

ЛЕПТОННЫЕ УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В РОЖДЕНИИ Z -БОЗОНОВ В ПОДХОДЕ ФАКТОРИЗАЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. А. Салеев^{1,2,*}, С. С. Омелянчук^{1,**}

¹ Самарский университет, Самара, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изучаются лептонные угловые коэффициенты в распадах Z -бозонов, рождение которых описывается в рамках факторизации при высоких энергиях (k_T -факторизация) в подходе реджезации партонов (ПРП). Последний основан на модифицированной модели Кимбера–Мартина–Рыскина–Вотта (КМРВ) неинтегрированных партонных функций (нПФР) распределения и эффективной теории поля процессов в мультиреджевской кинематике Л. Н. Липатова. Наряду с лидирующим вкладом от процессов кварк-антикварковой аннигиляции ($Q\bar{Q} \rightarrow Z$) учитывается вклад следующей поправки по константе сильного взаимодействия от процессов кварк-глюонного рассеяния ($QR \rightarrow qZ$). Результаты расчетов для p_T -спектров Z -бозона и лептонных угловых коэффициентов сравниваются с экспериментальными данными коллаборации ATLAS. Предсказания, полученные с использованием нПФР КМРВ, сравниваются с результатами расчетов, полученными с нПФР в модели партонных расщеплений (ПР) Юнга–Хаутмана.

We study lepton angular coefficients in the decays of Z bosons, the production of which is described in the framework of high-energy factorization (k_T factorization) in the Parton Reggeization Approach (PRA). The latter is based on a modified Kimber–Martin–Ryskin–Wott (KMRW) model of unintegrated parton distribution functions (uPDFs) and the effective field theory of processes in multi-Regge kinematics by L. N. Lipatov. Along with the leading contribution from the quark–antiquark annihilation processes ($Q\bar{Q} \rightarrow Z$), the contribution of the following correction to the strong interaction constant from the quark–gluon scattering processes ($QR \rightarrow qZ$) is taken into account. The results of calculations for the p_T spectra of the Z boson and lepton angular coefficients are compared with experimental data from the ATLAS Collaboration. Predictions obtained using the KMRW uPDFs are compared with the calculation results obtained with the uPDFs in the Jung–Hautmann parton branching model (PB model).

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

* E-mail: saleev.va@ssau.ru

** E-mail: omelancuksavelij@gmail.com

ВВЕДЕНИЕ

Процессы инклюзивного рождения Z -бозонов при высоких энергиях являются прецизионным тестом квантовой хромодинамики (КХД), основанной на теории возмущений по малой константе сильного взаимодействия на масштабе порядка массы Z -бозона. Кроме того, угловое распределение лептонов от распада Z -бозона определяется структурой лагранжиана электрослабого взаимодействия и поляризацией Z -бозонов, зависящей от динамики жестких взаимодействий кварков и глюонов из сталкивающихся протонов. В приближении коллинеарной факторизации или в коллинеарной партонной модели (КПМ) сечение инклюзивного рождения Z -бозонов рассчитано вплоть до поправки второго порядка малости по константе α_S к лидирующему приближению, отвечающему партонному подпроцессу $q + \bar{q} \rightarrow Z$ [1]. Результаты расчетов в КПМ достаточно хорошо описывают экспериментальные данные для p_T -спектров Z -бозонов и угловых лептонных коэффициентов A_n при энергиях Большого адронного коллайдера, $\sqrt{s} = 7-13$ ТэВ. При таких высоких энергиях характерные $x \sim m_Z/\sqrt{s} \sim 10^{-2}$ малы, что дает возможность описывать такие процессы как жесткие процессы в реджевской кинематике, когда режим коллинеарной факторизации сменяется на режим факторизации при высоких энергиях или k_T -факторизации [2–4]. Спектры по поперечному импульсу Z -бозонов в подходе k_T -факторизации изучались ранее в работах [5–7], а угловые лептонные коэффициенты были впервые рассчитаны в работах [8, 9]. В данной работе мы исследуем зависимость предсказаний, полученных в подходе k_T -факторизации, от выбора нПФР, сравнивая их для двух различных параметризаций нПДФ кварков и глюонов, полученных в модифицированной модели КМРВ [7] (mKMRW) и в модели ПР (PB-NLO-HERAI+II-2018-set1) [10, 11]. Данные нПФР сильно отличаются в кинематической области $q_T \gg \mu$, когда поперечный импульс партона q_T много больше жесткого масштаба μ , что, несомненно, должно сказаться на зависимости спектров Z -бозонов по поперечному импульсу и зависимости угловых лептонных коэффициентов от поперечного импульса при $p_T \gtrsim m_Z$.

ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

В калибровочно-инвариантной версии подхода k_T -факторизации, в подходе реджезации партонов (ПРП) [7, 12, 13], сечение адронного процесса связано с сечением партонного подпроцесса факторизационной формулой

$$d\sigma \simeq \sum_{i, \bar{j}} \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_{T1}}{\pi} \Phi_i(x_1, t_1, \mu^2) \times \\ \times \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_{T2}}{\pi} \Phi_j(x_2, t_2, \mu^2) d\hat{\sigma}_{\text{PRA}}, \quad (1)$$

где $t_i = \mathbf{q}_{T_i}^2$, сечение жесткого рассеяния $d\hat{\sigma}_{\text{PRA}}$ связано с квадратированной реджезованной амплитудой $|\overline{\mathcal{A}}_{\text{PRA}}|^2$ стандартным образом. Начальные партоны вне массовой поверхности в ПРП рассматриваются как реджезованные партоны калибровочно-инвариантной эффективной теории поля (ЭТП) [14–16] для процессов в мультиреджевской кинематике (МРК).

В модифицированной модели КМРВ нПФР реджезованных глюонов и кварков вычисляются по формулам [7, 17, 18]

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{\alpha_S(\mu)}{2\pi} \frac{T_i(t, \mu^2, x)}{t} \sum_j \int_x^1 \frac{dz}{z} P_{ij}(z) F_i(x, \mu^2) \theta(\Delta(t, \mu) - z),$$

где $F_i(x, \mu^2) = x f_i(x, \mu^2)$, $\Delta(t, \mu) = \mu/(\sqrt{t} + \mu)$ — КМР функция обрезания, устраняющая инфракрасную расходимость при $z \rightarrow 1$, здесь и далее факторизационный и ренормализационный масштабы равны: $\mu_F = \mu_R = \mu$. Для устранения коллинеарных расходимостей мы требуем, чтобы модифицированные нПФР удовлетворяли точному условию нормировки:

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

что эквивалентно

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{d}{dt} [T_i(t, \mu^2, x) F_i(x, t)], \quad (3)$$

где $T_i(t, \mu^2, x)$ — судаковский формфактор, удовлетворяющий граничным условиям: $T_i(0, \mu^2, x) = 0$ и $T_i(\mu^2, \mu^2, x) = 1$ и также устраняющий расходимости при $t \rightarrow 0$. Точное выражение для судаковского формфактора, зависящего от x , было найдено в работе [7].

Коллекция нПФР собрана в библиотеке TMDlib2 [11]. В данной работе мы сравниваем предсказания, полученные с мКМРВ параметризацией, с результатами вычислений при использовании параметризации в модели партонного расщепления (ПР) (PB-NLO-HERA1+II-2018-set1) [10]. В модели ПР нПФР получаются путем решения методом Монте-Карло системы эволюционных уравнений таким образом, что соответствующие k_T -интегрированные ПФР удовлетворяют требованиям обычного уравнения эволюции Докшицера–Грибова–Липатова–Алтарелли–Паризи (ДГЛАП). Зависимость нПФР в модели ПР от поперечного импульса по существу определяется зависящими от поперечного импульса партонными функциями расщепления с помощью выбора подходящей функции обрезания мягких и коллинеарных расходимостей, выбором масштаба в определении формфактора Судакова, задающего вероятность расщепления.

ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

Следуя работам [8, 9], для проведения численных расчетов мы используем Монте-Карло генератор партонового уровня KaTie [19], основанный на численном методе получения калибровочно-инвариантных амплитуд рассеяния с частицами вне массовой поверхности в начальном состоянии при высоких энергиях. Метод основан на формализме спинорных амплитуд и рекуррентных соотношений типа Бритто–Качазо–Фэн–Виттена [20, 21]. Формализм, использующийся в генераторе KaTie для генерации амплитуд, эквивалентен методу получения амплитуд по фейнмановским правилам эффективной теории поля Л. Н. Липатова [14–16], используемому в ПРП [22–24], на уровне древесных диаграмм. Точность численных расчетов для полных сечений в KaTie выбиралась равной 0,05 %.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для сравнения на рис. 1 показаны нПФР глюонов, u -кварков и \bar{u} -антикварков как функции поперечного импульса при характерных значениях $x = 0,01$ и жесткого масштаба $\mu = m_Z$ для параметризаций мКМРВ и ПР. В области поперечных импульсов $2 < q_T < 50$ ГэВ нПФР хорошо согласуются друг с другом. Отличие при $q_T < 2$ ГэВ связано с различием в выборе непертурбативной части нПФР, а отличие при $q_T \sim m_Z$ обусловлено разными моделями пертурбативной генерации

