СЛЕДУЮЩИЙ ЗА ВЕДУЩЕМ ПОРЯДКЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ ПОДПРОЦЕССА КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ КВАРК-ГЛЮОН РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭНЕРГИЯХ NICA

М.Р.Ализаде[1], А.И.Ахмедов[1,2]

[1]Кафедра Теоретической Физики, Бакинский Государственный Университет
ул. З.Халилова 23, Az-1148 Баку, Азербайджан, mohsunalizade@gmail.com

[2]Институт Физических Проблем, Бакинский Государственный Университет,
ул. З.Халилова 23, Az-1148 Баку, Азербайджан

БАКУ 2025

ВВЕДЕНИЕ

Рождение прямых фотонов в протон-протонных столкновениях является важным процессом для изучения структуры и динамики протона при высоких энергиях. Фотоны являются нейтральными по цвету и имеют большую длину свободного пробега даже в плотной адронной материи, а также в среде декофайнмированных кварков и глюонов. Процесс рождения прямых фотонов играет важную роль в определении распределения глюонов в протоне и проверке некоторых аспектов пертурбативной квантовой хромодинамики (пКХД). В частности, исследование подпроцессов с участием морских кварков позволяет более детально изучить структуру протона [1, 2, 3].

Ранее теоретические и экспериментальные исследования рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях в ведущем порядке (ВП) и следующем за ведущем порядке (СВП) проводились в энергиях БАК и

---

[1] Aurenche P., Fontannaz M., Guillet J.Ph., Pilon E., Werlen M. Recent critical study of photon production in hadronic collisions // Phys. Rev. D, - - 2006. - V. 73. - P. 094007-1 - 094007-10. arXiv:hep-ph/0602133v2 22 Feb 2006.

[2] Campbell S. Photon production from gluon mediated quark-anti-quark annihilation at confinement // Phys. Rev. C, - 2015. – V. 92, - P. 014907-1 – 014907-10, arXiv:1504.01654v1 [nucl-ex] 7 Apr 2015.

[3] Martina A.D., Stirlingb W.J., Thornec R.S., Wattc G. Parton distributions for the LHC // Eur. Phys. J. C - 2009, - V. 63, - P. 189 -285 //arXiv:0901.0002v3 [hep-ph].

американского Тэватрона [4, 5]. Показано, что подпроцессы комптоновского рассеяния кварк-глюон $qg \to q\gamma$ и аннигиляция кварк-антикварковой пары $q\bar{q} \to g\gamma$ являются основными механизмами рождения прямых фотонов. Установлено, что подпроцесс комптоновского рассеяния является доминантным процессом рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях.

Дифференциальное сечение подпроцесса комптоновского рассеяния кварк-глюон $qg \to q\gamma$ может быть вычислено в пертурбативной квантовой хромодинамике (пКХД), используя теорему факторизации, которая разделяет короткодействующие взаимодействия частиц от дальнодействующих адронных эффектов [6, 7, 8].

---

[4] 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.

[5] Zhongling J. Measurement of direct photon cross section and double helicity asymmetry at $\sqrt{s}$=510 GeV in $\vec{p} + \vec{p}$ Collisions at PHENIX // Proceeding 24th International Spin Symposium (SPIN2021), JPS Conf. Proc. 37, -2022, - P. 020305-1 020305-5.

[6] Guskov A. on behalf of the SPD working group Physics with prompt photons at SPD // Journal of Physics: Conference Series, arXiv:1910.07838v1 [hep-ex] 17 Oct 2019.

[7] Matthew D. S. Precision direct photon spectra at high energy and comparison to the 8 TeV ATLAS data // J. High Energ. Phys., - 2016, - P. 17.

Точность теоретических предсказаний зависит от порядка пертурбативного разложения, которое обычно выражается в терминах константы сильной связи α_s. Приближение ведущего порядка (ВП), соответствующее низшей степени α_s, часто недостаточно для описания экспериментальных данных, особенно при больших поперечных импульсах фотонов p_T. Поэтому необходимо использовать поправки более высокого порядка, такие как следующий за ведущим порядке (СВП), которые учитывают эффекты однопетлевых виртуальных диаграмм и реальное рождение дополнительных частиц.

Однако вычисления в СВП сложнее, чем вычисления в ВП, поскольку они включают ультрафиолетовые и инфракрасные расходимости, которые необходимо регуляризовать и перенормировать. Результаты СВП зависят от выбора масштабов перенормировки и факторизации, которые вводят теоретические неопределенности, которые необходимо оценивать [9].

Мы исследовали дифференциальное сечение рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях в энергиях NICA. Исследование рождения

---

[8] Baer H., Ohnemus J., Owens J.F. Next-to-leading-logarithm calculation of prompt photon production // Phys.Rev. D - 1990, - V. 42, n. 1, - P.61-71.

[9] Gordon L.E., Vogelsang W. Polarized and unpolarized prompt photon production beyond the leading order // Phys. Rev. D - 1993, - V. 48, - P. 3136, DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.3136.

прямых фотонов в протон-протонных столкновениях в энергиях NICA имеет свои преимущества. Энергия NICA (10 ГэВ) не позволяет рождаться многим элементарным частицам, которые затрудняли точное определение дифференциального сечения рождения прямых фотонов. С этой точки зрения, исследования, которые планируется провести на экспериментальной установке NICA, являются важными [10, 11, 12].

Ранее мы изучали процесс рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях в энергиях NICA в ВП приближении без учета и с учетом продольной поляризации сталкивающихся протонов [13, 14, 15]. Мы рассмотрели

---

[10] Kekelidze V. D. Heavy ion collision experiments at NICA // PEPAN Letter, 2018. V. 49. P. 827-851.

[11] Arbuzov A.B., Bacchetta A., Butenschoend M., Celiberto F.G., and et al. On the physics potential to study the gluon content of proton and deuteron at NICA SPD // Prog. Part. Nucl. Phys., - 2021. Feb; - V. 119. - P. 1-48, arXiv:2011.15005v3 [hep-ex] 27 Feb 2021.

[12] Ivanishchev D. A., Kotov D. O., Kryshen E. L., Malaev M. V., Ryabov V. G., Ryabov Yu. G. Possibility to study the properties of thermal photons in heavy-Ion collisions at the NICA complex // Physics of Particles and Nucleer Letters, - 2022, -V. 53, n.2, - P. 207-220.

[13] Alizada M.R., Ahmadov A.I., Arbuzov A.B. Prompt photons production in proton-proton collision at high energies // Proceedings of the 7th International conference MTP-2021, Modern Trends in Physics, Baku State University, Baku, Azerbaijan December 15-17, - 2021, - V. 1, - P. 142-145, http://mtp2021.bsu.edu.az/Proc-MTP-2021_Volume_1.pdf.

такие подпроцессы, как комптоновское рассеяние кварк-глюон $qg \to q\gamma$, аннигиляцию кварк-антикварковой пары $q\bar{q} \to g\gamma$ и тормозное излучение $qq \to qq\gamma$. Мы выяснили, что дифференциальные сечения процесса рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс 10 ГэВ определяются примерно равными вкладами подпроцессов комптоновского рассеяния кварк-глюон $qg \to q\gamma$ (более 50%) и аннигиляции кварк-антикварковой пары $q\bar{q} \to g\gamma$ (более 47%), в то время как вклад тормозного излучения $qq \to qq\gamma$ можно считать пренебрежимо малым (0.03%). Эти значения ниже тех, что были найдены для энергий БАК и американского Тэватрона. Более того, несмотря на низкие энергии столкновений, комптоновское рассеяние кварк-глюон $qg \to q\gamma$ остается доминантным. Мы также показали, что прямые фотоны, рожденные в чисто электродинамическом комптоновском рассеянии, составляют 10% от прямых фотонов, рожденных в комптоновском рассеянии [15].

