

## РОЖДЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ ИЗОЛИРОВАННЫХ ФОТОНОВ В ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

В. А. Салеев<sup>а, б, 1</sup>, А. А. Чернышев<sup>а, 2</sup>

<sup>а</sup> Самарский университет, Самара, Россия

<sup>б</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изучаются процессы рождения одиночных изолированных фотонов при энергиях БАК в рамках подхода реджезации партонных с учетом вкладов лидирующего порядка  $\mathcal{O}(\alpha^1\alpha_S^0)$  и древесного, следующего за лидирующим —  $\mathcal{O}(\alpha^1\alpha_S^1)$ . Реджезованные амплитуды строятся в соответствии с формализмом эффективного действия для процессов в мультиреджевской кинематике, предложенным Л. Н. Липатовым. Для устранения двойного счета, возникающего между древесными поправками и неинтегрированными партонными функциями распределения, вводится соответствующая схема вычитания. Результаты вычислений сравниваются с экспериментальными данными.

We study the processes of single isolated photon production at the LHC energies in the framework of the Parton Reggeization Approach taking into account LO  $\mathcal{O}(\alpha^1\alpha_S^0)$  and NLO\*  $\mathcal{O}(\alpha^1\alpha_S^1)$  contributions, the last one includes only tree-level corrections. Reggeized amplitudes are constructed according to the effective field theory formalism for multi-Regge kinematics processes suggested by L. N. Lipatov. To avoid the double counting between tree-level corrections and unintegrated parton distribution functions, a subtraction scheme is introduced. The results of calculations are compared with experimental data.

PACS: 112.38.Bx; 13.90.Ni; 14.40.Lb

### ВВЕДЕНИЕ

Одиночные фотоны, рождающиеся в жестких партонных взаимодействиях (так называемые *прямые фотоны*), рассматриваются как важный пробник для проверки пертурбативной КХД, т. е. расчетов в фиксированном порядке теории возмущений коллинеарной партонной модели (КПМ), которые характеризуются одним жестким масштабом. Кроме того, данные процессы являются чистым каналом для изучения глюонных партонных функций распределения (ПФР) вследствие доминирующей роли подпроцесса лидирующего порядка (ЛП) «комптоновского» КХД-рассеяния на БАК и в будущем эксперименте SPD NICA [1]. В условиях эксперимента затруднительно

---

<sup>1</sup>Е-mail: saleev.va@ssau.ru

<sup>2</sup>Е-mail: aachernyshoff@gmail.com

выделить вклад прямых фотонов, поэтому обычно изучают суммарный вклад прямых и фрагментационных фотонов либо изолированных, отличающихся от первых наличием условия изоляции фотона, обсуждаемого в разд. 2.

Процессы рождения одиночных прямых фотонов также предоставляют возможность изучения неколлинеарной партонной динамики в подходе факторизации при высоких энергиях (ФВЭ), который справедлив в режиме мультиреджевской кинематики со следующей иерархией конусных компонент<sup>1</sup>:  $q^\mp \ll |\mathbf{q}_T| \sim \mu \sim q^\pm \ll \sqrt{S}$ , где  $\mu \sim E_T^\gamma$  — жесткий масштаб. В данной работе мы используем подход реджезации партонов (ПРП) [2, 3], который является калибровочно-инвариантной формулировкой подхода ФВЭ. Обсуждаемые процессы ранее уже изучались в ЛП ПРП [4, 5]. Представляет интерес их более детальное изучение в рамках следующего за лидирующим приближения (СЛП) ПРП, включающего только древесные поправки (СЛП\*), с использованием новых неинтегрированных партонных функций распределения (нПФР), предложенных в [3].

Работа имеет следующую структуру: в разд. 1 коротко обсуждаются основные элементы расчетов СЛП\* ПРП и партонные подпроцессы рождения прямого фотона. Результаты расчетов представлены в разд. 2, как и сравнение с экспериментальными данными. Выводы представлены в заключении.

