

ВКЛАД ПОДПРОЦЕССА КЭД КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОДОЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA

М. Р. Ализаде^{а, 1}, *А. И. Ахмедов*^{а, б}, *А. Б. Арбузов*^{в, 2}

^а Бакинский государственный университет, Баку

^б Институт физических проблем Бакинского государственного университета, Баку

^в Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены вклады подпроцессов смешанного хромоэлектродинамического $qg \rightarrow q\gamma$ и чисто электродинамического $q\gamma \rightarrow q\gamma$ комптоновского рассеяния в процесс рождения прямых фотонов при столкновении поляризованных протонов. Исследована зависимость дифференциального сечения от суммы энергий сталкивающихся протонов \sqrt{s} , поперечного импульса p_T фотонов, косинуса угла рассеяния $\cos \theta$ и псевдобыстроты фотонов y . Показано, что поляризация начальных частиц существенно влияет на полное сечение и дифференциальные распределения. Вклад чисто электродинамического комптоновского подпроцесса зависит от поляризации и во многих кинематических областях количественно важен в дифференциальном сечении процесса рождения прямых фотонов при энергиях ускорительного комплекса NICA и, соответственно, должен быть учтен при симуляции и анализе экспериментальных данных. Вычислена двухспиновая асимметрия процесса рождения прямых фотонов. Показано, что вклады подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ в двухспиновую асимметрию сильно зависят от поляризации начальных частиц.

Contributions of the subprocesses of mixed chromo-electrodynamic $qg \rightarrow q\gamma$ and pure electrodynamic $q\gamma \rightarrow q\gamma$ Compton scattering to the process of prompt photon production in the collision of longitudinal polarized protons are considered. The dependence of the differential cross section on the sum of the energies of colliding protons \sqrt{s} , the transverse momentum p_T of photons, the cosine of the scattering angle $\cos \theta$ and the rapidity of photons y is studied. It is shown that polarization of the initial particles strongly affects the total cross section and differential distributions. The contribution of the purely electrodynamic subprocess depends on the polarization, and for many domains of kinematics is numerically important in the differential cross section of the direct photon

¹E-mail: mohsunalizade@gmail.com

²E-mail: arbuzov@theor.jinr.ru

production process at the energies of the NICA accelerator and, accordingly, should be taken into account in simulation and analysis of experimental data. The double-spin asymmetry of the prompt photon production process is calculated. It is shown that the contributions of the subprocesses $qg \rightarrow q\gamma$ and $q\gamma \rightarrow q\gamma$ to the double-spin asymmetry strongly depend on the polarization of the initial particles.

PACS: 13.60.Fz; 13.85.Qk; 13.88.+e; 12.39.Ba

ВВЕДЕНИЕ

Измерение спектров прямых фотонов имеет особое значение для исследований адронных и ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Фотоны нейтральны по цвету и имеют большой свободный пробег даже в плотной адронной материи, а также в окружении свободных в результате деконфайнмента кварков и глюонов [1–3]. Процесс рождения прямых фотонов играет важную роль в определении распределения глюонов в протоне и проверке некоторых аспектов пертурбативной квантовой хромодинамики (пКХД). Анализ подпроцессов, в которых участвуют морские кварки и глюоны, позволяет более детально изучить структуру протона [4–6].

В работах [7–9] изучалось рождение прямых фотонов в подпроцессах кварк-глюонного комптоновского рассеяния и аннигиляции кварк-антикварковой пары в протон-протонных столкновениях при энергиях коллайдеров LHC, Tevatron и RHIC. Было установлено, что подпроцессы смешанного квантового хромодинамического комптоновского рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$ и аннигиляции кварк-антикварковой пары в глюон и фотон $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ являются основными каналами рождения прямых фотонов при высоких энергиях [7–9]. С помощью программы JETPHOX, работающей по методу Монте Карло, в [10–12] была проведена симуляция рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при высоких энергиях.

Экспериментальные исследования при энергиях в системе центра масс порядка 38,76 ГэВ проводились в работе [13]. Было обнаружено заметное превышение выхода прямых фотонов по сравнению с экспериментальными предсказаниями, что дает дополнительную мотивацию новых исследований данного процесса.

Ранее мы рассмотрели процесс рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергиях NICA [14–16]. В рамках этого исследования были учтены подпроцессы как смешанного хромодинамического комптоновского рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$, так и аннигиляции кварк-антикварковой пары и тормозного излучения. Было обнаружено, что в дифференциальное сечение процесса рождения прямых фотонов при протон-протонном столкновении при энергиях системы центра масс порядка 10 ГэВ дают примерно одинаковые вклады подпроцессы смешанного хромодинамического рассеяния и аннигиляции кварк-антикварковой пары, в то время как вклад тормозного излучения можно считать пренебрежимо малым. Кроме того, найдено, что вклад чисто электродинамического комптоновского рассеяния на кварках составляет 10% от смешанного комптоновского рассеяния [16].

