

# РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В ПОДПРОЦЕССАХ $qg \rightarrow q\gamma$ И $q\gamma \rightarrow q\gamma$ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ NICA

*М. Р. Ализаде<sup>а, 1</sup>, А. И. Ахмедов<sup>а, б</sup>, А. Б. Арбузов<sup>в</sup>*

<sup>а</sup> Бакинский государственный университет, Баку

<sup>б</sup> Институт физических проблем, Бакинский государственный университет, Баку

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

Исследована зависимость дифференциального сечения рождения прямых фотонов с подпроцессами смешанного хромоэлектродинамического  $qg \rightarrow q\gamma$  и чистого электродинамического  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  комптоновского рассеяния от суммы энергий сталкивающихся протонов  $\sqrt{s}$ , поперечного импульса  $p_T$  фотонов, косинуса угла рассеяния  $\cos \theta$  и псевдобыстроты фотонов  $y$ . Показано, что вклад чисто электродинамического подпроцесса может составлять порядка 10% в суммарное сечение процесса рождения прямых фотонов при энергиях ускорительного комплекса NICA и, соответственно, должен быть учтен при симуляции и анализе экспериментальных данных.

The dependence of the differential cross section of the production of prompt photons with subprocesses of mixed chromo-electrodynamic  $qg \rightarrow q\gamma$  and pure electrodynamic  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  Compton scattering 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  $y$  was investigated. It has been shown that the contribution of a purely electrodynamic subprocess can be of the order of 10% to the total cross section of the process of the production of prompt photons at the energies of the NICA accelerator complex and, accordingly, must be taken into account when simulating and analyzing experimental data.

PACS: 13.60.Fz

## ВВЕДЕНИЕ

Фотоны играют особую роль в изучении адронных и ядерных взаимодействий при высоких энергиях. Будучи нейтральными по цвету, они имеют довольно большую длину свободного пробега не только в очень плотной адронной материи, но и в среде деконфаймированных кварков и глюонов [1–3]. Процесс рождения прямых фотонов

---

<sup>1</sup>E-mail: mohsunalizade@gmail.com

играет важную роль в определении глюонного распределения протона и проверке некоторых аспектов пертурбативной КХД. Рассмотрение подпроцессов, в которых участвуют морские кварки и глюоны, дает возможность более детального изучения структуры протона [4–6].

Основными механизмами рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях являются партонные подпроцессы смешанного квантового хромодинамического  $qg \rightarrow q\gamma$  и аннигиляция кварк-антикварковой пары в глюон и фотон  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  [7–9]. Целью данной работы является оценка вклада чисто электродинамического подпроцесса комптоновского рассеяния  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  в дифференциальное сечение рождения прямых фотонов.

Рождение прямых фотонов в подпроцессах комптоновского рассеяния кварк–глюон и аннигиляции кварк-антикварковой пары в протон-протонном столкновении при энергиях ЛНС и тэватрона исследованы в [10–12]. Симуляция рождения прямых фотонов при протон-протонном столкновении в энергиях ЛНС и тэватрона методом Монте-Карло была проведена с помощью программы JETPHOX в [13–15].

Ранее нами было исследовано рождение прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергиях NICA [16, 17] с подпроцессами комптоновского рассеяния  $qg \rightarrow q\gamma$ , аннигиляции кварк-антикварковой пары  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  и тормозного излучения  $qq \rightarrow qq\gamma$ . Найдено, что в полное сечение процесса рождения прямых фотонов при энергии в системе центра масс 10 ГэВ вклады подпроцессов смешанного хромодинамического рассеяния и аннигиляции кварк-антикварковой пары  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  сравнимы по величине, а вклад тормозного излучения  $qq \rightarrow qq\gamma$  пренебрежимо мал.