## 1. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

В ПРП адронное сечение представляется как интегральная свертка коэффициента жесткого рассеяния с реджезованными начальными партонами с нПФР [2, 3], что справедливо в лидирующем и следующем за лидирующем логарифмическом приближении [6]:

$$d\sigma = \Phi(x_1, t_1, \mu^2) \otimes \mathcal{H}(x_i, t_i, \mu^2) \otimes \Phi(x_2, t_2, \mu^2) + \mathcal{O}\left(\frac{\Lambda^\#}{\mu^\#}, \frac{\mu^2}{S}\right), \quad (1)$$

где  $t_i = \mathbf{q}_{T_i}^2$ . Начальные партоны вне массовой поверхности в ПРП рассматриваются как реджезованные глюоны и реджезованные кварки калибровочно-инвариантной эффективной теории поля (ЭТП) Л. Н. Липатова [7, 8], что обеспечивает калибровочно-инвариантное определение коэффициента жесткого рассеяния  $\mathcal{H}(x_i, t_i, \mu^2)$ . Фейнмановские правила ЭТП были сформулированы в работе [9], все необходимые для данной работы правила собраны в [10] и содержатся в файле-описании модели ReggeQCD М. А. Нефедова для пакета FeynArts [11].

Для получения нПФР из коллинеарных ПФР мы используем модель, впервые предложенную Кимбером–Мартиним–Рыскиным–Воттом (КМРВ) [12, 13], но с существенными модификациями, предложенными в [3]:

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi} \frac{T_i(x, t, \mu^2)}{t} \sum_j \int_x^{\Delta(t, \mu^2)} dz P_{ij}(z) F_j\left(\frac{x}{z}, t\right),$$

<sup>1</sup>Мы используем судаковскую параметризацию 4-векторов:  $\forall p: p = p_L + p_T$ ,  $p_L = (p^+ n_- + p^- n_+)/2$ , с базисными светоподобными векторами:  $n^\pm: (n^\pm, n^\mp) = 2$ ,  $\pm$ -компоненты определяются как проекции  $p^\pm = (p, n^\pm)$ . Также мы используем обозначение  $\not{p} = p_\mu \gamma^\mu$ .

где функция обрезания  $\Delta(t, \mu^2) = \mu / (\mu + \sqrt{t})$  обеспечивает быструю упорядоченность и  $F_i(x, \mu^2) = x f_i(x, \mu^2)$ . Функция  $T_i(x, t, \mu^2)$ , обычно называемая судаковским формфактором, определена в рамках модели КМРВ [12, 13], условиями эквивалентности точной нормировки:

$$\int_0^{\mu^2} dt \Phi_i(x, t, \mu^2) = F_i(x, \mu^2) \quad (2)$$

и выражения:

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{d}{dt} [T_i(x, t, \mu^2) F_i(x, t)].$$

Точное решение для судаковского формфактора, зависящего от  $x$  в отличие от оригинальной модели КМРВ, впервые было получено в работе [3].

Партонные подпроцессы порядков  $\mathcal{O}(\alpha^1 \alpha_S^0)$  и  $\mathcal{O}(\alpha^1 \alpha_S^1)$ , дающие основной вклад в рождение одиночного прямого фотона, следующие:

$$Q(q_1) + \bar{Q}(q_2) \rightarrow \gamma(q_3), \quad (3)$$

$$R(q_1) + Q(q_2) \rightarrow \gamma(q_3) + q(q_4), \quad (4)$$

$$Q(q_1) + \bar{Q}(q_2) \rightarrow \gamma(q_3) + g(q_4), \quad (5)$$

где  $Q(\bar{Q})$  и  $R$  обозначают реджезованный кварк (антикварк) и реджезованный глюон.

Подпроцесс ЛП (3) отвечает случаю отсутствия частиц в конусе фотона бесконечного радиуса  $r^2 = \Delta y^2 + \Delta \phi^2 \rightarrow \infty$ , что не соответствует экспериментальным условиям, в которых значение  $r$  конечно. Ниже будет показано, что данная проблема ЛП ПРП может быть решена. Вклады СЛП\*-подпроцессов (4) и (5) также должны быть учтены. Первый инфракрасно (ИК) конечен в пределе  $|\mathbf{q}_{T4}| \rightarrow 0$ , так как отсутствует ЛП-подпроцесс кварк-глюонного рассеяния. Подпроцесс (5), напротив, инфракрасно расходится, и эта расходимость может быть регуляризована только в вычислениях полного СЛП, включающего петлевые поправки (см. обсуждение в [14]).