Исследование столкновений поляризованных протонов в эксперименте NICA SPD имеет большое значение для понимания внутренней структуры протона. Столкновения поляризованных протонов позволяют исследовать спин-спиновые взаимодействия частиц. Кроме того, другим важным объектом является исследование асимметрии

процесса, что позволяет изучать распределение спина внутри протона [5, 8, 17]. Целью данной работы является оценка вклада чисто электродинамического подпроцесса комптоновского рассеяния $q\gamma \rightarrow q\gamma$ в дифференциальное сечение рождения прямых фотонов с учетом поляризации начальных частиц.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОДПРОЦЕССОВ

$$qg \rightarrow q\gamma \text{ И } q\gamma \rightarrow q\gamma$$

Рассмотрим сначала дифференциальные сечения подпроцессов на партонном уровне. Инварианты Мандельштама подпроцесса смешанного хромоелектродинамического комптоновского рассеяния $q(p_1) + g(k_1) \rightarrow q(p_2) + \gamma(k_2)$ определены так:

$$\hat{s} = (k_1 + p_1)^2, \quad \hat{t} = (k_1 - k_2)^2, \quad \hat{u} = (p_1 - k_2)^2.$$

Поляризация начальных кварков была учтена стандартным образом [18]:

$$U(p_1)\bar{U}(p_1) = \frac{1}{2}\hat{p}_1(1 - \gamma_5\lambda_1),$$

где λ_1 — спиральность начального кварка. Для учета поляризации начального глюона (фотона) четырехмерные векторы начальных частиц записаны, как в [19]:

$$\hat{e}^{\lambda_2}(k_1) = \frac{(1 + \lambda_2\gamma^5)\hat{k}_2\hat{q}\hat{k}_1 + (1 - \lambda_2\gamma^5)\hat{k}_1\hat{q}\hat{k}_2}{4\sqrt{(k_1k_2)(k_1q)(k_2q)}},$$

где λ_2 — спиральность начального глюона (фотона).

Квадрат модуля матричного элемента для подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ с учетом поляризации сталкивающихся частиц, просуммированный по спину конечных частиц, имеет вид

$$|\bar{M}|_{\text{pol}}^2 = -\frac{4e^2e_q^2g_s^2}{3\pi} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}}(1 - 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + \frac{\hat{u}}{\hat{s}}(1 + 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) \right),$$

где e — элементарный заряд; e_q — электрический заряд кварка; g_s — калибровочная константа сильного взаимодействия.

Дифференциальное сечение подпроцесса с учетом поляризации сталкивающихся частиц имеет вид

$$\left. \frac{d\hat{\sigma}(qg \rightarrow q\gamma)}{d\hat{t}} \right|_{\text{pol}} = -\frac{\pi\alpha_s\alpha_{\text{QED}}e_q^2}{3\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}}(1 - 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + \frac{\hat{u}}{\hat{s}}(1 + 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) \right),$$

где α_s — константа сильного взаимодействия на масштабе факторизации, который мы выбираем равным \hat{s} ; $\alpha_{\text{QED}} = e^2/(4\pi)$ — постоянная тонкой структуры.

Инварианты Мандельштама для подпроцесса $q(p_1) + \gamma(k_1) \rightarrow q(p_2) + \gamma(k_2)$ выбраны полностью аналогично предыдущему случаю. Квадрат модуля матричного элемента с учетом поляризации сталкивающихся частиц, просуммированный по спину конечных частиц, имеет вид

$$|\bar{M}|_{\text{pol}}^2 = -\frac{8e^2e_q^2}{27} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}}(1 - 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + \frac{\hat{u}}{\hat{s}}(1 + 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) \right).$$

Используя последнее выражение для дифференциального сечения подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ с учетом поляризации сталкивающихся частиц, получим

$$\left. \frac{d\hat{\sigma}(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\hat{t}} \right|_{\text{pol}} = -\frac{2\pi\alpha_{\text{QED}}^2 e_q^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{u}} (1 - 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + \frac{\hat{u}}{\hat{s}} (1 + 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) \right).$$

Легко получить следующее соотношение между дифференциальными сечениями без $d\hat{\sigma}/d\hat{t}|_{\text{unpol}}$ [16] и с учетом поляризации $d\hat{\sigma}/d\hat{t}|_{\text{pol}}$ для подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$:

$$\left. \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right|_{\text{pol}} = \frac{(\hat{s}^2 (1 - 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2) + \hat{u}^2 (1 + 2\lambda_1\lambda_2 + \lambda_2^2))}{(\hat{s}^2 + \hat{u}^2)} \left(\left. \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right|_{\text{unpol}} \right).$$