---

[14] Alizada M.R., Ahmadov A.I. Radiation correction to Compton scattering of quark-gluon and annihilation of quark-antiquartk pair processes of prompt photon production in proton-proton collisions at high energies // Transaction of Azerbaijan National Academy of Sciences. Physics and Astronomy, - 2023, N 2, - P. 52-58.

[15] Alizada M.R., Ahmadov A.I., Arbuzov A.B. Prompt photon production in subprocesses $qg \to q\gamma$ and $q\gamma \to q\gamma$ of Compton scattering in proton-proton collision at NICA energies // Physics of Particles and Nucleer Letters, - 2024, - V. 21, No. 2, - P. 85–89.

II. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ОДНОПЕТЛЕВЫХ ПОПРАВОК К ПОДПРОЦЕССУ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ КВАРК-ГЛЮОН $qg \to q\gamma$

Мы использовали FeynArts и FeynCalc для генерации диаграмм Фейнмана подпроцесса смешанного комптоновского рассеяния кварк-глюона $qg \to q\gamma$. В этом случае было сгенерировано 773 однопетлевые диаграммы. Среди диаграмм, те, что с тяжелыми частицами (H, G, Z, W, t, c, b, μ, τ, e), которые не регистрируются на NICA SPD, те, что с треугольными петлями из фермионов и векторных бозонов, которые обращаются в ноль по теореме Фарри [16], те, что с “головастиками” и те, что с петлями на внешних ногах, которые исключаются в схеме перенормировок на массовой поверхности, а также те, что с переходами фотона в глюон, в которых не сохраняется цвет, не были учтены. В результате мы получили следующие 11 диаграмм, которые вносят вклад в рождение прямых фотонов в СВП в энергиях NICA (Рисунок 1).

---

[16] Nishijima K. Generalized Furry's theorem for closed loops // Progress of Theoretical Physics, - V. 6, No4, August - 1951, - P, 614–615.

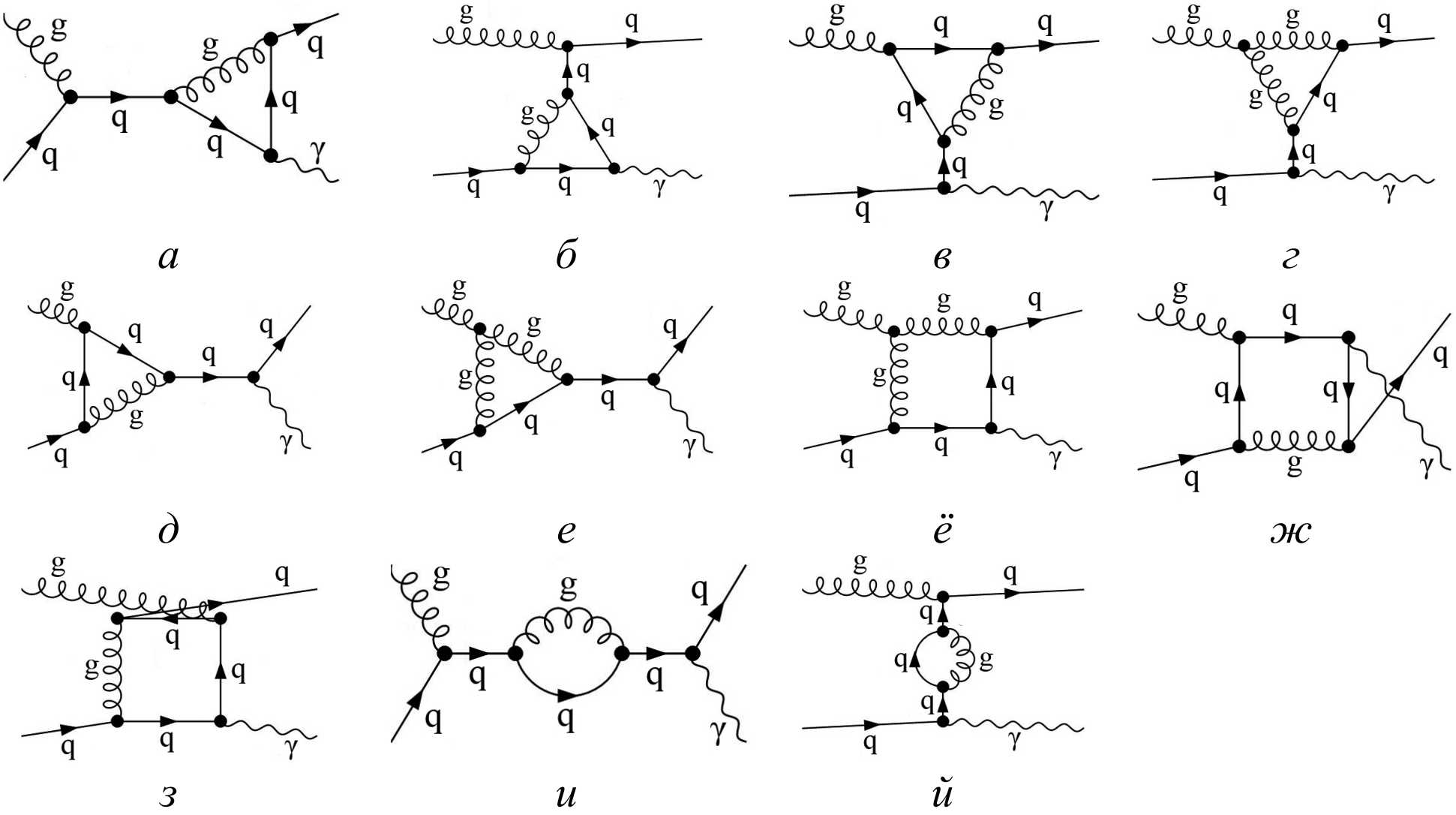


Рис.1(*а,б,в,г,д,е,ё,ж,з,и,й*) Диаграммы Фейнмана однопетлевой коррекции для подпроцесса смешанного комптоновского рассеяния кварк-глюона $qg \to q\gamma$

Как видно из рисунка 1(*а,б,в,г,д,е,ё,ж,з,и,й*) имеются поправки от обмена виртуальными глюонами к процессу ведущего порядка $qg \to q\gamma$.

Вычисления в СВП были проведены, используя размерную регуляризацию и схему Минимальная Суперсимметричная Стандартная Модель (МССМ) [17].

На партонном уровне инварианты Мандельштама подпроцесса следующие:

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

Квадрат модуля матричного элемента для одно петлевой поправки подпроцесса $qg \to q\gamma$, с примененный размерной регуляризацией и усреднённый по спину начальных частиц, имеет вид:

$$|\bar{M}|^2 = \frac{0.0012\alpha_e\alpha_s^3 e_q^2(\hat{s}^3+\hat{s}^2\hat{u}+\hat{s}\hat{u}^2+\hat{u}^3)}{\hat{u}^2(\hat{s}+\hat{u})},$$

где α_s - константа сильного взаимодействия на масштабе факторизации, который мы выбираем равным $\hat{s}$, α_e - постоянная тонкой структуры, e_q - электрический заряд кварка.

Дифференциальное сечение подпроцесса на партонном уровне было определено как в [17].

$$\frac{d\hat{\sigma}_{NLO}(qg\to q\gamma)}{d\hat{t}} = \frac{1}{16\pi\hat{s}^2}|\bar{M}|^2 \quad (1)$$

---

[17] Owens J.F. Large-momentum-transfer production of direct photons, jets, and particles // Reviews of Modern Physics. - 1987, - V. 59, - P. 465-503.