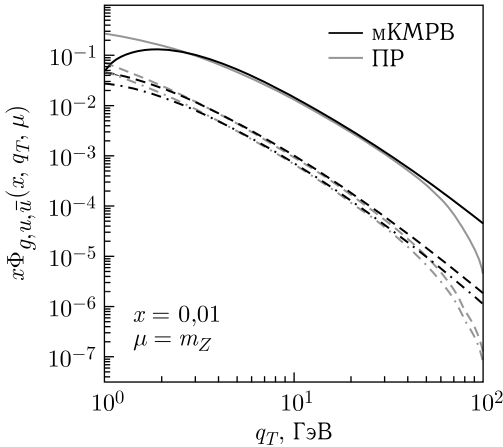


Рис. 1. нПФР глюонов (сплошные кривые), кварков (штриховые кривые) и антикварков (штрихпунктирные кривые) как функции поперечного импульса партонов. Черные кривые — параметризация мКМРВ, серые кривые — параметризация ПР

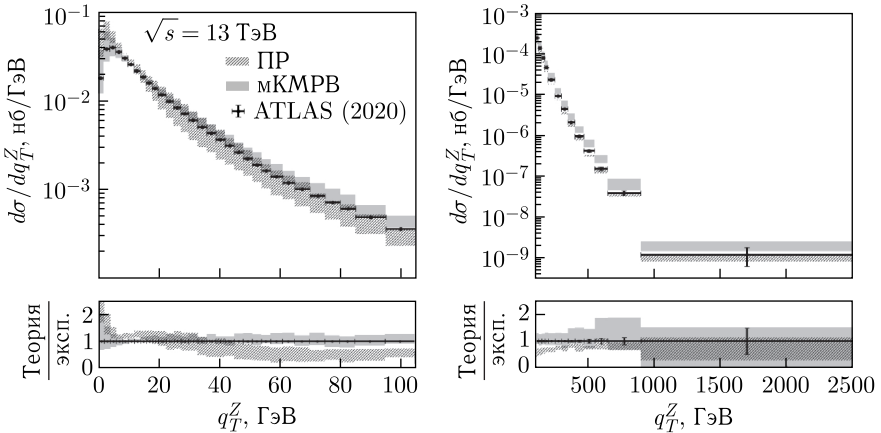


Рис. 2. Спектры Z -бозонов по поперечному импульсу. Гистограммы с темной заливкой — расчеты с параметризацией мКМРВ, со светлой заливкой — расчеты с параметризацией ПР. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [25] при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и инвариантной массе мюонной пары $80 < M_{\mu\mu} < 120$ ГэВ. На конечные мюоны накладывались ограничения $p_T^\mu > 25$ ГэВ и $|y^\mu| < 2,5$

жесткой части нПФР. Эти отличия приводят к разному поведению спектров Z -бозонов при очень маленьких и больших поперечных импульсах, как это показано на рис.2. Отметим, что в представленных расчетах процессы рождения пары лептонов через виртуальный фотон также учитывались, однако вклад интерференции Z/γ^* не превышает нескольких процентов в полное сечение рождения пары лептонов с инвариантной массой около массы Z -бозона и отдельно не исследовался.

В наших расчетах наряду с лидирующим вкладом партонного процесса $2 \rightarrow 2$

$$Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-, \tag{4}$$

где $q = u, d, s, c, b$, учтен вклад следующего порядка по константе сильного взаимодействия партонных процессов $2 \rightarrow 3$

$$Q_q(\bar{Q}_q) + R \rightarrow q + Z \rightarrow q(\bar{q}) + \mu^+ + \mu^-, \tag{5}$$

где $Q_q(\bar{Q}_q)$ — реджезованный кварк (антикварк); R — реджезованный глюон. Как было показано в работах [7–9], вклад партонного процесса (4) конечен, так как процесс кварк-глюонного рассеяния — это процесс лидирующего порядка с данными партонами в начальном состоянии, и учет поперечного импульса начальных глюонов регулирует расходимость в нуле при интегрировании по поперечному импульсу конечного кварка. В то же время партонный процесс кварк-антикварковой аннигиляции в Z -бозон с испусканием дополнительного глюона является процессом следующего порядка по константе сильного взаимодействия,