Дифференциальное сечение на адронном уровне получается после свертки с функциями партонных распределений с учетом поляризации $G_{r_1/h_1}(x_1)$ и $G_{r_2/h_2}(x_2)$, где $r_{1,2}$ — партон (кварк, глюон или фотон) на масштабе факторизации \hat{s} [20]:

$$d\sigma_{\text{pol}} = \int G_{r_1/h_1}(x_1) G_{r_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 d\hat{\sigma}_{\text{pol}}. \quad (1)$$

Функции неполяризованных и поляризованных партонных распределений CT14QED мы берем из работ [21, 22] и [23] соответственно.

В частности, для дифференциальных распределений по быстрой и квадрату поперечного импульса мы получаем следующие выражения:

$$\left. \frac{d\sigma}{dy} \right|_{\text{pol}} = \int (-t) G_{r_1/h_1}(x_1) G_{r_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 \left. \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right|_{\text{pol}}, \quad (2)$$

$$\left. \frac{d\sigma}{dp_T^2} \right|_{\text{pol}} = \int \left(\frac{-t}{2p_T^2} \right) G_{r_1/h_1}(x_1) G_{r_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 \left. \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \right|_{\text{pol}}. \quad (3)$$

Известно, что при больших значениях x доля партонных типа фотон в протоне может быть сравнима с долей морских кварков [21, 22]. Распределение (поляризованных) фотонов в протоне мы учитываем, следуя работе [21]:

$$G_{\gamma/p}(x, Q_0) = \frac{\alpha_{\text{QED}}}{2\pi} \left(A_u e_u^2 \tilde{P}_{\gamma q} \otimes u^0(x) + A_d e_d^2 \tilde{P}_{\gamma q} \otimes d^0(x) \right),$$

где $A_i = \ln(Q_0^2/m_i^2)$, а $\tilde{P}_{\gamma q} = (1 + (1-z)^2)/z$ — функция расщепления; Q_0 — масштаб факторизации. В ведущем приближении начальные партонные (кварк, глюон или фотон) имеют такую же спиральность, как сталкивающиеся протоны [24].

Для рассматриваемых процессов полезно изучить двухспиновую асимметрию [25]

$$A_{LL} = \frac{\sigma^{\uparrow\uparrow} - \sigma^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\uparrow} + \sigma^{\uparrow\downarrow}},$$

где $\sigma^{\uparrow\uparrow}$, $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ — это сечения процессов с сонаправленными и противоположно направленными поляризациями сталкивающихся протонов соответственно. На партонном уровне выражение для асимметрии имеет вид

$$\hat{A}_{LL} = \frac{(\hat{u}^2 - \hat{s}^2)}{(\hat{u}^2 + \hat{s}^2)}.$$

Используя формулы для дифференциальных сечений, мы можем записать выражение для двухспиновой асимметрии на адронном уровне:

$$A_{LL} = P_1 P_2 \frac{\int \Delta G_{r_1/h_1}(x_1) \Delta G_{r_2/h_2}(x_2) \hat{A}_{LL} d\hat{\sigma}_{\text{unpol}} dx_1 dx_2}{\int G_{r_1/h_1}(x_1) G_{r_2/h_2}(x_2) d\hat{\sigma}_{\text{unpol}} dx_1 dx_2},$$

где P_1 и P_2 — степени поляризации сталкивающихся протонов; $\Delta G_{r_i/h_i}(x) = G_{r_i/h_i}^\uparrow(x) - G_{r_i/h_i}^\downarrow(x)$ — разность партонных распределений для разных направлений поляризации; $G_{r/h}(x) = G_{r/h}^\uparrow(x) + G_{r/h}^\downarrow(x)$ — суммарное партонное распределение; $d\hat{\sigma}_{\text{unpol}}$ — неполяризованное партонное сечение; $d\hat{\sigma}_{\text{pol}}$ — поляризованное партонное сечение, зависящее от направления спинов.

Из выражений двухспиновой асимметрии видно, что асимметрия нетривиальным образом зависит и от спиральностей и кинематических переменных партоннов.

Рассматривая отношение сечений $\hat{R} = \frac{d\hat{\sigma}(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\hat{\sigma}(qg \rightarrow q\gamma)}$ на партонном уровне, получим следующее значение: $\hat{R} \approx 11$. Но необходимо учесть также разницу в поляризованных партонных распределениях, что будет сделано ниже. Для сравнения вкладов подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ рассмотрим зависимость отношения дифференциальных сечений на адронном уровне $R = \frac{d\sigma(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\sigma(qg \rightarrow q\gamma)}$ от суммы энергии сталкивающихся частиц \sqrt{s} , поперечного импульса p_T рожденных фотонов, косинуса угла рассеяния рожденного фотона и его быстроты y . Кроме того, можно исследовать влияние поляризации частиц на подпроцессы $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ по отдельности.