Для расчета дифференциального сечения на адронном уровне мы использовали функцию партонных распределений (ФПР) в СВП $G_{q_1/h_1}(x_1)$ и $G_{q_2/h_2}(x_2)$ в соответствии с [18] на масштабе факторизации $\hat{s}$:

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

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

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy} &= \int (-t) G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \\ \frac{d\sigma}{dp_T^2} &= \int \left(\frac{-t}{2p_T^2}\right) G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) dx_1 dx_2 \frac{d\hat{\sigma}}{d\hat{t}} \end{aligned} \qquad (2)$$

Дифференциальное сечение рождения прямых фотонов в столкновении продольно поляризованных протонов было вычислено. Для этого продольная поляризация сталкивающихся кварков учтена как в [19]:

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

где λ_1, m_1 и p_1 спиральность, масса и импульс кварка, соответственно.

---

[18] 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 // JHEP - 2002, - V. 012, - P. 0207, arXiv:hep-ph/0201195.

[19] Okun L.B. Leptoni i qvarki. Moskow, “Nauka” 1990, p.345 (in Russian)

Для учета поляризации начального глюона четырехмерные векторы записаны как в [20]:

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

где λ_2 спиральность начального глюона.

Для вычисления дифференциального сечения процессов с поляризованными протонами использован поляризованный ФПР [21]:

$$\Delta u_v(x,Q_0^2) = x^{-0.441}(1-x)^{3.96}(0.928+0.149x^{0.5}-1.141x+11.612x^{1.5})$$

$$\Delta d_v(x,Q_0^2) = x^{-0.665}(1-x)^{4.46}(-0.038-0.43x^{0.5}-5.260x+8.443x^{1.5})$$

$$\Delta G(x,Q_0^2) = x^{-1.17}(1-x)^{5.33}(0.03-1.71x^{0.5}+3.01x+43.5x^{1.5})$$

Известно, что при больших значениях x доля партонов типа фотон в протоне может быть сравнима с долей морских кварков [21, 22]. Распределение поляризованных фотонов в протоне было учтено как в [21]:

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

---

[20] Shishkina T.V., Bondarev A.L. Study of polarized effects in Compton scattering // Proceedings of the F&ANS-2010 Conference-School, - 2010, - P. 80-87.

[21] Cheng H-Y., Hsiang H. L., Wu C-Yi. Polarized parton distribution functions revisited // Phys. Rev. D 53 - 1996, -P. 2380-2389, arXiv:hep-ph/9509222, arXiv:hep-ph/9509222v2.

[22] Schmidt C., Pumplin J., Stump D., Yuan C.-P. CT14QED PDFs from isolated photon production in deep inelastic scattering // arXiv:1509.02905 [hep-ph].

где: $A_i = \ln\left(Q_0^2/m_i^2\right)$, а $\tilde{P}_{\gamma q} = \frac{1+(1-z)^2}{z}$ функция расщепления, Q_0 масштаб факторизации.

Матричные элементы и инварианты Мандельштама будут идентичными, с без поляризационным случаем. Учитывая, поляризация начальных частиц, для квадрата матричного элемента усреднённый по спину начальных частиц, для подпроцесса $qg \to q\gamma$ одно петлевой коррекции получим:

$$|\bar{M}|^2 = \frac{0.0012\alpha_e\alpha_s^3 e_q^2}{\hat{s}\hat{u}^2(\hat{s}+\hat{u})}\{\hat{s}^4(1-2\lambda_1\lambda_2+\lambda_2^2)+\hat{s}^3\hat{u}(1-2\lambda_1\lambda_2+\lambda_2^2)+$$
$$+\hat{s}^2\hat{u}^2(1+2\lambda_1\lambda_2+\lambda_2^2)+\hat{s}\hat{u}^3(1+2\lambda_1\lambda_2+\lambda_2^2)\}$$

Дифференциальное сечение подпроцесса на партонном и адронном уровне было определено как (1) и как (2), соответственно.

Двухспиновая асимметрия подпроцессов $qg \to q\gamma$ была вычислена как в [23]:

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

где $\sigma^{\uparrow\uparrow}$ и $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ - сечения процессов соответственно с сонаправленными и противоположно направленными поляризациями сталкивающихся протонов.

---

[23] 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.

Для сравнения дифференциальных сечений на партонном уровне, вычисленных в ВП и СВП, мы использовали отношение $\hat{R} = \frac{d\hat{\sigma}_{\text{СВП}}}{d\hat{\sigma}_{\text{ВП}}}$ и нашли выражение $\hat{R} \approx 0.005\alpha_s$. Отношение на адронном уровне $R = \frac{d\sigma_{\text{СВП}}}{d\sigma_{\text{ВП}}}$ определяется, используя ФПР.

Влияние поляризации сталкивающихся протонов на дифференциальное сечение процесса рождения прямых фотонов было исследовано, определяя отношение $= \frac{d\sigma_{\text{СВП,ПОЛ}}}{d\sigma_{\text{СВП}}}$.

III. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованы зависимости дифференциального сечения рождения прямых фотонов от кинематических параметров: энергии сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$, поперечного импульса p_T, косинуса угла рассеяния фотона Cos(θ), быстроты y и x_T.

На рисунке 2 показаны зависимости полных сечений подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленные в ВП и СВП от суммы энергий сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$, при следующих ограничениях на поперечный импульс фотона p_T и его быстроту: $p_T \geq 0.5$ ГэВ/с и $-2 \leq y \leq 2$.

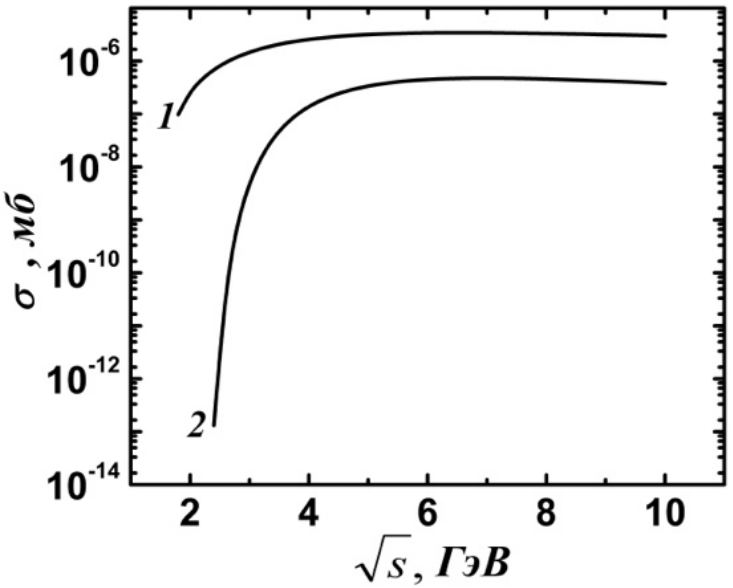


Рис.2 Зависимость полного сечения подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленного в ВП (кривая 1) и СВП (кривая 2) от суммы энергий сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$.

Как видно из рисунка 2, характер зависимости полных сечений подпроцесса $qg \to q\gamma$ от суммы энергий сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$, вычисленных в ВП и СВП, одинаков. Полное сечение увеличивается с ростом суммы энергий сталкивающихся протонов и достигает максимума при $\sqrt{s}$=4.6 ГэВ. С дальнейшим увеличением энергии полное сечение начинает уменьшаться. Можно предположить, что с увеличением энергии, согласно преобразованию Лоренца, сферическая форма частиц переходит в форму диска. В этом случае составляющие частиц переходят из плотного состояния в менее плотное. В этой форме при столкновении протонов столкновение их составляющих менее вероятно и, следовательно, дифференциальное сечение столкновения уменьшается. Энергия 4.6 ГэВ может характеризовать энергию сильного взаимодействия, а также минимальную энергию, необходимую для перехода частицы из сферической формы в форму диска. Другое предположение состоит в том, что с увеличением скорости (энергии) сталкивающихся частиц время взаимодействия частиц (константа сильной связи α_s) уменьшается, и, следовательно, дифференциальное сечение столкновения уменьшается. Это согласуется с предсказанием пКХД.

