29. L. Gamberg and Z.-Bo Kang, Phys. Lett. B **718**, 181 (2012).
30. R. M. Godbole, A. Misra, A. Mukherjee, and V. S. Rawoot, Phys. Rev. D **85**, 094013 (2012).
31. R. M. Godbole, A. Kaushik, and A. Misra, Phys. Rev. D **94**, 114022 (2016).
32. R. M. Godbole, A. Kaushik, A. Misra, V. Rawoot, and B. Sonawane, Phys. Rev. D **96**, 096025 (2017).
33. R. M. Godbole, A. Kaushik, and A. Misra, Phys. Rev. D **97**, 076001 (2018).
34. S. Padval, R. M. Godbole, A. Kaushik, A. Misra, and V. S. Rawoot, Phys. Rev. D **103**, 036008 (2021).
35. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, and F. Murgia, Phys. Rev. D **73**, 014020 (2006).
36. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, F. Murgia, and A. Prokudin, Phys. Rev. D **86**, 074032 (2012).
37. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, S. Melis, F. Murgia, and A. Prokudin, Phys. Rev. D **88**, 054023 (2013).
38. D. Boer, C. Lorcé, C. Pisano, and J. Zhou, Adv. High Energy Phys. **2015**, 371396 (2015).
39. H. Baer, J. Ohnemus, and J. F. Owens, Phys. Rev. D **42**, 61 (1990).
40. L. E. Gordon and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **50**, 1901 (1994).
41. M. Fontannaz, J. Ph. Guillet, and G. Heinrich, Eur. Phys. J. C **21**, 303 (2001).
42. X. Chen, T. Gehrmann, N. Glover, M. Höfer, and A. Huss, JHEP **2004**, 166 (2020).

43. S. Catani, M. Fontannaz, J. P. Guillet, and E. Pilon, *JHEP* **0205**, 028 (2002).
44. M. Glück, L. E. Gordon, E. Reya, and W. Vogelsang, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 388 (1994).
45. X.-N. Wang, *Phys. Rev. C* **61**, 064910 (2000).
46. L. Apanasevich *et al.* (Fermilab E706 Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2642 (1998).
47. M. Anselmino and F. Murgia, *Phys. Lett. B* **442**, 470 (1998).
48. M. Boglione, U. D'Alesio, and F. Murgia, *Phys. Rev. D* **77**, 051502(R) (2008).
49. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, E. Leader, S. Melis, and F. Murgia, in *Proceedings of the 2nd International Workshop on Transverse Polarization Phenomena in Hard Processes (Transversity 2008), Ferrara, Italy, 2008*, Ed. by G. Ciullo, M. Contalbrigo, D. Hasch, and P. Lenisa (World Sci., Singapore, 2009), p. 122.
50. U. D'Alesio and F. Murgia, *Phys. Rev. D* **70**, 074009 (2004).
51. U. D'Alesio, C. Flore, F. Murgia, C. Pisano, and P. Taels, *Phys. Rev. D* **99**, 036013 (2019).
52. J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky, and W. K. Tung, *JHEP* **0207**, 012 (2002).
53. T. Sakaguchi (for the PHENIX Collab.), *Acta Phys. Hung. A* **25**, 409 (2006).
54. C.-Y. Wong and H. Wang, *Phys. Rev. C* **58**, 376 (1998).
55. S. M. Aybat, J. C. Collins, J. W. Qiu, and T. C. Rogers, *Phys. Rev. D* **85**, 034043 (2012).
56. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, *JHEP* **1509**, 119 (2015).
57. R. M. Godbole, A. Kaushik, A. Misra, and S. Padval, *Phys. Rev. D* **99**, 014003 (2019).
58. U. D'Alesio, F. Murgia, and C. Pisano, *Phys. Rev. D* **83**, 034021 (2011).
59. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, F. Murgia, and A. Prokudin, *Phys. Rev. D* **72**, 094007 (2005).
60. M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, S. Melis, F. Murgia, A. Prokudin, and C. Türk, *Eur. Phys. J. A* **39**, 89 (2007).
61. A. Bacchetta, C. J. Bomhof, P. J. Mulders, and F. Pijlman, *Phys. Rev. D* **72**, 034030 (2005).
62. U. A. Acharya, C. Aidala, Y. Akiba, M. Alfred, V. Andrieux, N. Apadula, H. Asano, B. Azmoun, V. Babintsev, N. S. Bandara, K. N. Barish, S. Bathe, A. Bazilevsky, M. Beaumier, R. Belmont, A. Berdnikov, *et al.* (PHENIX Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **127**, 162001 (2021).

GLUON SIVERS FUNCTION IN SINGLE-SPIN ASYMMETRIES OF DIRECT PHOTONS AT NICA COLLIDER

V. Saleev^{1),2)}, A. Shipilova^{1),2)}

¹⁾*Samara University, Samara, Russia*

²⁾*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

In this paper, we study transverse single-spin asymmetries in the direct photon production at the NICA collider in the generalized parton model and its color gauge-invariant extension. Predictions for potential measurements of asymmetries at different energies of the NICA collider are presented. A kinematic region is identified where the gluon Sivers function contribution dominates over the quark Sivers function one.