При расчетах реальных СЛП\*-поправок в подходе ФВЭ возникает нетривиальная проблема двойного счета между древесными поправками к коэффициенту жесткого рассеяния и нПФР: для вычисления СЛП\*-сечения необходимо проинтегрировать по всему фазовому пространству дополнительного партона  $q$  в (4) и  $g$  в (5), в том числе по  $y_4 \in (-\infty, +\infty)$ . В ПРП [3] имеются три быструю области из-за строгой жесткой упорядоченности ( $\pm$ )-компонент: передняя (задняя) быстрая область частиц партонного каскада с  $y \rightarrow +(-)\infty$  каждого партона, из которых состоит нПФР  $\Phi(x_{1(2)}, t_{1(2)}, \mu^2)$ , и центральная область рождающихся частиц с  $-\infty < y < +\infty$ . Однако, когда дополнительный партон оказывается далеко в передней (задней) области по скорости, он должен быть включен в нПФР. Чтобы выделить и затем вычесть такой вклад, мы рассматриваем пропагатор в  $t$ -канальных диаграммах подпроцессов (4) и (5) как реджезованный,  $s$ - и  $u$ -канальные диаграммы вклада в вычитательный член не дают, и рассматриваем противоположный фотону партон (не соединенный вершиной) лежащим на массовой поверхности так, чтобы фотон рождался в центральной области. Похожая схема вычитания была предложена ранее в работе [10]. Квадрированные диаграммы, отвечающие вычитательным членам подпроцессов (4) и (5), приведены на рис. 1.

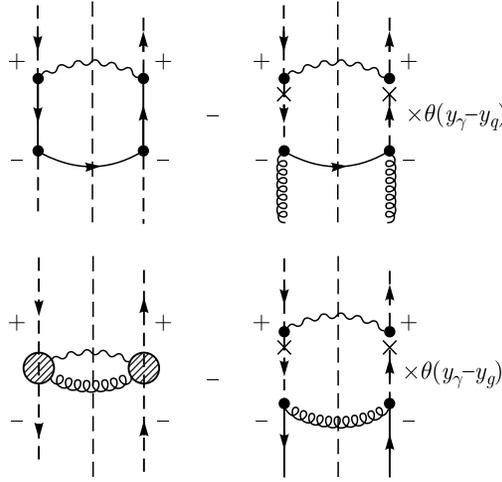


Рис. 1. Схема вычитания модифицированной мультиреджевской кинематики (мМРК) (4) и (5)

Вычитательная амплитуда подпроцесса (4) (с начальным глюоном на массовой поверхности) из рис. 1 в спинорном представлении имеет вид

$$\mathcal{A}_a^{\mu\nu} = -ieg T_a \bar{u}(q_4) \left( \gamma^\mu + \not{q} \frac{n^\mu}{q_2^-} \right) D^+(q) \left( \gamma^\nu - \not{q}_1 \frac{n^\nu}{q_3^-} + \not{q} \frac{n^\nu}{q_3^+} \right) u(q_{L_1}), \quad (6)$$

где  $q = q_1 - q_3$ ,  $T_a$  — генераторы группы  $SU(3)$  в присоединенном представлении и  $q_{L_1}$  — продольная часть импульса  $q_1$ , от которой зависит спинор реджезованного кварка. Пропагатор реджезованного кварка  $D^\pm(q)$  предполагает быструю упорядоченность и содержит проекционный оператор  $\hat{P}^\pm = (1/4)\not{n}^\mp \not{n}^\pm$  в числителе [8]:

$$D^\pm(q) = \theta(y_3 - y_4) \frac{i\not{q}}{q^2} \hat{P}^\pm.$$

Легко проверить, что вследствие калибровочной инвариантности эффективных вершин [7] амплитуда (6) удовлетворяет тождествам Славнова–Тейлора по реальному глюону и фотону соответственно:  $q_{2\mu} \mathcal{A}_a^{\mu\nu} = 0$  и  $q_{3\nu} \mathcal{A}_a^{\mu\nu} = 0$ . Квадрированная и усредненная по спиновым и цветовым индексам амплитуда имеет вид

$$|\overline{\mathcal{A}}|^2 = 32\pi^2 \alpha \alpha_S \frac{C_F}{C_A(C_A^2 - 1)} \frac{x_1}{x_2} \frac{((q_3^-)^2 + (q_4^-)^2)(q_3^- q_4^+ + \hat{t} - t_1)}{q_3^+ q_3^- \hat{t}},$$

где  $\hat{t} = (q_1 - q_3)^2$ ,  $C_A = 3$  и  $C_F = 4/3$ . Аналогично можно получить матричный элемент вычитательного члена подпроцесса (5).

