

СПЕКТРЫ Z -БОЗОНОВ И ЛЕПТОННЫЕ УГЛОВЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ В ЛИДИРУЮЩЕМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПРП С УЧЕТОМ СЛЕДУЮЩЕЙ ПОПРАВКИ

© 2024 г. С. С. Омельячук^{1)*}, В. А. Салеев^{1,2)**}, А. В. Шипилова^{1,2)***}

Поступила в редакцию 13.11.2023 г.; после доработки 13.11.2023 г.; принята к публикации 13.11.2023 г.

В статье изучается рождение Z -бозонов в протон-протонных столкновениях при энергиях коллайдера ЛНС. Проведен расчет сечений рождения и спектров Z -бозонов по поперечному импульсу, а также лептонных угловых коэффициентов в зависимости от поперечного импульса Z -бозона. Расчеты выполнены в подходе реджезации партонов (ПРП) в рамках лидирующего приближения по константе сильного взаимодействия ($Q\bar{Q} \rightarrow Z$) с учетом следующей поправки от процесса рассеяния реджезованного кварка на реджезованном глюоне ($RQ \rightarrow Zq$). Численное моделирование выполнено с помощью Монте-Карло генератора KaTie. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными коллаборации ATLAS.

DOI: 10.31857/S0044002724030116, EDN: IWDUPK

1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс рождения лептонных пар ($l\bar{l} = e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$) с большой инвариантной массой, или процесс Дрелла–Яна, справедливо рассматривается, как один из самых релевантных жестких процессов при высоких энергиях для проверки пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) и как источник информации о партонных функциях распределения (ПФР) в протоне [1–3]. При энергиях коллайдера ЛНС, $\sqrt{s} = 7–13$ ТэВ, в области больших инвариантных масс лептонных пар, $60 \leq M_{l\bar{l}} \leq 120$ ГэВ, основной вклад в рождение массивных лептонных пар дает процесс рождения Z -бозона с его последующим распадом в пару лептон-антилептон. В настоящее время результаты измерений для таких процессов представлены несколькими коллаборациями при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ: ATLAS [4, 5, 7, 8, 11], CMS [6, 12], LHCb [9, 10]. Особый интерес представляют экспериментальные данные по лептонным угловым коэффициентам A_n , которые описывают угловое распределение лептонов в системе отсчета Коллинса–Сопера [13],

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

где $\mathbf{q}_T$ – суммарный поперечный импульс лептонной пары, y – быстрая лептонной пары, $Q = M_{l\bar{l}} = \sqrt{(q_l + q_{\bar{l}})^2}$ – инвариантная масса лептонной пары.

Угловые коэффициенты несут информацию о спиновой структуре партонных амплитуд и о вкладе по-

правок старших порядков теории возмущений КХД. Например, в коллинеарной партонной модели предсказывается, что нарушение соотношения Лама–Тунга ($A_0 = A_2$) можно описать только после учета поправок второго порядка ($\sim \alpha_s^2$) к расчету, основанному на лидирующем приближении (ЛП) по константе сильного взаимодействия. В настоящее время расчеты сечения рождения процесса Дрелла–Яна в коллинеарной партонной модели в следующем за лидирующим приближением (СЛП) и следующим за СЛП (ССЛП) выполняются при помощи Монте-Карло генераторов DYNNLO [14], FEWZ [15] и ряда других программных пакетов.

В пределе высоких энергий, в неупругих взаимодействиях доминируют процессы в мультiredжевской кинематике, для описания которых в партонной модели необходимо учитывать в партонных функциях распределения не только продольные импульсы партонов, но и их ненулевые поперечные импульсы. При этом факторизация коллинеарной партонной модели [3] нарушается, и более адекватным становится описание жестких процессов в подходе факторизации при высоких энергиях или в подходе k_T -факторизации [16–18]. Калибровочно-инвариантное описание партонов с ненулевыми поперечными импульсами и виртуальностями достигается путем учета эффектов реджезации партонов и партонных амплитуд [30–32]. В настоящей работе мы рассматриваем процесс рождения Z -бозонов с распадом в лептон-