При малых значениях энергии сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$. полное сечение, вычисленное в СВП, значительно меньше, чем полное сечение, вычисленное в ВП, но становится приблизительно сравнимым при больших значениях $\sqrt{s}$. Это указывает на то, что поправки СВП важны для точности расчета, особенно при больших значениях энергии сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$.

Как видно из рисунка 3, с увеличением поперечного импульса фотона p_T, дифференциальное сечение быстро уменьшается.

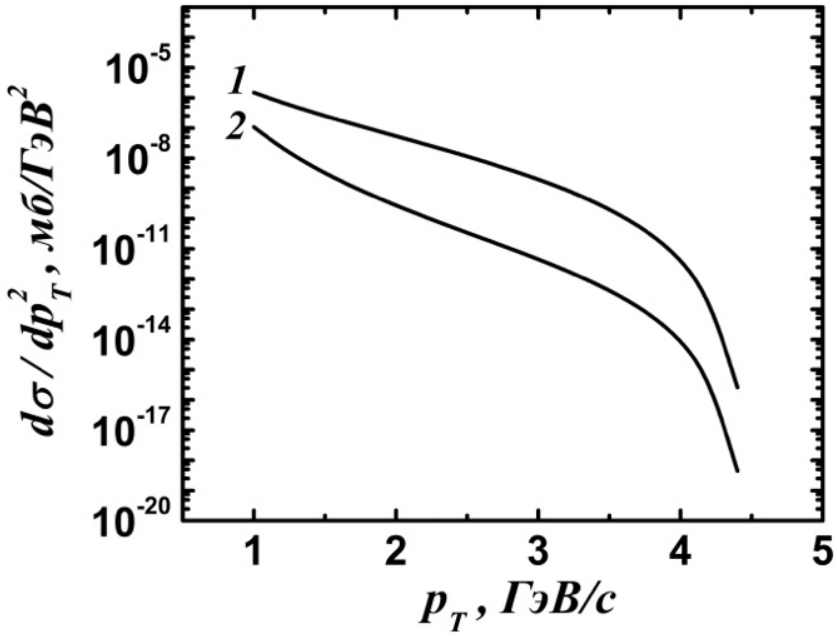


Рис.3 Зависимость дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dp_T^2}$ подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленного в ВП (кривая 1) и СВП (кривая 2) от поперечного импульса p_T прямых фотонов при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

Это связано с тем, что испускание фотонов с большей вероятностью происходит под малыми углами по отношению к сталкивающемуся кварку, что предполагает меньшее значение p_T. По мере увеличения поперечного импульса фотонов, рождение фотонов становится все более подавленным константой сильной связи α_s и ФПР. Такое поведение согласуется с предсказаниями пКХД, которая описывает взаимодействие между кварками и глюонами при высоких энергиях. В пКХД вероятность процесса жесткого рассеяния уменьшается по мере увеличения передачи импульса (в данном случае поперечный импульс фотона p_T). Быстрое снижение также может быть связано с ограничениями подхода пКХД при очень высоких p_T. При этих энергиях непертурбативные эффекты становятся значительными, и расчеты пКХД могут быть неточными. Конкретная форма кривой и скорость уменьшения могут дать понимание основных механизмов этого подпроцесса, таких как ФПР сталкивающихся частиц или конкретные вклады различных диаграмм Фейнмана.

Зависимость дифференциального сечения от поперечного импульса p_T рожденных прямых фотонов показывает, что в рассмотренном интервале изменения p_T дифференциальное сечение, вычисленное в СВП, меньше, чем в ВП. При малых и больших значениях p_T разница между дифференциальными сечениями, вычисленными в ВП и СВП, мала.

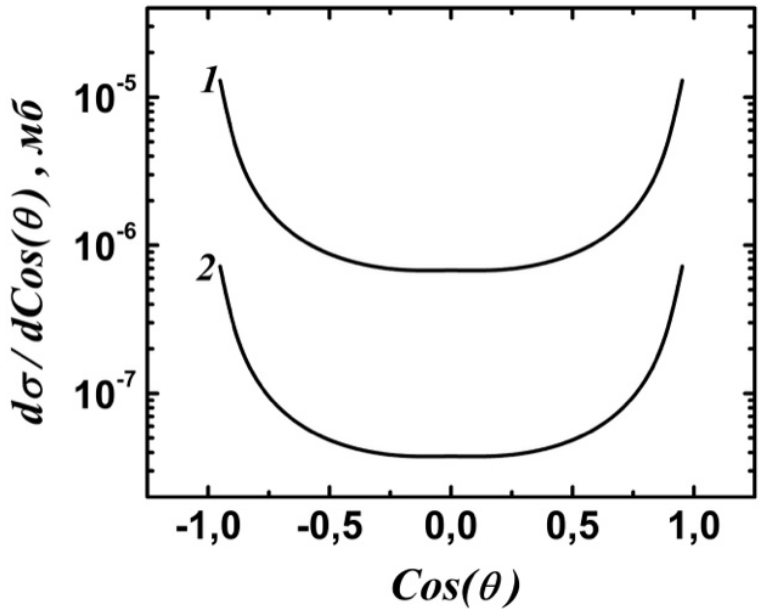


Рис.4 Зависимость дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dCos(\theta)}$ подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленного в ВП (кривая 1) и СВП (кривая 2) от косинуса угла рассеяния прямых фотонов при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

Рис.4 Зависимость дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dCos(\theta)}$ подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленного в ВП (кривая 1) и СВП (кривая 2) от косинуса угла рассеяния прямых фотонов при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

Зависимости дифференциальных сечений от косинуса угла рассеяния прямого фотона для подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленные в ВП и в СВП имеют схожий характер. Дифференциальное сечение имеет наибольшую величину, когда угол вылета приближается к 16 или 164 градусам. Это означает, что фотон большой вероятности выйдет по направлению оси

столкновения частиц. Дифференциальное сечение становится меньше с ростом угла вылета.

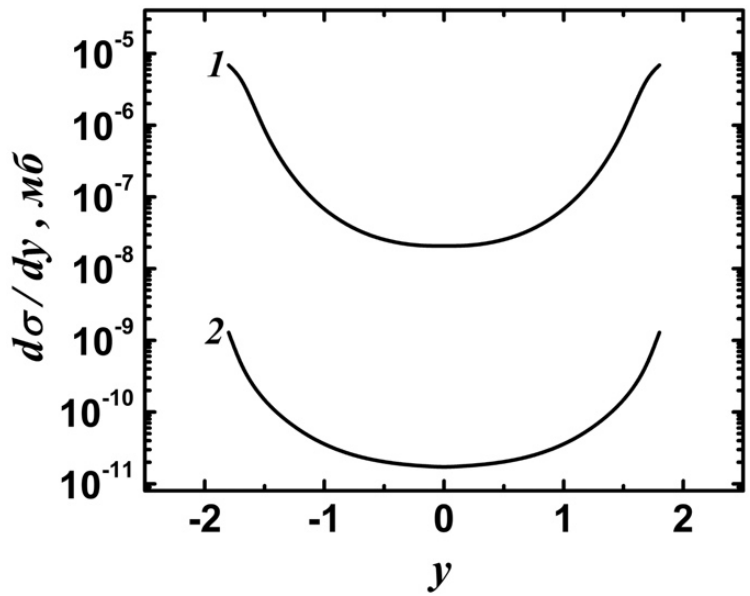


Рис.5 Зависимость дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dy}$ подпроцесса, вычисленного в ВП (кривая 1) и СВП (кривая 2) от быстроты y прямых фотонов при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

Из рисунка 5 видно, что дифференциальное сечение достигает максимального значения при y=±1.95 и уменьшается с изменением y. Минимальное значение дифференциального сечения наблюдается при y=0.