и интегрирование по поперечному импульсу конечного глюона приводит к расходимостям, которые компенсируются учетом петлевых поправок к процессу (4):

$$Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow Z + g \rightarrow \mu^+ + \mu^- + g. \quad (6)$$

Несмотря на некоторый прогресс в вычислениях петлевых амплитуд в эффективной теории реджезованных глюонов и кварков Липатова [22–24], полная схема таких вычислений еще не разработана. В данной работе мы не учитываем вклад процесса (6), который оценивается непревышающим 10%, как в расчетах в подходе k_T -факторизации [7], так и в коллинеарной партонной модели [1]. В подходе k_T -факторизации при учете партонных процессов с испусканием дополнительных партонов в инклюзивных процессах рождения частиц, по фазовому пространству которых необходимо интегрировать, возникает специфическая для процессов в мультiredжевской кинематике проблема двойного счета, когда дополнительные партоны имеют большие по модулю быстроты и сильно отделены по скорости от частицы (или частиц), которые детектируются в центральной области по скорости. Такие дополнительные партоны с учетом того, что в мультiredжевской кинематике имеется строгое упорядочивание по скорости, имеющие большие по модулю быстроты, не отделимы от партонов, испущенных в каскадах, которые уже учтены в нПФР. Чтобы избежать такого двойного счета, мы требуем, чтобы конечный кварк (антикварк) в процессе (5) находился бы в том же интервале скоростей, что и мюоны от распада Z -бозона. Такая феноменологическая схема может быть реализована при расчетах в МК-генераторе KaTie, и она воспроизводит более обоснованные теоретически результаты аналитических расчетов [7].

Большой интерес для прецизионной проверки подхода факторизации и пертурбативной КХД при высоких энергиях имеет изучение лептонных угловых коэффициентов A_n , которые описывают угловое распределение лептонов в системе покоя Z -бозона. Обычно экспериментально исследуется распределение по сферическим углам для положительно заряженного лептона в системе координат Коллинса–Сопера [26]. Дифференциальное сечение по углам вылета лептона представляется в виде разложения по ортогональному базису тригонометрических функций:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dQ d\mathbf{q}_T^2 dy d\Omega_l} = \frac{3}{16\pi} \frac{d\sigma}{dQ d\mathbf{q}_T^2 dy} & \left\{ (1 + \cos^2 \theta_l) + \frac{A_0}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta_l) + \right. \\ & + A_1 \sin 2\theta_l \cos \phi_l + \frac{A_2}{2} \sin^2 \theta_l \cos 2\phi_l + A_3 \sin \theta_l \cos \phi_l + A_4 \cos \theta_l + \\ & \left. + A_5 \sin^2 \theta_l \sin 2\phi_l + A_6 \sin 2\theta_l \sin \phi_l + A_7 \sin \theta_l \sin \phi_l \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

где \mathbf{q}_T — поперечный импульс лептонной пары; y — быстрота лептонной пары; $Q = M_{ll} = \sqrt{(q_l + \bar{q}_l)^2}$ — инвариантная масса лептонной пары.

Коэффициенты A_n однозначно связаны с сечениями рождения Z -бозона в определенных состояниях поляризации.

Для вычисления лептонных угловых коэффициентов по формуле (7) используется хорошо известный метод проекторов. После преобразования файла событий, полученного в КаТие и содержащего информацию о 4-импульсах лептонов в лабораторной системе отсчета, в систему координат Коллинса–Сопера, связанную с Z -бозоном, мы усредняем по всем событиям определенную функцию углов (проектор) и находим соответствующий лептонный угловой коэффициент:

$$\begin{aligned} A_0 &= 4 - 10\langle \cos^2 \theta_l \rangle, & A_1 &= 5\langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle, \\ A_2 &= 10\langle \sin^2 \theta_l \cos 2\phi_l \rangle, & A_3 &= 4\langle \sin \theta \cos \phi \rangle, \\ A_4 &= 4\langle \cos \theta \rangle. \end{aligned}$$