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 показаны зависимости полных сечений σ подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ без и с учетом поляризации начальных частиц от суммы энергий сталкивающихся протонов \sqrt{s} при следующих ограничениях на поперечный импульс фотона и его быстроту: $p_T \geq 0,5$ ГэВ/с и $-2 \leq y \leq 2$.

Как видно из рис. 1, с увеличением суммы энергий сталкивающихся частиц \sqrt{s} в интервале [2; 10] ГэВ адронные сечения с учетом отдельных подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ увеличиваются. Поляризация начальных частиц может увеличивать или уменьшать сечение в зависимости от спиральности. При одинаковых знаках поляризации начальных частиц полное сечение уменьшается (кривые $1''$ и $2''$) по сравнению с неполяризованным случаем (кривые 1 и 2), а при разных знаках — увеличивается (кривые $1'$ и $2'$).

На рис. 2 показана зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dp_T^2$ от поперечного импульса p_T рожденных прямых фотонов без и с учетом поляризации начальных частиц.

Из зависимости дифференциального сечения подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ от поперечного импульса p_T рожденных прямых фотонов видно, что наличие поляризации начальных частиц может как увеличивать, так и уменьшать дифференциальное сечение подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ аналогично тому, что наблюдалось и для зависимости полного сечения от суммы энергий сталкивающихся частиц \sqrt{s} . Влияние поляризации ощутимо в интервале изменения $p_T \in [1; 4]$ ГэВ/с.

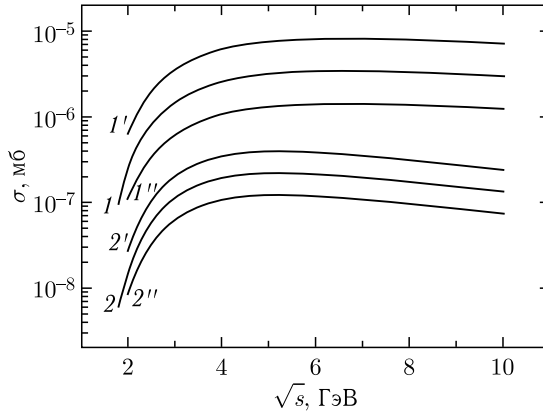


Рис. 1. Зависимость полного сечения с подпроцессами $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ без учета поляризации (кривые 1 и 2 соответственно) и с учетом поляризации сталкивающихся протонов при $P_1, P_2 = 0,9, -0,9$ (кривые 1' и 2' соответственно) и при $P_1 = P_2 = \pm 0,9$ (кривые 1'' и 2'' соответственно) от суммы энергий сталкивающихся протонов \sqrt{s}

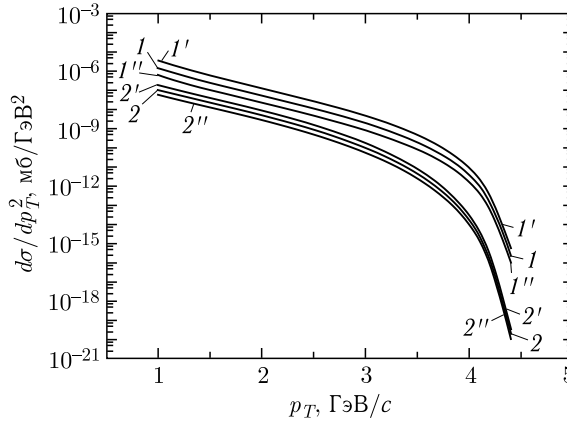


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dp_T^2$ для вкладов подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ от поперечного импульса p_T рожденного прямого фотона без учета поляризации (кривые 1 и 2 соответственно), с учетом поляризации сталкивающихся протонов при $P_1, P_2 = 0,9, -0,9$ (кривые 1' и 2' соответственно) и при $P_1 = P_2 = \pm 0,9$ (кривые 1'' и 2'' соответственно) при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ

На рис.3 показаны кривые зависимости дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния прямых фотонов относительно оси сталкивающихся пучков. Видно, что наличие поляризации не меняет характера зависимости сечения от косинуса угла рассеяния прямого фотона. Максимальное значение дифференциального сечения достигается при углах вылета, близких к 16 и 164° , соответствующих границам выбранного диапазона быстрот.