Такое поведение предполагает, что процесс более вероятен при более высоких быстротах, когда сталкивающиеся частицы имеют больший продольный импульс. Так как дифференциальное сечение имеет симметричную форму относительно y=0, это означает, что подпроцесс

инвариантен относительно преобразования $y \rightarrow - y$. Этого следует ожидать из симметрий четности и зарядового сопряжения КХД и КЭД. Достижения минимального значения при y=0, что позволяет предположить, что процесс менее вероятен, когда кварк и глюон имеют одинаковые продольные импульсы, а это означает, что подпроцесс, скорее всего, создаст кварк и фотон с равными и противоположными быстротами или, что-то же самое, с одинаковыми поперечный импульс и нулевой продольный импульс менее вероятен. Это согласуется с законом сохранения импульса при столкновении.

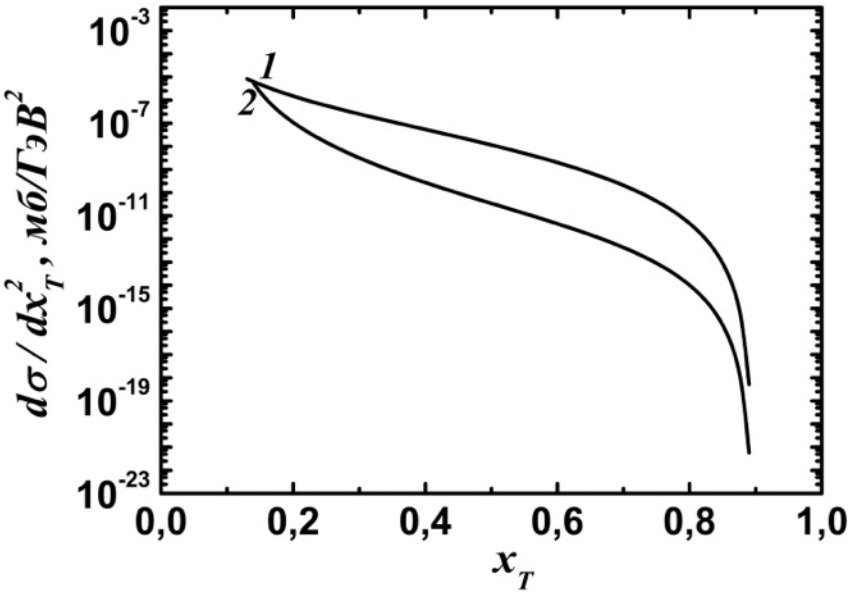
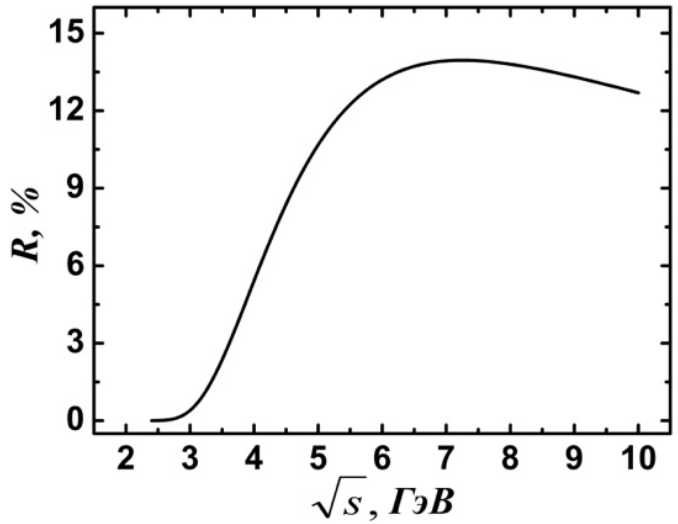


Рис.6 Зависимость дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dx_T}$ подпроцесса $qg \rightarrow q\gamma$, вычисленного в ВП (кривая 1) и СВП (кривая 2) от x_T при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

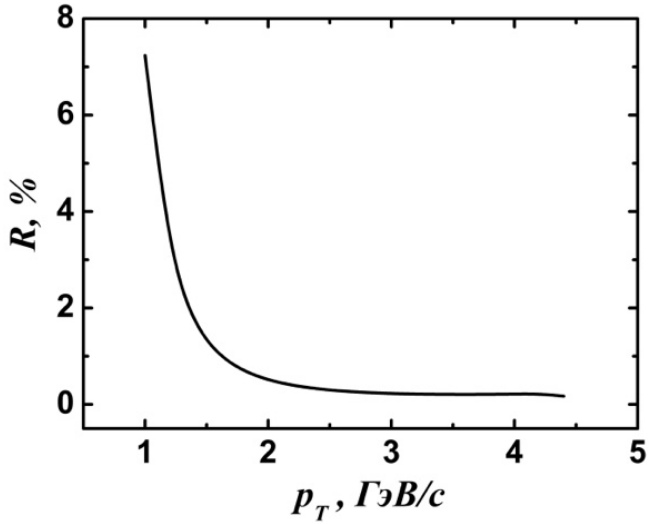
Зависимость дифференциального сечения от x_T имеет аналогичный характер, как и зависимость дифференциального сечения от поперечного импульса p_T рожденных прямых фотонов. Тенденция аналогична зависимости от p_T, поскольку x_T прямо пропорционально p_T ($x_T = 2p_T/\sqrt{s}$).

Таким образом, как и ожидалось, все зависимости дифференциального сечения, вычисленные в ВП, имеют большее значение, чем все зависимости дифференциального сечения, вычисленные в СВП. Это ожидается в пКХД, где члены более высокого порядка вносят все более значительные радиационные поправки при более высоких энергиях партонов. Следовательно, вычисления в СВП имеют существенное значение при высоких энергиях сталкивающихся протонов.

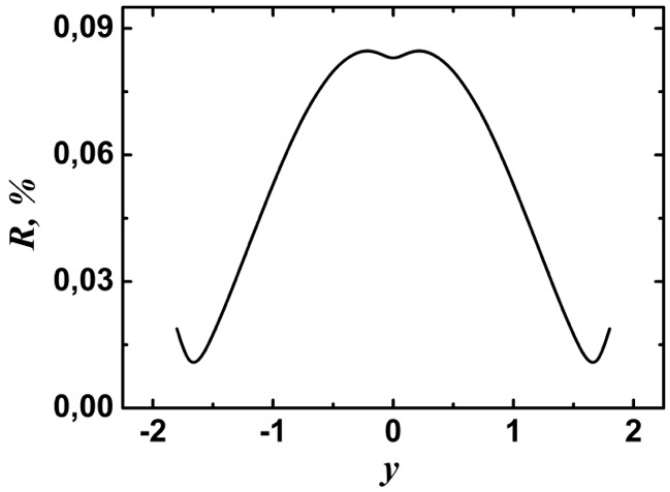
Исследование зависимостей отношения $R = \frac{d\sigma_{\text{СВП}}}{d\sigma_{\text{ВП}}}$ от суммы энергий сталкивающихся начальных частиц $\sqrt{s}$, поперечного импульса p_T прямых фотонов, косинуса угла рассеяния $Cos(\theta)$, быстроты y прямых фотонов показывает, что поправки СВП играют все более важную роль в описании процесса рождения прямого фотона.