Следует отметить, что при наборе статистики для вычисления угловых лептонных коэффициентов кинематические ограничения на отдельные лептоны не накладывались, фиксировался только интервал инвариантной массы пары лептонов и суммарный поперечный импульс пары, который интерпретируется как поперечный импульс Z -бозона или виртуального фотона. На рис. 3 и 4 показаны результаты расчетов для зависимости лептонных угловых коэффициентов от поперечного импульса Z -бозона при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, которые сравниваются с экспериментальными данными коллаборации ATLAS [27]. В целом расчеты с обеими параметризациями нПФР дают удовлетворительное описание данных для угловых коэффициентов. Однако в случае A_0 расчеты с параметризацией мКМРВ лучше согласуются с данными, чем расчеты с параметризацией ПР, а в случае коэффициента A_2 результат противоположен. Для оценки зависимости наших расчетов сечений и угловых коэффициентов от выбора жесткого масштаба мы варьировали его на фактор 2 около среднего значения $\mu = M_T^Z/2$, где M_T^Z — поперечная масса Z -бозона. Полученные с такой вариацией теоретические предсказания показаны на рисунках

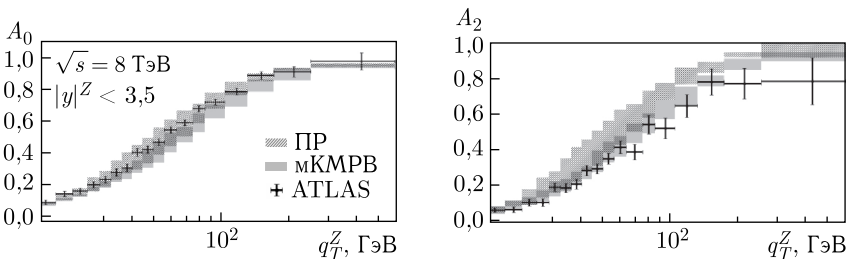


Рис. 3. Лептонные угловые коэффициенты $A_{0,2}$. Гистограмма с темной заливкой — расчеты с параметризацией мКМРВ, гистограмма со светлой заливкой — с параметризацией ПР. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [27] при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $|y|^Z < 3,5$, $80 < M_{l\bar{l}} < 120$ ГэВ

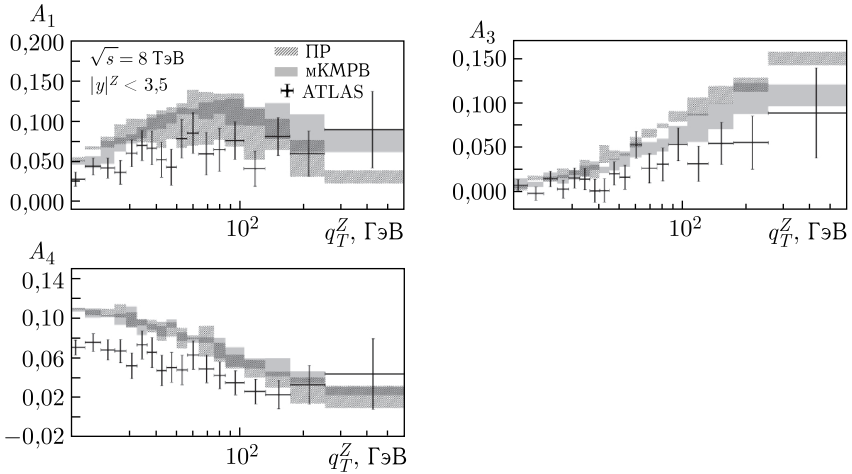


Рис. 4. Лептонные угловые коэффициенты $A_{1,3,4}$. Гистограмма с темной заливкой — расчеты с параметризацией мКМРВ, гистограмма со светлой заливкой — с параметризацией ПР. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [27] при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $|y|^Z < 3,5$, $80 < M_{ll} < 120$ ГэВ

как заштрихованные области между гистограммами, отвечающими максимальному и минимальному значениям величин.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В подходе факторизации при высоких энергиях проведен расчет сечений рождения и лептонных угловых коэффициентов для процесса инклюзивного рождения лептонных пар с инвариантной массой вблизи пика Z -бозона при энергиях Большого адронного коллайдера с двумя нПФР, полученными в существенно различных моделях, мКМРВ [7] и ПР [10] параметризации. Показано, что результаты расчетов для лептонных угловых коэффициентов A_n слабо зависят от выбора параметризации нПФР. В то же время спектры Z -бозонов по поперечному импульсу гораздо лучше описываются при расчетах с параметризацией мКМРВ в области малых значений, а при больших поперечных импульсах лучше согласие наблюдается при расчетах с параметризацией ПР, где расчеты с параметризацией мКМРВ существенно превышают экспериментальные данные.