Исследование прямых фотонов в  $pp$ -столкновениях является важным элементом физической программы по изучению структуры нуклонов планируемых на NICA исследований. Для решения этой задачи будут анализироваться зависимости дифференциальных сечений процессов рождения прямых фотонов от энергии сталкивающихся протонов  $\sqrt{s}$ , поперечного импульса  $p_T$ , косинуса угла рассеяния  $\cos \theta$  и псевдобыстроты фотона  $y$ . Ниже мы проведем параллельное сравнение этих дифференциальных сечений для случаев подпроцессов  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  и  $qg \rightarrow q\gamma$ .

## 1. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОДПРОЦЕССОВ $qg \rightarrow q\gamma$ И $q\gamma \rightarrow q\gamma$

Рассмотрим сначала дифференциальные сечения подпроцессов на партонном уровне.

1. Подпроцесс  $qg \rightarrow q\gamma$ . Инварианты Мандельштама подпроцесса  $q(p_1) + g(k_1) \rightarrow q(p_2) + \gamma(k_2)$  следующие:

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

Квадрат модуля матричного элемента для подпроцесса  $qg \rightarrow q\gamma$ , усредненный по спине начальных частиц, имеет вид

$$|\bar{M}|^2 = -\frac{8e^2 e_q^2 g_s^2}{6\pi} \left( \frac{\hat{s}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{s}} \right),$$

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

Дифференциальное сечение подпроцесса было определено, как в [18]:

$$\frac{d\hat{\sigma}(qg \rightarrow q\gamma)}{d\hat{t}} = -\frac{\pi\alpha_s\alpha_E e_q^2}{3\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right),$$

где  $\alpha_s$  — константа сильного взаимодействия на масштабе факторизации, который мы выбираем равным  $\hat{s}$ ;  $\alpha_E$  — постоянная тонкой структуры.

2. Подпроцесс  $q\gamma \rightarrow q\gamma$ . 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, усредненный по спину начальных частиц, имеет вид

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

Используя последнее выражение, получаем дифференциальное сечение подпроцесса  $q\gamma \rightarrow q\gamma$ :

$$\frac{d\hat{\sigma}(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\hat{t}} = -\frac{2\pi\alpha_E^2 e_q^4}{\hat{s}^2} \left( \frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right).$$

При вычислении дифференциального сечения на адронном уровне функции партонных распределений  $G_{q_1/h_1}(x_1)$  и  $G_{q_2/h_2}(x_2)$  были учтены, как в [19, 20], на масштабе факторизации  $\hat{s}$ :

$$d\sigma = \int G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 d\hat{\sigma}. \quad (1)$$

В частности, для дифференциальных распределений по быстроте и квадрату поперечного импульса мы получаем

$$\frac{d\sigma}{dy} = \int (-t) G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}, \quad (2)$$

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = \int \left( \frac{-t}{2p_T^2} \right) G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}}. \quad (3)$$

Известно, что доля партонов типа фотон в протоне может быть сравнима с долей морских кварков при больших значениях  $x$  [20]. Распределение фотонов в протоне было учтено, как в [20, 21]:

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

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.

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 выражение  $\hat{R} = (15\alpha_s)/(34\alpha_E) \approx 11$ . Но необходимо учесть также разницу в партонных распределениях, что будет сделано ниже. Для сравнения вкладов подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  рассмотрим зависимости 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 рожденных фотонов и их быстроты  $y$ .

## 2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

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

Как видно из рис. 1, значение полного сечения  $\sigma$  только с подпроцессом  $qg \rightarrow q\gamma$  значительно превышает его значение для случая подпроцесса  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  в интервале изменения суммы энергии сталкивающихся частиц  $\sqrt{s} \in [2; 10]$  ГэВ. Значения сечений для подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  увеличиваются с увеличением значения  $\sqrt{s}$ . В рассмотренном интервале с увеличением энергии сталкивающихся протонов сечение столкновения увеличивается и достигает плато.

На рис. 2 показана зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/dp_T^2$  от поперечного импульса  $p_T$  рожденных прямых фотонов.