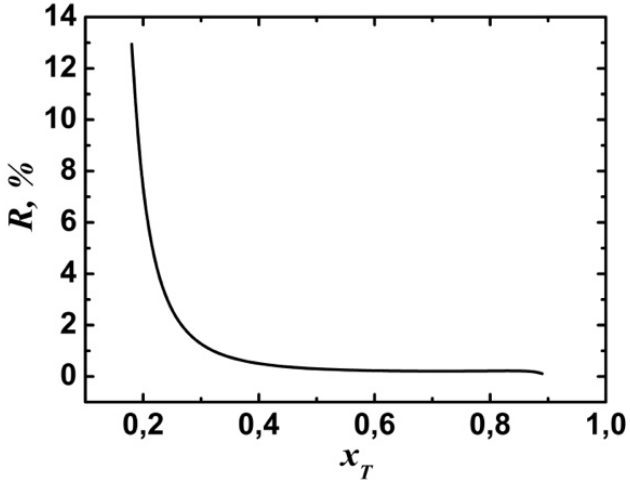
а



б



в



г

Рис.7(*а,б,в,г*) Зависимости отношения $R = \frac{d\sigma_{\text{СВП}}}{d\sigma_{\text{ВП}}}$ от суммы энергий сталкивающихся частиц $\sqrt{s}$ (*а*), поперечного импульса p_T прямых фотонов (*б*), быстроты y (*в*) и x_T (*г*) при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

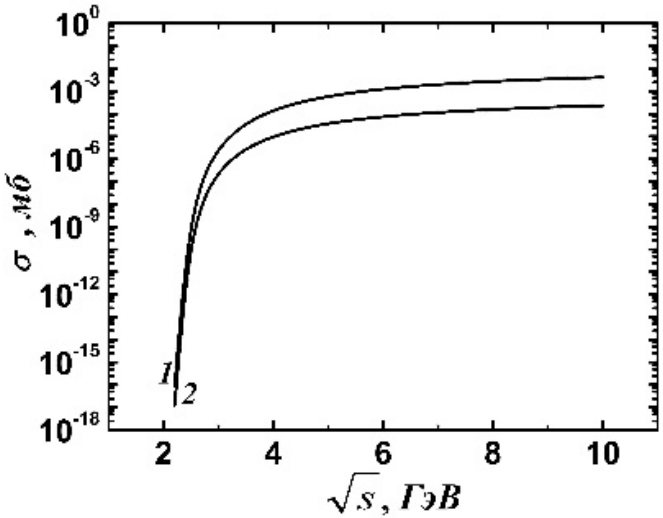
Как видно из рисунка 7(а), что R растет при повышении суммы энергий столкновения частиц $\sqrt{s}$. R достигает максимума, когда $\sqrt{s}$=6.5 ГэВ, а затем снижается с увеличением $\sqrt{s}$. Как видно из рисунка 7(a), вклад СВП существенен при высоких энергиях сталкивающихся протонов. Это согласуется с рисунком 2.

С увеличением поперечного импульса p_T, значение R уменьшается в интервале p_T∈[1;4.5] ГэВ/с. R имеет максимальное значение равное 6.5% при p_T=1 ГэВ/с (Рис.7($б$)). Такое поведение ожидаемо, поскольку поправки более высокого порядка обычно более существенны при низких p_T, где излучение мягких глюонов и виртуальные поправки играют доминирующую роль. При высоких p_T, пертурбативное разложение становится более стабильным, уменьшая относительный вклад поправок СВП.

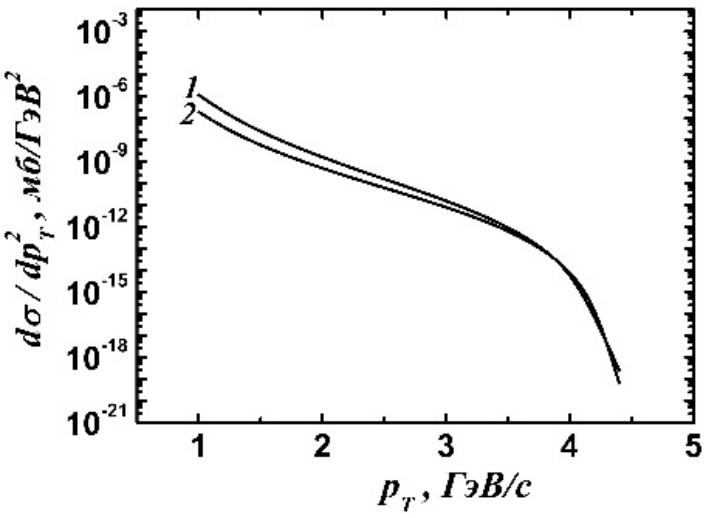
Из зависимости отношения R от быстроты y фотона (Рис.7($в$)), видно, что R монотонно уменьшается с увеличением абсолютных значений y. Это означает, что поправки СВП становятся все более важными в центральной области (y=0) и менее значительными в переднем и заднем направлениях (большие абсолютные значения y). Это предполагает, что поправки СВП более выражены в центральной области быстроты, где фазовое пространство для излучения глюона и виртуальных поправок больше. При больших

быстротах ($|y|\sim 2$), подавление эффектов СВП может быть связано с доминированием процессов ведущего порядка в передней/задней области.

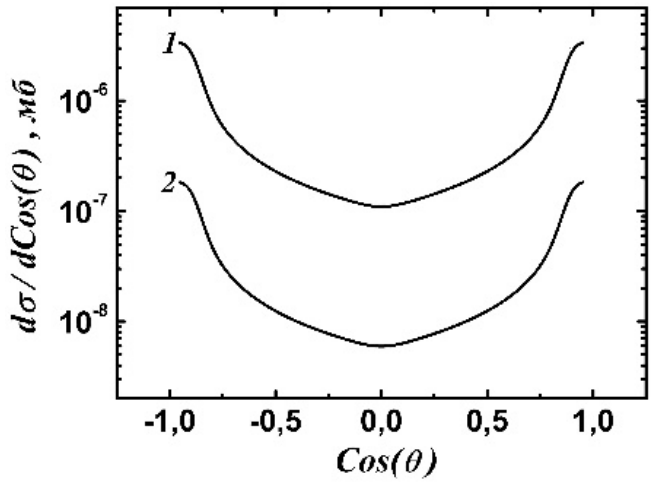
Зависимость от переменной $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ такова, что R уменьшается быстро с x_T. Это следует тому же обоснованию, что и для p_T, где поправки СВП более существенны при малых x_T, но их влияние уменьшается по мере увеличения x_T, что означает, что пертурбативное разложение стабилизируется.