Чтобы получить формулу для сечения вычитательного члена, можно проинтегрировать (1) по  $t_2$ , используя (2), и вычислить предел  $t_2 \rightarrow 0$  в коэффициенте жесткого рассеяния:

$$d\sigma_{\text{sub}} \simeq \Phi(x_1, t_1, \mu^2) \otimes \lim_{t_2 \rightarrow 0} \mathcal{H}(x_i, t_i, \mu^2) \otimes f(x_2, \mu^2). \quad (7)$$

Подобная процедура является ИК-конечной за счет корректного коллинеарного предела подхода ФВЭ в мМРК, используемого в ПРП [3].

Численные расчеты сечений проведены с использованием алгоритма Монте-Карло Suave, включенного в библиотеку CUBA [15].

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Чтобы экспериментально подавить вклад фрагментационных фотонов, обычно вводят условие изоляции в конусе быстрота – азимутальный угол:

$$r = \sqrt{\Delta y^2 + \Delta\phi^2} \geq r_0, \quad (8)$$

которое подразумевает отсутствие адронов с  $E_T > E_T^{(\text{iso})}$  внутри изоляционного конуса фотона с  $r \leq r_0$ , где  $r_0$  и  $E_T^{(\text{iso})}$  определяются экспериментальными условиями [16]. Для оценки вклада фрагментационных фотонов можно использовать модификацию условия изоляции Фрикционе [17]:

$$E_T \leq E_T^{(\text{iso})} \chi(r; n), \quad \chi(r; n) = \left( \frac{1 - \cos r}{1 - \cos r_0} \right)^n, \quad (9)$$

где  $n \geq 1/2$ . В измерениях [16]  $r_0 = 0,4$  и использовалось  $E_T^\gamma$ -зависящее условие изоляции:  $E_T^{(\text{iso})} < 4,8 \text{ ГэВ} + 4,2 \cdot 10^{-3} E_T^\gamma$ . Как показывают результаты расчетов, эффект от условия изоляции Фрикционе (9) пренебрежимо мал в кинематической области измерений ATLAS [16] и стандартное условие изоляции (8) является хорошей оценкой вклада прямых фотонов, который мы изучаем.

В первую очередь мы вычислили спектры по разности быстрот  $Y = y_\gamma - y_{q,g}$  подпроцессов (4) и (5), поскольку они являются наиболее критическим для схемы вычитания (рис. 2). В случае подпроцесса (5) мы численно регуляризовали ИК-расходимость обрезанием  $|q_{T4}| > 2 \text{ ГэВ}$ . С ростом  $|Y|$  вклад мМРК-вычитания растет

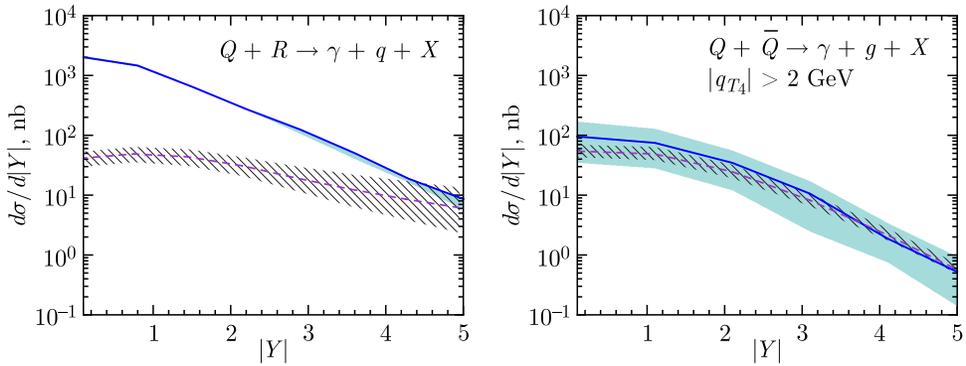


Рис. 2. Спектры по разности быстрот  $|Y| = |y_\gamma - y_{q,g}|$  подпроцессов (4) и (5). Сплошные линии отвечают вкладам процессов (4), (5) до вычитания, а штриховые — соответствующим мМРК вычитательным членам