Как видно из рис. 2, дифференциальное сечение уменьшается с увеличением значения поперечного импульса  $p_T$  в интервале  $p_T \in [1; 5]$  ГэВ/с для подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$ . Из зависимости дифференциального сечения от поперечного импульса прямых фотонов видно, что оно имеет максимальные значения при малых значениях поперечного импульса.

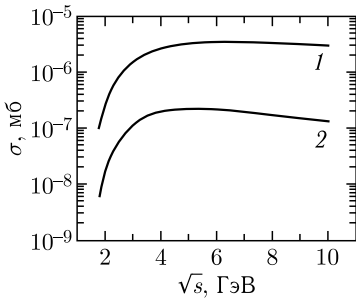


Рис. 1. Зависимость полного сечения  $\sigma$  с учетом только отдельных подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  (1) и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  (2) от суммы энергий сталкивающихся протонов  $\sqrt{s}$

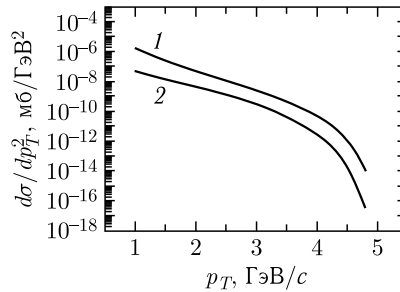


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/dp_T^2$  вкладов подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  (1) и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  (2) от поперечного импульса  $p_T$  рожденных прямых фотонов при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ

На рис. 3 даны графики зависимости дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния прямых фотонов относительно оси сталкивающихся пучков.

Зависимость дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния прямого фотона для подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  показывает, что дифференциальное сечение имеет максимум при угле вылета, близком к 0 и 180°. Это означает, что фотон наиболее вероятно вылетает в направлении оси столкновения. С увеличением угла вылета дифференциальное сечение уменьшается.

На рис. 4 показана зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/dy$  вкладов подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  от быстроты прямых фотонов  $y$ .

Из рис. 4 видно, что значение дифференциального сечения достигает максимума вблизи точек  $y = -2$  и  $y = 2$  и начинает убывать с изменением значения  $y$ . При малых значениях  $y$  дифференциальное сечение уменьшается.

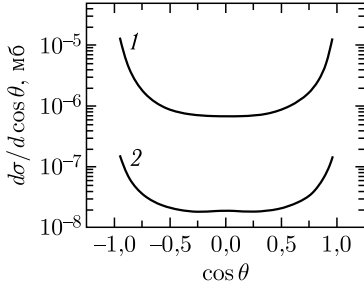


Рис. 3. Зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/d \cos \theta$  вкладов подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  (1) и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  (2) от косинуса угла рассеяния прямых фотонов при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ

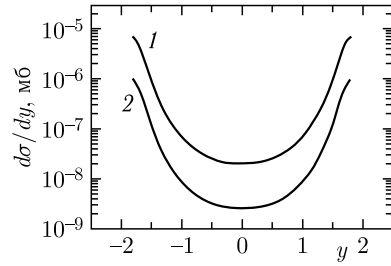


Рис. 4. Зависимость дифференциального сечения  $d\sigma/dy$  вкладов подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  (1) и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  (2) от быстроты прямых фотонов  $y$  при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ

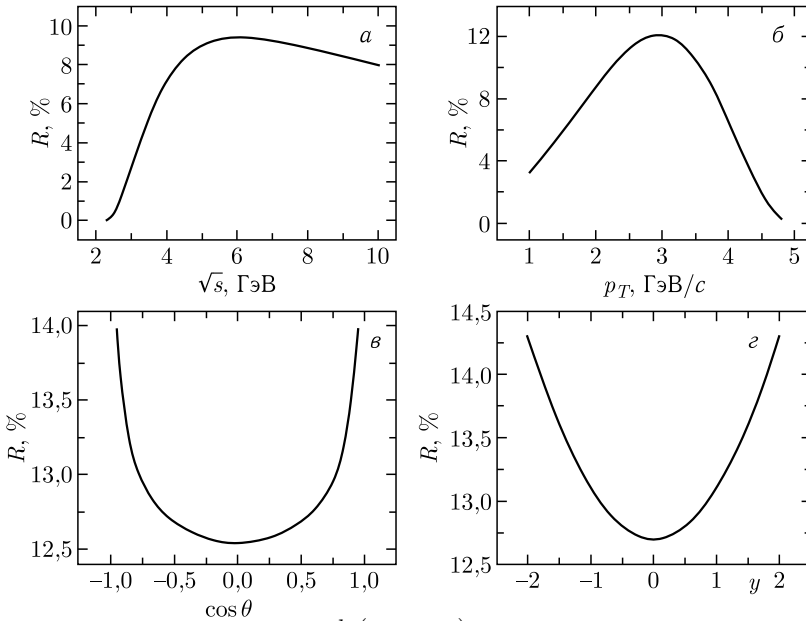


Рис. 5. Зависимость отношения  $R = \frac{d\sigma(q\gamma \rightarrow q\gamma)}{d\sigma(qg \rightarrow q\gamma)}$  на адронном уровне от суммы энергии сталкивающихся частиц (а), поперечного импульса прямых фотонов  $p_T$  (б), косинуса угла рассеяния (в) и быстроты  $y$  (г) при  $\sqrt{s} = 10$  ГэВ

Как видно из зависимостей дифференциальных сечений подпроцессов  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  от суммы начальных энергий сталкивающихся частиц  $\sqrt{s}$ , косинуса угла рассеяния  $\cos \theta$ , поперечного импульса прямых фотонов  $p_T$  и быстроты прямых фотонов  $y$ , вклад подпроцесса  $qg \rightarrow q\gamma$  в дифференциальные сечения преобладает над вкладом подпроцесса  $q\gamma \rightarrow q\gamma$ .

На рис.5 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 этих зависимостей, с увеличением значения суммы энергии сталкивающихся частиц  $\sqrt{s}$  значение  $R$  также увеличивается (см. рис. 5, *a*). С увеличением поперечного импульса  $p_T$  значение  $R$  увеличивается в интервале  $p_T \in [1; 3]$  и достигает своего максимального значения  $R = 12\%$  при  $p_T = 3$  ГэВ/с.

Из зависимости отношения  $R$  от косинуса угла рассеяния и быстроты видно, что оно увеличивается при увеличении абсолютного значения  $\cos \theta$ . Максимальный вклад подпроцесса  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  составляет порядка 14% на границах углового диапазона 16 и 163° (при  $y = \pm 2$ ), а минимальный — при 90° (при  $y = 0$ ) равен 12,5% от хромодинамического комптоновского рассеяния.

Таким образом, при определенных условиях вклад подпроцесса  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  в наблюдаемое дифференциальное сечение процесса рождения прямых фотонов при протон-протонном столкновении не мал и должен быть учтен.