На рис.4 показана зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dy$ для вкладов подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ без и с учетом поляризации начальных частиц

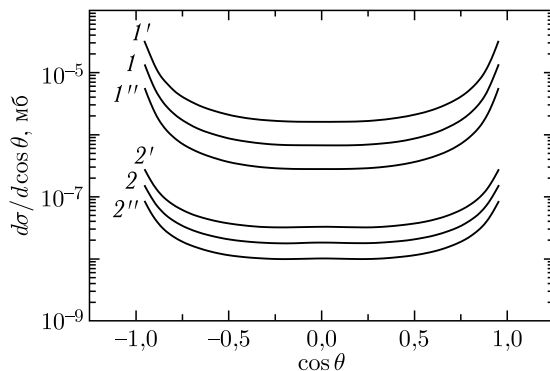


Рис. 3. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/(d \cos \theta)$ от косинуса угла рассеяния прямых фотонов для вкладов подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ без учета поляризации (кривые 1 и 2 соответственно), с учетом поляризации сталкивающихся протонов при $P_1, P_2 = 0,9, -0,9$ (кривые 1' и 2' соответственно) и при $P_1 = P_2 = \pm 0,9$ (кривые 1'' и 2'' соответственно) при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ

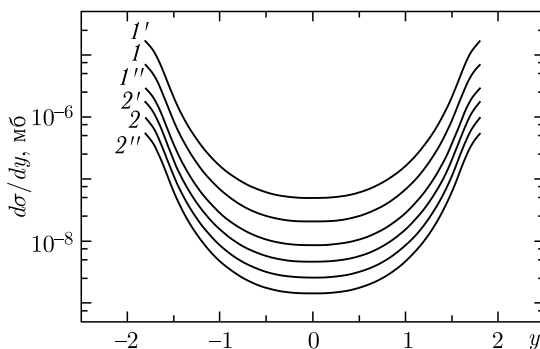


Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения $d\sigma/dy$ от быстроты прямых фотонов y для вкладов подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ без учета поляризации (кривые 1 и 2 соответственно), с учетом поляризации сталкивающихся протонов при $P_1, P_2 = 0,9, -0,9$ (кривые 1' и 2' соответственно) и при $P_1 = P_2 = \pm 0,9$ (кривые 1'' и 2'' соответственно) при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ

от быстроты прямых фотонов y . Видно, что значение дифференциального сечения максимальное на границах при $y = \pm 1,95$ и убывает с изменением значения y . Дифференциальное сечение имеет минимальное значение при $y = 0$.

На рис. 5 показана зависимость двухспиновой асимметрии от суммы энергий сталкивающихся начальных частиц \sqrt{s} , поперечного импульса прямых фотонов p_T и от быстроты y . Как видно из рис. 5, а, двухспиновая асимметрия увеличивается для подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ (кривая 2) и уменьшается для подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ (кривая 1) с ростом суммы энергий сталкивающихся частиц, со степенями поляризации начальных протонов $P_1, P_2 = 0,9, \pm 0,9$. Из зависимостей двухспиновой асимметрии от поперечного импульса прямых фотонов p_T видно, что при степенях поляризации $P_1, P_2 = 0,9, \pm 0,9$ двухспиновая асимметрия для вклада подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$

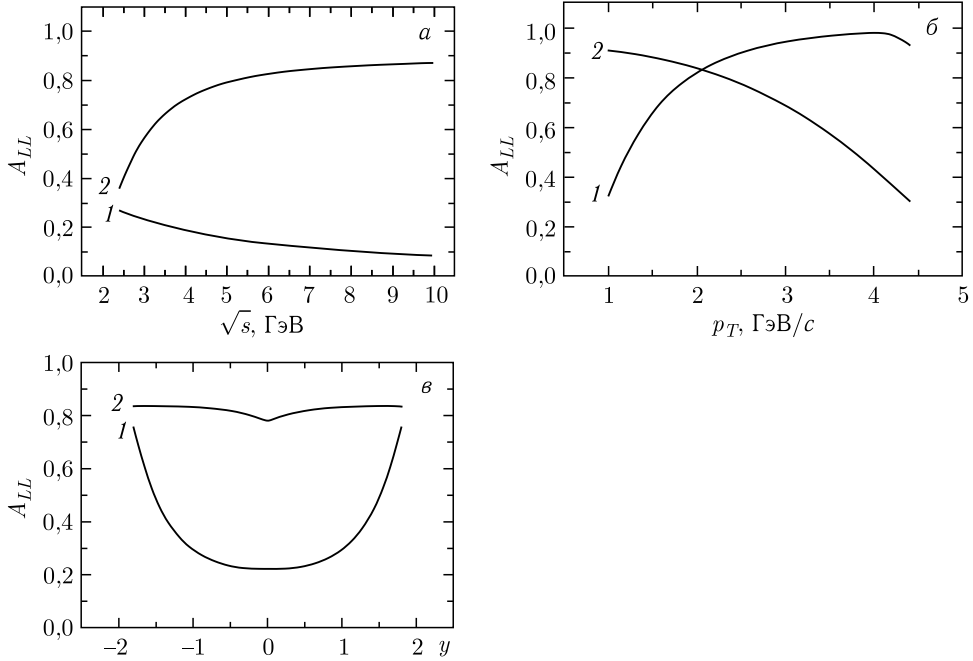


Рис. 5. Зависимость двухспиновой асимметрии от суммы энергии сталкивающихся частиц (а), поперечного импульса прямых фотонов p_T (б) и быстроты (в) для подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ при $P_1, P_2 = 0,9, \pm 0,9$ (кривые 1 и 2 соответственно) и при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ

(кривая 2) уменьшается, а для вклада подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ (кривая 1) увеличивается с увеличением p_T (рис. 5, б). Из рис. 5, в видно, что двухспиновая асимметрия для подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ наиболее выражена при больших значениях быстроты $|y|$ (кривая 2). Это может свидетельствовать о том, что спин-зависимые эффекты усиливаются для частиц, движущихся вдоль оси столкновения. Для подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ двухспиновая асимметрия изменяется незначительно относительно изменения значения $|y|$ (кривая 1).

На рис. 6 показана трехмерная зависимость двухспиновой асимметрии от степеней поляризации P_1 и P_2 начальных частиц. Видно, что максимальное значение двухспиновой асимметрии достигается при противоположных значениях P_1 и P_2 .

На рис. 7 представлены зависимости отношения $R = \frac{d\sigma(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\sigma(qg \rightarrow q\gamma)}$ на адронном уровне от суммы энергии сталкивающихся частиц, поперечного импульса прямых фотонов p_T , косинуса угла рассеяния и быстроты y при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ. Как видно из рис. 7, а, с увеличением значения суммы энергии сталкивающихся частиц \sqrt{s} значение R увеличивается. Максимальное значение R принимает при $\sqrt{s} \approx 3,2$ ГэВ. Далее значение R уменьшается.

С увеличением поперечного импульса p_T значение R увеличивается в интервале $p_T \in [1; 4,4]$ и достигает своего максимального значения $R \approx 6$ или 12% при $p_T = 4,4$ ГэВ/c (см. рис. 7, б) в зависимости от выбора комбинаций степеней поляризации.

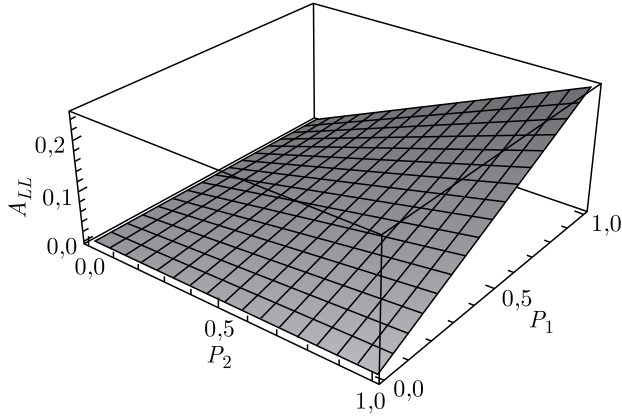


Рис. 6. Трехмерная зависимость двухспиновой асимметрии вкладов подпроцессов $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ от степеней поляризации P_1 и P_2 при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ

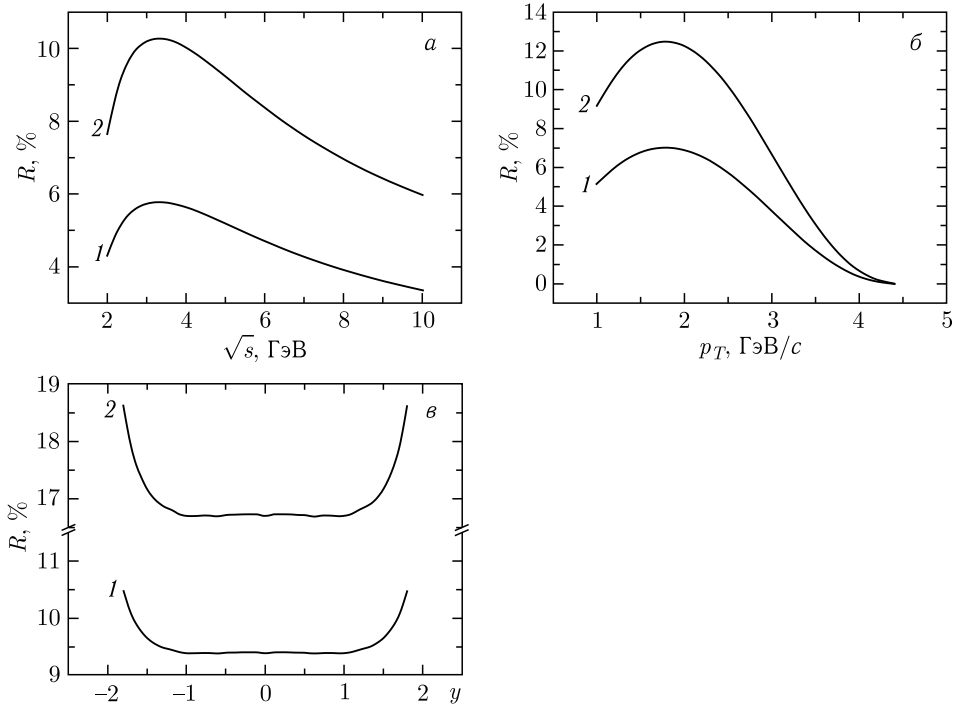


Рис. 7. Зависимость отношения $R = \frac{d\sigma(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\sigma(qg \rightarrow q\gamma)}$ от суммы энергии сталкивающихся частиц (а), поперечного импульса прямых фотонов p_T (б) и быстроты y (в) для степеней поляризации $P_1, P_2 = 0,9, -0,9$ (кривая 1) и $P_1 = P_2 = \pm 0,9$ (кривая 2) при $\sqrt{s} = 10$ ГэВ

Из зависимости отношения R от косинуса угла рассеяния и быстроты видно, что оно увеличивается при увеличении абсолютного значения y . Максимальный вклад

подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ по сравнению с вкладом хромоэлектродинамического комптоновского рассеяния составляет порядка 11 или 19% на границах углового диапазона от 16 до 164° (его границы соответствуют $y = \pm 1,95$), а минимальный вклад при 90° (при $y = 0$) составляет 9 или 16% (см. рис. 7, в). Как видно, значения степеней поляризации влияют на долю вклада чисто электродинамического комптоновского рассеяния. При противоположных знаках значений степеней поляризации начальных частиц вклад чисто электродинамического комптоновского рассеяния уменьшается, а при одинаковом знаке значения степеней поляризации вклад увеличивается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы сравнили поведение дифференциальных сечений процесса рождения прямого фотона с подпроцессами $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$ без и с учетом поляризации начальных частиц. Наличие поляризации может как увеличивать, так и уменьшать величину сечения рассматриваемого процесса. При одинаковых знаках степеней поляризации сталкивающихся частиц дифференциальное сечение становится меньше, чем в неполяризованном случае, а при противоположных знаках — увеличивается.

Поляризация изменяет величину вклада чисто электродинамического комптоновского $q\gamma \rightarrow q\gamma$ рассеяния, но все еще подпроцесс смешанного квантового хромоэлектродинамического комптоновского $qg \rightarrow q\gamma$ рассеяния дает заметно больший вклад. Отношение вкладов этих подпроцессов в полное и дифференциальное сечения процесса рождения прямого фотона при рассмотренных значениях энергии сталкивающихся частиц и условиях детектирования частиц зависит от кинематических параметров процессов. В довольно широком диапазоне изменений кинематических переменных вклад чисто электродинамического процесса комптоновского рассеяния составляет порядка 15% от вклада подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$.

Степени поляризации начальных частиц по-разному влияют на двухспиновую асимметрию подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\gamma \rightarrow q\gamma$. В частности, если степени поляризации начальных частиц $P_1, P_2 = 0,9, \pm 0,9$, то двухспиновая асимметрия для подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ растет с увеличением энергии, а для подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$ уменьшается.

Как мы видим, поляризация начальных частиц влияет на относительный вклад подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ в наблюдаемое дифференциальное сечение процесса рождения прямых фотонов при протон-протонном столкновении. Этот вклад в общем случае не мал и должен быть учтен при вычислениях дифференциального сечения процесса рождения прямых фотонов.

Таким образом, мы приходим к выводу о важности учета вклада подпроцесса $q\gamma \rightarrow q\gamma$ при проведении симуляций и анализе экспериментальных данных по столкновениям протонов с протонами при энергиях NICA и FAIR. При экспериментальной погрешности менее 10% этот подпроцесс должен рассматриваться вместе с подпроцессами смешанного хромоэлектродинамического комптоновского рассеяния $qg \rightarrow q\gamma$, аннигиляции кварк-антикварковых пар $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и, в некоторых случаях, тормозного излучения $qg \rightarrow qq\gamma$.