и совпадает с вкладом без вычитания в обоих случаях. В подпроцессе (5) вычитательный член соизмерим с вкладом без вычитания уже при промежуточных значениях  $|Y|$ , и итоговый вклад оказывается малым независимо от значения параметра обрезания. Этот факт показывает самосогласованность ПРП, впервые продемонстрированную в работе [10].

На рис.3 представлено сравнение наших предсказаний спектров по поперечной энергии фотона  $E_T^Y$  от 25 ГэВ до 1,1 ТэВ с данными ATLAS [16] при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ в четырех интервалах по быстройте:  $Y_1 - |y^\gamma| < 0,6$ ,  $Y_2 - 0,6 < |y^\gamma| < 1,37$ ,  $Y_3 - 1,56 < |y^\gamma| < 1,81$ , и  $Y_4 - 1,82 < |y^\gamma| < 2,37$ . Обозначения кривых содержатся в подписи к рисунку. Как можно видеть на рис. 3, мМРК-вычитание в основном совпадает с вкладом ЛП (3), и остается лишь вклад члена СЛП\* (4). Наши предсказания хорошо согласуются с данными за исключением самых больших значений поперечной энергии фотона в области  $Y_4$ , в которой наши предсказания имеют превышение над данными на фактор 2, последнее может быть связано с нестрогим выполнением условия МРК  $\mu \ll \sqrt{S}$  в этой области.

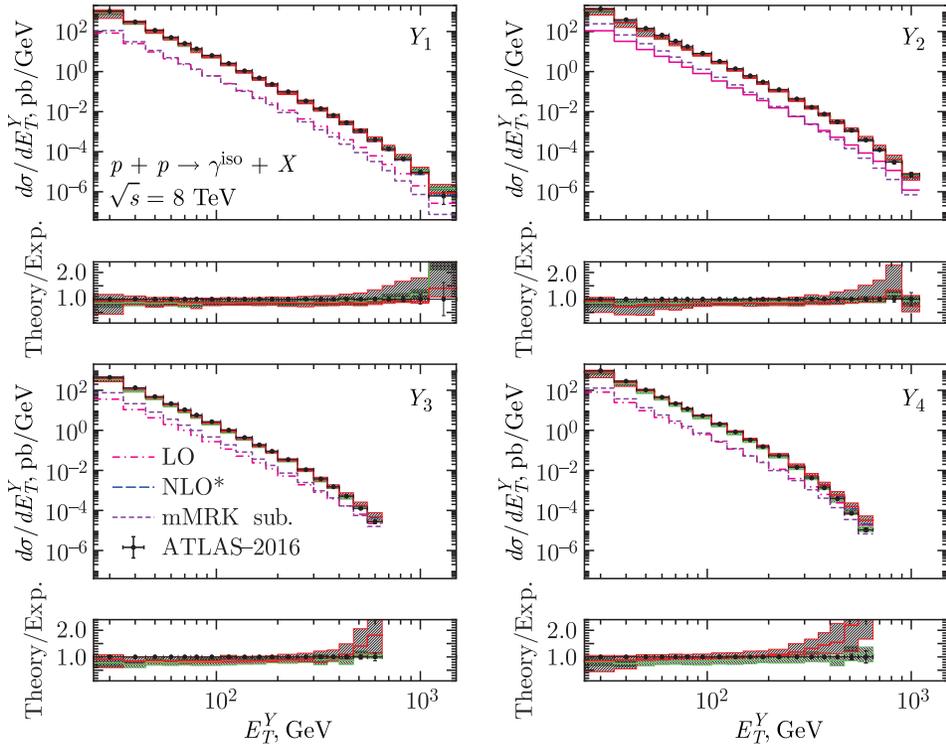


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Спектры по поперечной энергии изолированного фотона при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Вклады ЛП (3) и СЛП\* (5) показаны отдельно, как и мМРК вычитательный член. Сплошные красные линии со штриховкой отвечают суммарному вкладу после вычитания. Сплошные зеленые линии с коридором отвечают предсказаниям СЛП КРМ, полученным с помощью генератора партонного уровня JetPhoX [18] в работе [16]