## ВЫВОДЫ

Мы сравнили поведение дифференциальных сечений процесса рождения прямого фотона с подпроцессами  $qg \rightarrow q\gamma$  и  $q\gamma \rightarrow q\gamma$ . Как и следовало ожидать, подпроцесс смешанного квантового хромодинамического комптоновского  $qg \rightarrow q\gamma$  рассеяния дает заметно больший вклад, чем подпроцесс чисто электродинамического комптоновского  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  рассеяния. Отношение вкладов этих подпроцессов в полное и дифференциальное сечения процесса рождения прямого фотона при рассмотренных значениях энергии пучков и условиях детектирования частиц зависит от кинематики событий. В довольно широком диапазоне кинематических переменных вклад чисто электродинамического процесса комптоновского рассеяния составляет порядка 10% от вклада подпроцесса  $qg \rightarrow q\gamma$ . Таким образом, мы заключаем, что вклад подпроцесса  $q\gamma \rightarrow q\gamma$  необходимо учитывать при симуляции и анализе экспериментальных данных в протон-протонных столкновениях с энергиями NICA и FAIR, наряду с подпроцессами комптоновского рассеяния  $qg \rightarrow q\gamma$ , аннигиляции кварк-антикварковой пары  $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$  и при необходимости тормозного излучения  $qg \rightarrow qq\gamma$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Owens J. F.* // *Rev. Mod. Phys.* 1987. V. 59. P. 465–503.
2. *Guskov A. (SPD Working Group).* arXiv:1910.07838v1 [hep-ex]. 2019.
3. *Campbell S.* arXiv:1504.01654v1 [nucl-ex]. 2015.
4. *Catani S., Fontannaz M., Pilon E.* // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 58. P. 094025.
5. *Arbuzov A., Bacchetta A., Butenschoend M., Celiberto F. G. et al.* arXiv:2011.15005v3 [hep-ex]. 2021.
6. *Aurenche P., Fontannaz M., Guillet J. P., Kotikov A., Pilon E.* // *Phys. Rev. D.* 1997. V. 55. P. 1124–1126.
7. *Christoph B.* // *Exp. Phys.* 2009. V. 1. P. 1–179.
8. *Chadou I., Mebarki N., Bekli M. R.* // *Intern. J. Theor. Phys.* 2017. V. 56. P. 3271–3284; doi: 10.1007/s10773-017-3494-4.
9. *Ashish K., Manoj K. J., Bani M. S. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 67. P. 014016-1–014016-9.
10. *Krzysztof G.-B., Leszek M., Tomasz S.* // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 103. P. 034013.

11. *Gordon L. E., Vogelsang W.* // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 3136; doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3136>.
12. *Zhongling J.* // JPS Conf. Proc. 2022. V. 37. P. 020305-1–020305-5.
13. *Aurenche P., Fontannaz M., Guillet J.Ph., Pilon E., Werlen M.* arXiv:hep-ph/0602133v2. 2006.
14. *Saimpert M. (ATLAS Collab.)* // XXIII Intern. Workshop on Deep Inelastic Scattering and Related Subjects, Southern Methodist Univ., Dallas, Texas, USA, April 27–May 1, 2015; [http://pos.sissa.it/PoS\(DIS2015\)155](http://pos.sissa.it/PoS(DIS2015)155).
15. *Matthew D. S.* arXiv:1606.02313v1 [hep-ph]. 2016.
16. *Alizada M.R., Ahmadov A.I., Arbutov A.B.* // Proc. of the 7th Intern. Conf. “Modern Trends in Physics” (MTP-2021), Baku State Univ., Baku, Dec. 15–17, 2021. V. 1. P. 142–145; [http://mtp2021.bsu.edu.az/Proc-MTP-2021\\_Volume\\_1.pdf](http://mtp2021.bsu.edu.az/Proc-MTP-2021_Volume_1.pdf).
17. *Ализаде М.Р., Ахмадов А.И.* // Изв. НАН Азербайджана. Сер. физ-техн. и мат. наук, физика и астрономия. 2023. № 2. С. 52–58.
18. *Duke W., Owens J.F.* // Phys. Rev. D. 1982. V. 26. P. 1600–1609.
19. *Martina A.D., Stirlingb W.J., Thornec R.S., Wattc G.* // Eur. Phys. J. C. 2009. V. 63. P. 189–285; arXiv:0901.0002v3 [hep-ph].
20. *Schmidt C., Pumplin J., Stump D., Yuan C.-P.* arXiv:1509.02905 [hep-ph].
21. *Pumplin J., Stump D.R., Huston J., Lai H. L., Nadolsky P., Tung W.K.* // JHEP. 2002. V. 012. P. 0207; arXiv:hep-ph/0201195.

Получено 30 сентября 2023 г.