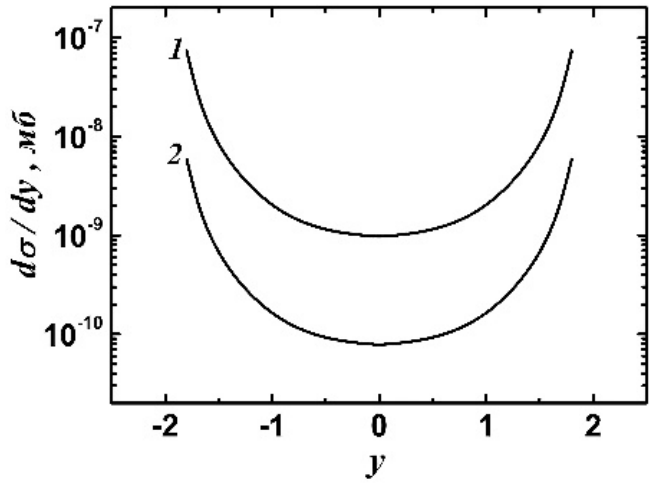
а



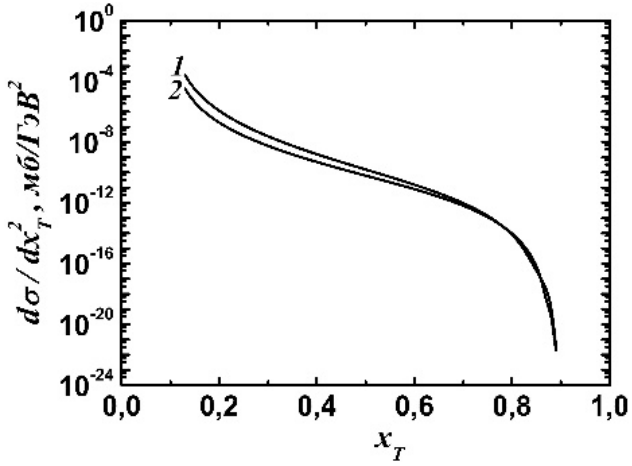
б



в



г



д

Рис.8(*а,б,в,г,д*) Зависимость дифференциального сечения подпроцесса $qg \to q\gamma$, вычисленного в СВП с учетом продольной поляризации сталкивающихся протонов от суммы энергии сталкивающихся протонов, $\sqrt{s}$ (*а*), поперечного импульса p_T (*б*), косинуса угла

рассеяния (*в*), быстроты прямого фотона *y* (*г*) и x_T (*д*) при $\sqrt{s}$=10 ГэВ при степени поляризации P_1 ,P_2=0.9, -0.9 (кривая 1) и при P_1=P_2=±0.9 (кривая 2).

Как видно из рисунка 8(*а,б,в,г,д*), поляризация не изменила характер зависимостей дифференциального сечения от суммы энергии сталкивающихся протонов, $\sqrt{s}$, поперечного импульса p_T, косинуса угла рассеяния, быстроты прямого фотона y и x_T. В случае противоположной поляризации дифференциальное сечение увеличивается, а в случае сонаправленной поляризации дифференциальное сечение уменьшается, что аналогично вычислениям в ВП.

Как показано на рисунке 8(*а*), увеличение суммы энергии сталкивающихся частиц $\sqrt{s}$ в интервале [2;10] ГэВ приводит к увеличению полного сечения подпроцесса $qg \to q\gamma$.

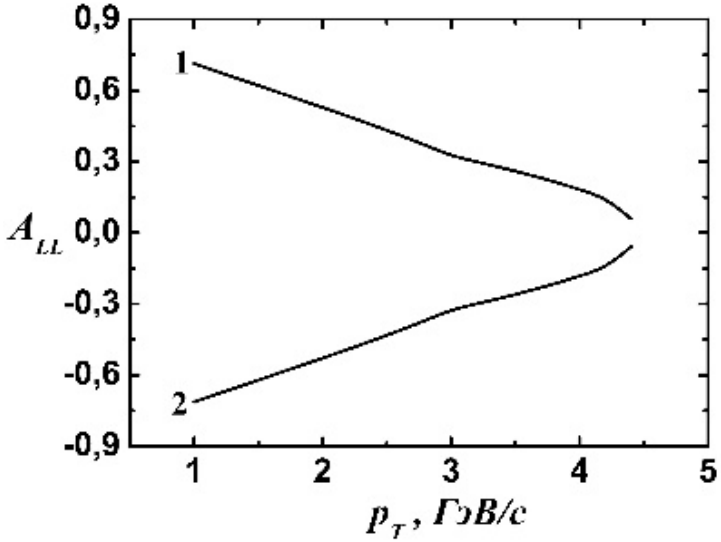
Исследование зависимости дифференциального сечения от поперечного импульса p_T рожденных прямых фотонов (Рисунок 8(*б*)) показывает быстрое уменьшение по мере увеличения p_T.

Из рисунка 8(*в*) видно, что зависимость дифференциального сечения от косинуса угла рассеяния прямого фотона наиболее выражена, когда угол рассеяния приближается примерно к 16 или 164 градусам, указывая на более высокую вероятность рождения фотона вдоль оси столкновения протонов.

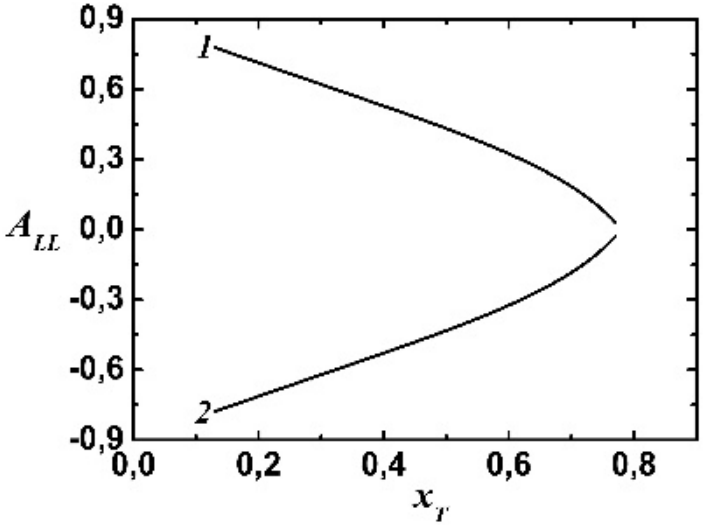
Наоборот, при изменении угла рассеяния между 16 и 164 градусами, дифференциальное сечение уменьшается.

Максимум дифференциального сечения появляется при y=±1.95 (Рисунок 8(*г*)), и уменьшается при изменении у в интервале (1.95, -1.95), достигая минимума при y=0.

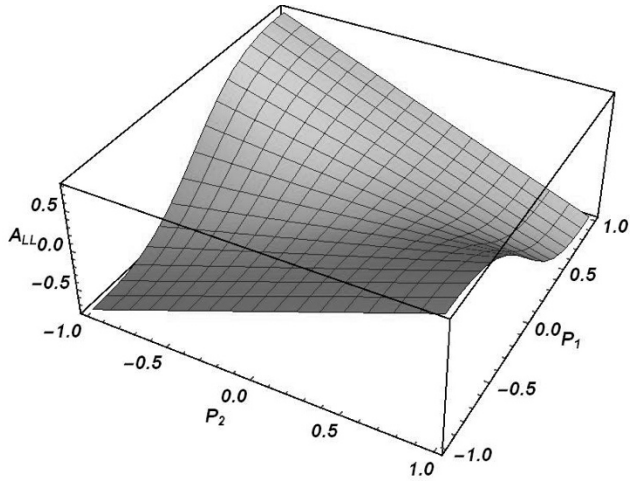
Более того, тенденция дифференциального сечения в зависимости от x_T очень похожа на тенденцию поперечного импульса p_T (Рис.8(*б*), Рис.8(*д*)).