Благодарности. Авторы благодарны А. ван Хамерену за консультации по программе KaTie. Исследование частично проведено в рамках государственного задания для поддержки работ на комплексе NICA (шифр проекта FSSS-2025-003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gauld R., Gehrman-De Ridder A., Gehrman T., Glover E. W. N., Huss A.* Precise Predictions for the Angular Coefficients in Z -Boson Production at the LHC // *J. High Energy Phys.* 2017. V. 11. P. 003; arXiv:1708.00008.
2. *Collins J. C., Ellis R. K.* Heavy Quark Production in Very High-Energy Hadron Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1991. V. 360. P. 3–30.
3. *Catani S., Hautmann F.* High-Energy Factorization and Small x Deep Inelastic Scattering Beyond Leading Order // *Nucl. Phys. B.* 1994. V. 427. P. 475–524; arXiv:hep-ph/9405388.
4. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* Semihard Processes in QCD // *Phys. Rep.* 1983. V. 100. P. 1–150.
5. *Watt G., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions and Electroweak Boson Production at Hadron Colliders // *Phys. Rev. D.* 2004. V. 70. P. 014012; Erratum // *Ibid.* P. 079902; arXiv:hep-ph/0309096.
6. *Blanco E., van Hameren A., Jung H., Kusina A., Kutak K.* Z Boson Production in Proton-Lead Collisions at the LHC Accounting for Transverse Momenta of Initial Partons // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 100, No. 5. P. 054023; arXiv:1905.07331.
7. *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.
8. *Saleev V., Omelyanchuk S.* Z -Boson p_T -Spectrum and Lepton Angular Coefficients in the LO High-Energy Factorization with the Real NLO Correction // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2024. V. 21, No. 4. P. 65.
9. *Saleev V., Omelyanchuk S.* Spectra of Z Bosons and Lepton Angular Coefficients in the Leading Approximation of the Parton Reggeization Approach with Allowance for the Next-to-Leading-Order Corrections // *Phys. At. Nucl.* 2024. V. 87. P. 236.
10. *Hautmann F., Keersmaekers L., Lelek A., van Kampen A. M.* Dynamical Resolution Scale in Transverse Momentum Distributions at the LHC // *Nucl. Phys. B.* 2019. V. 949. P. 114795; arXiv:1908.08524.
11. *Abdulov N. A. et al.* TMDlib2 and TMDplotter: A Platform for 3D Hadron Structure Studies // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 8. P. 752; arXiv:2103.09741.
12. *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.
13. *Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A.* $B\bar{B}$ Angular Correlations at the LHC in Parton Reggeization Approach Merged with Higher-Order Matrix Elements // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 9. P. 096019; arXiv:1707.04068.
14. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // *Nucl. Phys. B.* 1995. V. 452. P. 369–400.
15. *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.
16. *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.

17. Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G. Unintegrated Parton Distributions // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114027.
18. 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.
19. van Hameren A. KaTie: For Parton-Level Event Generation with k_T -Dependent Initial States // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 224. P. 371–380.
20. van Hameren A., Kotko P., Kutak K. Helicity Amplitudes for High-Energy Scattering // J. High Energy Phys. 2013. V. 01. P. 078.
21. van Hameren A., Kutak K., Salwa T. Scattering Amplitudes with Off-Shell Quarks // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 226–233.
22. Nefedov M., Saleev V. On the One-Loop Calculations with Reggeized Quarks // Mod. Phys. Lett. A. 2017. V. 32, No. 40. P. 1750207; arXiv:1709.06246.
23. Nefedov M. A. Towards Stability of NLO Corrections in High-Energy Factorization via Modified Multi-Regge Kinematics Approximation // J. High Energy Phys. 2020. V. 08. P. 055; arXiv:2003.02194.
24. Nefedov M. A. Computing One-Loop Corrections to Effective Vertices with Two Scales in the EFT for Multi-Regge Processes in QCD // Nucl. Phys. B. 2019. V. 946. P. 114715; arXiv:1902.11030.
25. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Measurement of the Transverse Momentum Distribution of Drell–Yan Lepton Pairs in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector // Eur. Phys. J. C. 2020. V. 80, No. 7. P. 616; arXiv:1912.02844.
26. Collins J. C., Soper D. E. Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions // Phys. Rev. D. 1977. V. 16. P. 2219.
27. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Measurement of the Angular Coefficients in Z -Boson Events Using Electron and Muon Pairs from Data Taken at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector // J. High Energy Phys. 2016. V. 08. P. 159; arXiv:1606.00689.