Мы также сравнили наши результаты с предсказаниями СЛП КПМ, полученными в работе [16] с помощью генератора партонного уровня JetPhoX [18]. Эти предсказания СЛП КПМ показаны на рис. 3, что дает возможность заключить, что наши предсказания, полученные в СЛП\* ПРП, хорошо согласуются с расчетами СЛП КПМ, как это и ожидается для жестких одномасштабных процессов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучается рождение одиночного изолированного фотона в рамках СЛП\* ПРП. Предложена новая мМРК-схема вычитания двойного счета между древесными поправками и нПФР. Мы получили вполне удовлетворительное описание спектров по  $E_T^\gamma$  при энергиях БАК в различных интервалах по быстроте фотона. Также мы показали, что мМРК-вычитание большое в случае СЛП\*-подпроцесса  $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma g$ , для которого существует вклад ЛП  $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma$ , что показывает самосогласованность ПРП.

**Благодарности.** Мы благодарны М. Нефедову за полезное обсуждение схемы вычитания. Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС (грант № 24-1-1-16-5) и Министерства науки и высшего образования РФ (грант № FSSS-2024-0027).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *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.
2. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Dijet Azimuthal Decorrelations at the LHC in the Parton Reggeization Approach // Phys. Rev. D. 2013. V. 87, No. 9. P. 094030.
3. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* High-Energy Factorization for Drell–Yan Process in  $pp$  and  $p\bar{p}$  Collisions with New Unintegrated PDFs // Phys. Rev. D. 2020. V. 102. P. 114018.
4. *Saleev V. A.* Prompt Photon Photoproduction at HERA within the Framework of the Quark Reggeization Hypothesis // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 114031.
5. *Saleev V. A.* Diphoton Production at Tevatron in the Quasi-Multi-Regge-Kinematics Approach // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 114016.
6. *Collins J. C., Ellis R. K.* Heavy Quark Production in Very High-Energy Hadron Collisions // Nucl. Phys. B. 1991. V. 360. P. 3–30.
7. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // Nucl. Phys. B. 1995. V. 452. P. 369–400.
8. *Lipatov L. N., Vyazovsky M. I.* Quasi-Multi-Regge Processes with a Quark Exchange in the  $t$ -Channel // Nucl. Phys. B. 2001. V. 597. P. 399–409.
9. *Antonov E. N., Lipatov L. N., Kuraev E. A., Cherednikov I. O.* Feynman Rules for Effective Regge Action // Nucl. Phys. B. 2005. V. 721. P. 111–135.
10. *Nefedov M., Saleev V.* Diphoton Production at the Tevatron and the LHC in the NLO Approximation of the Parton Reggeization Approach // Phys. Rev. D. 2015. V. 92, No. 9. P. 094033.
11. *Hahn T.* Generating Feynman Diagrams and Amplitudes with FeynArts 3 // Comput. Phys. Commun. 2001. V. 140. P. 418–431.
12. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114027.

13. *Watt G., Martin A.D., Ryskin M.G.* Unintegrated Parton Distributions and Inclusive Jet Production at HERA // *Eur. Phys. J. C.* 2003. V. 31. P. 73–89.
14. *Nefedov M., Saleev V.* On the One-Loop Calculations with Reggeized Quarks // *Mod. Phys. Lett. A.* 2017. V. 32, No. 40. P. 1750207.
15. *Hahn T.* CUBA: A Library for Multidimensional Numerical Integration // *Comput. Phys. Commun.* 2005. V. 168. P. 78–95.
16. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.).* Measurement of the Inclusive Isolated Prompt Photon Cross Section in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector // *J. High Energy Phys.* 2016. V. 08. P. 005.
17. *Frixione S.* Isolated Photons in Perturbative QCD // *Phys. Lett. B.* 1998. V. 429. P. 369–374.
18. *Catani S., Fontannaz M., Guillet J.P., Pilon E.* Cross Section of Isolated Prompt Photons in Hadron–Hadron Collisions // *J. High Energy Phys.* 2002. V. 05. P. 028.

Получено 30 августа 2024 г.