Финансирование. Авторы заявляют, что никакого специального финансирования для этой работы они не получали.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликтов научных интересов или финансирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Owens J. F.* Large-Momentum-Transfer Production of Direct Photons, Jets, and Particles // *Rev. Mod. Phys.* 1987. V. 59. P. 465–503.
2. *Guskov A. (SPD Working Group).* arXiv:1910.07838v1 [hep-ex]. 2019.
3. *Campbell S.* Photon Production from Gluon Mediated Quark–Anti-Quark Annihilation at Confinement. arXiv:1504.01654v1 [nucl-ex]. 2015.
4. *Catani S., Fontannaz M., Pilon E.* Factorization and Soft-Gluon Divergences in Isolated-Photon Cross Sections // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 58. P. 094025.
5. *Arbuzov A., Bacchetta A., Butenschoend M., Celiberto F. G. 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. 103858.
6. *Aurenche P., Fontannaz M., Guillet J. P., Kotikov A., Pilon E.* Is Factorization for Isolated Photon Cross Sections Broken? // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 1124.
7. *Krzysztof G.-B., Leszek M., Tomasz S.* Prompt Photon Production in Proton Collisions as a Probe of Parton Scattering in High Energy Limit // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 103. P. 034013.
8. *Gordon L. E., Vogelsang W.* Polarized and Unpolarized Prompt Photon Production beyond the Leading Order // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 48. P. 3136.
9. *Acharya U.* Measurement of Direct Photon Cross Section and Double Helicity Asymmetry at $\sqrt{s} = 510$ GeV in pp Collisions at PHENIX // *Phys. Rev. Lett.* 2023. V. 130. P. 251901.
10. *Aurenche P., Fontannaz M., Guillet J. Ph., Pilon E., Werlen M.* A New Critical Study of Photon Production in Hadronic Collisions // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 094007.
11. *Saimpert M. (ATLAS Collab.)* // The XXIII Intern. Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects, Dallas, Texas, USA, April 27 – May 1, 2015; [http://pos.sissa.it/PoS\(DIS2015\)155](http://pos.sissa.it/PoS(DIS2015)155).
12. *Matthew D. S.* Precision Direct Photon Spectra at High Energy and Comparison to the 8 TeV ATLAS Data // *JHEP.* 2016. V. 09. P. 005.
13. *Apanasevich L. (Fermilab E706 Collab.).* Measurement of Direct Photon Production at Tevatron Fixed Target Energies // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 70. P. 092009.
14. *Alizada M. R., Ahmadov A. I., Arbuzov A. B.* Prompt Photons Production in Proton–Proton Collision at High Energies // *Proc. of the 7th Intern. Conf. “Modern Trends in Physics” (MTP-2021), Baku, Dec. 15–17, 2021.* V. 1. P. 142–145.
15. *Alizada M. R., Ahmadov A. I.* Radiation Correction to Compton Scattering of Quark–Gluon and Annihilation of Quark–Antiquark Pair Processes of Prompt Photon Production in Proton–Proton Collisions at High Energies // *Изв. НАН Азербайджана. Сер. «Физико-техн. и мат. науки, физика и астрономия».* 2023. № 2, P. 52–58.
16. *Ализаде М. Р., Ахмедов А. И., Арбузов А. Б.* Рождение прямых фотонов в подпроцессах $qg \rightarrow q\gamma$ и $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}\gamma$ комптоновского рассеяния в протон-протонных столкновениях при энергиях NICA // *Письма в ЭЧАЯ.* 2024. Т. 21, № 2(253). С. 86–89.
17. *Zhongling J.* // *JPS Conf. Proc.* 2022. V. 37. P. 020305-1–020305-5.
18. *Окунь Л. Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1990. 345 с.
19. *Shishkina T. V., Bondarev A. L.* Study of Polarized Effects in Compton Scattering // *Proc. of the Conf.-School. “F&ANS-2010”.* P. 80–87.
20. *Duke W., Owens J. F.* Quantum-Chromodynamic Corrections to Deep-Inelastic Compton Scattering // *Phys. Rev. D.* 1982. V. 26. P. 1600–1609.
21. *Schmidt C., Pumplin J., Stump D., Yuan C. P.* CT14QED Parton Distribution Functions from Isolated Photon Production in Deep Inelastic Scattering. arXiv:1509.02905 [hep-ph].
22. *Pumplin J., Stump D. R., Huston J., Lai H. L., Nadolsky P., Tung W. K.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis. arXiv:hep-ph/0201195.

23. *Cheng H. Y., Liu H. H., Wu C. Y.* Polarized Parton Distribution Functions Revisited // *Phys. Rev. D.* 1996. V. 53. P. 2380–2389.
24. *Bando M., Okazaki T., Fujii K.* Helicity Suppression Mechanism of Decay Amplitudes in Relativistic Quark Model // *Z. Phys. C.* 1982. V. 12. P. 17–22.
25. *Kanazawa Y., Koike Y., Nishiyama N.* A(LT) in the Polarized Drell–Yan Process at RHIC and HERA Energies // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 430. P. 195–202.

Получено 4 мая 2024 г.