а



б

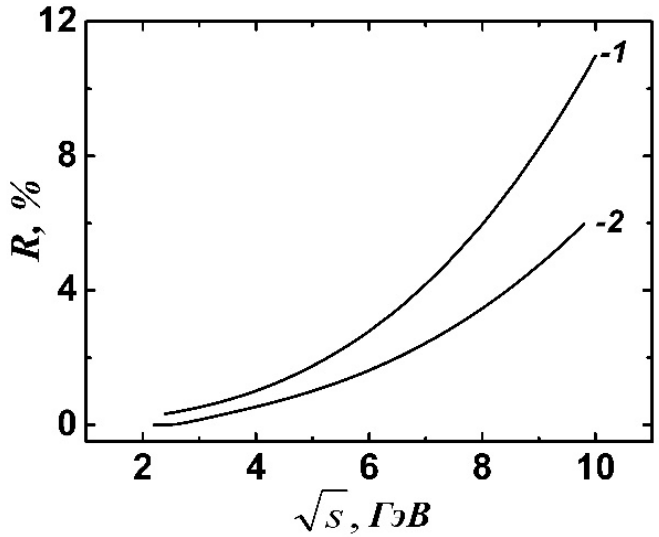


в

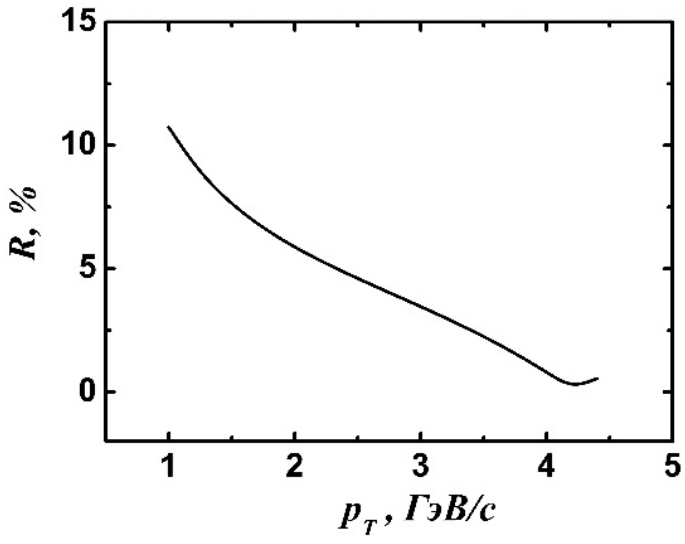
Рис.9(*а,б,в*) Зависимости двухспиновой асимметрии подпроцесса комптоновского рассеяния кварк-глюон $qg \to q\gamma$, вычисленной в СВП при степени поляризации P_1, P_2=0.9, -0.9 (кривая 1) и при P_1=P_2=±0.9 (кривая 2) от поперечного импульса рожденных прямых фотонов p_T (*а*), x_T (*б*) и трехмерный график зависимости двухспиновой асимметрии от степени поляризации P_1 и P_2 (*в*) при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

Из зависимостей (Рис.9(*а,б*)) видно, что двухспиновая асимметрия по-разному зависит от поляризации начальных частиц. Двухспиновая асимметрия A_{LL} при степенях поляризации начальных частиц P_1, P_2=0.9, -0.9 уменьшается, а при степенях поляризации P_1=P_2=±0.9 она уменьшается с увеличением поперечного импульса фотона p_T. Такое поведение типично для спин-зависимых процессов, где меньший поперечный импульс способствует

большей передаче поляризации. При более высоких p_T, вклады глюонов размывают асимметрию, приводя к ее уменьшению. Аналогичная зависимость наблюдается в зависимости двухспиновой асимметрии от распределения поперечного импульса x_T. При малых x_T асимметрия велика, а по мере роста x_T размывание из-за глюонных взаимодействий подавляет A_{LL}. Две кривые соответствуют разным комбинациям поляризаций и демонстрируют симметричное поведение относительно нуля. Как и для ВП, двухспиновая асимметрия в СВП имеет максимальные значения при противоположной поляризации P_1 и P_2 (Рис.9(*в*)). Асимметрия достигает максимума, когда обе поляризации начального состояния сонаправлены (одинаковый знак), и уменьшается, когда они противоположны. Переход от положительной к отрицательной асимметрии происходит непрерывно, указывая на прямую связь между ориентацией спинов и величиной асимметрии.



а



б

Рис.10(*а,б*) Зависимость отношения $R = \frac{d\sigma_{\text{СВП_ПОЛ}}(qg \to q\gamma)}{d\sigma_{\text{СВП}}(qg \to q\gamma)}$ от суммы энергии сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$ при P_1P_2 =-0.81 (кривая 1), P_1P_2 =0.81 (кривая 2) (а) и от поперечного импульса прямых фотонов p_T при $\sqrt{s}$=10 ГэВ.

В зависимости поляризации сталкивающихся частиц поляризация может увеличивать или уменьшать дифференциальное сечение. Влияние поляризации на дифференциальное сечение вычислений СВП становится существенным при больших энергиях сталкивающихся частиц $\sqrt{s}$. На рисунке 10(*а*) показана зависимость дифференциального сечения, вычисленная для СВП при P_1P_2= -0.81, как видно, влияние поляризации на

вычисления для СВП становится существенным при больших энергиях сталкивающихся частиц $\sqrt{s}$. При P_1P_2= -0.81 максимальное уменьшение дифференциального сечения получено при больших суммарных энергиях сталкивающихся протонов.

Как видно из рисунка 10(*б*), отношение $R = \frac{d\sigma_{\text{СВППОЛ}}(qg \to q\gamma)}{d\sigma_{\text{СВП}}(qg \to q\gamma)}$ уменьшается с увеличением поперечного импульса p_T прямого фотона.

ВЫВОДЫ

1. Наши расчеты показали важность вычислений в СВП для точной теории рождения прямых фотонов в комптоновском рассеянии кварк-глюон в протон-протонном столкновении.

2. Зависимость дифференциального сечения от суммы энергии сталкивающихся протонов $\sqrt{s}$, вычисленная в СВП, существенна при больших значениях энергии $\sqrt{s}$.

3. Разница между дифференциальными сечениями, вычисленными в ВП и СВП, мала при малых и больших p_T.

4. Фотон имеет высокую вероятность рассеяния вдоль оси столкновения протонов. Углы рассеяния составляют 16 и 164 градуса.

5. Из зависимостей отношения $R = \frac{d\sigma_{\text{СВП}}}{d\sigma_{\text{ВП}}}$ от суммы энергий сталкивающихся начальных частиц $\sqrt{s}$, поперечного импульса p_T прямых фотонов, косинуса угла рассеяния $Cos(\theta)$, быстроты y прямых фотонов видно, что поправки СВП все больше влияют на описание процесса. Это соответствует пКХД, в которой члены более высокого порядка дают большие радиационные поправки при более высоких энергиях партонов.

6. Сравнивая зависимости дифференциального сечения, вычисленные в ВП и СВП, видно, что поляризация протонов сильнее влияет на СВП, чем на ВП. Причиной этого может быть: во-первых, в расчетах СВП появляются новые

диаграммы Фейнмана, включающие поправки на виртуальную петлю. Эти новые диаграммы часто дают вклад с противоположными знаками по сравнению с диаграммами ВП, что приводит к уменьшению в полном сечении процесса. Однако для конкретных наблюдаемых величин, таких как поляризационная асимметрия, это подавление может быть не столь эффективным, что приведет к более сильному относительному влиянию остальных членов, чувствительных к поляризации. Во-вторых, расчеты СВП учитывают дополнительные кинематические конфигурации по сравнению с ВП, включая рассеяние партонов более высокого порядка и эмиссию глюонов. Эти конфигурации могут быть более чувствительными к спиновой ориентации протонов, что приводит к большей поляризационной зависимости по сравнению с более ограниченной кинематической картиной в ВП.

7. Сравнение наших вычислений с вычислениями СВП, проведенными на БАК и Американском Тэватроне, показало, что СВП составляет примерно 15% от ВП для энергий NICA и БАК, Американского Тэватрона, соответственно.

8. Полученные результаты указывают на необходимость учета вкладов СВП при симуляции и анализе экспериментальных данных по процессу рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергиях NICA и FAIR.

БЛАГОДАРЮ ЗА ВНИМАНИЕ!