¹⁾ Самарский национальный исследовательский университет, Самара, Россия

²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

* E-mail: omelancuksavelij@gmail.com

** E-mail: saleev@samsu.ru

*** E-mail: alexshipilova@yandex.ru

антилептонную пару в рамках подхода реджезации партонов (ПРП) [19–21],

$$p + p \rightarrow Z \rightarrow l + \bar{l} + X. \quad (2)$$

Впервые этот процесс изучался в ПРП в работе [21] в рамках ЛП по константе сильного взаимодействия, когда на партонном уровне учитывался только подпроцесс кварк-антикварковой аннигиляции в Z -бозон:

$$Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow Z \rightarrow l + \bar{l}, \quad (3)$$

где $Q_q(\bar{Q}_q)$ – реджезованный кварк (антикварк), $q = u, d, s, c, b$. Последовательный учет высших поправок в ПРП находится в стадии разработки [22], основанной на теории эффективного действия в КХД при высоких энергиях, предложенной Л.Н. Липатовым [28]. Однако, как было показано в работах [20, 23], основной вклад СЛП теории возмущений дают подпроцессы с дополнительным партоном в конечном состоянии и он может быть точно вычислен. В рассматриваемом нами процессе это вклад подпроцессов

$$Q_q(\bar{Q}_q) + R \rightarrow q(\bar{q}) + Z \rightarrow q(\bar{q}) + l + \bar{l}, \quad (4)$$

где R – реджезованный глюон.

2. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

ПРП основан на факторизации при высоких энергиях [16–18]. Зависящие от поперечного импульса ПФР реджезованных кварков и глюонов могут быть получены в модели Кимбера–Мартина–Рыскина–Вотта (КМРВ) [26, 27], с учетом важной модификации, предложенной в работе [21]. Реджезованные амплитуды процессов в древесном приближении рассчитываются по правилам Фейнмана эффективной теории поля Л.Н. Липатова реджезованных глюонов и реджезованных кварков [28, 29]. Обзор основных результатов, полученных в ПРП, можно найти в работах [19–21]. Учет старших порядков теории возмущений в ПРП обсуждается в работах [22, 33–35]

В ПРП сечение протон-протонного жесткого процесса связано с сечением партонного подпроцесса формулой факторизации

$$d\sigma = \sum_{i,j} \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_{T1}}{\pi} \Phi_i(x_1, t_1, \mu^2) \times \\ \times \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2 \mathbf{q}_{T2}}{\pi} \Phi_j(x_2, t_2, \mu^2) \cdot d\hat{\sigma}_{\text{PRA}}, \quad (5)$$

где $t_{1,2} = -\mathbf{q}_{T1,2}^2$, $\hat{\sigma}_{\text{PRA}}$ – сечение партонного подпроцесса с реджезованными партонами в начальном состоянии. В ПРП немассовые партонные амплитуды являются калибровочно-инвариантными, т.к. партонны рассматриваются как квантовые поля реджезованных глюонов и кварков эффективной теории Л.Н. Липатова [28, 29], описывающей процессы в мультиреджевской кинематике. Неинтегрированные партонные

функции распределения (нПДФ) вычисляются в модифицированной модели КМРВ по формулам [21]:

$$\Phi_i(x, t, \mu) = \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \frac{T_i(t, \mu^2, x)}{t} \times \\ \times \sum_{j=q,\bar{q},g} \int_x^1 dz P_{ij}(z) F_j\left(\frac{x}{z}, t\right) \theta(\Delta(t, \mu) - z), \quad (6)$$

где $F_i(x, \mu_F^2) = x f_j(x, \mu_F^2)$. Здесь и ниже параметры факторизации и ренормализации выбираются равными, $\mu_F = \mu_R = \mu$ и $\Delta(t, \mu^2) = \sqrt{t}/(\sqrt{\mu^2} + \sqrt{t})$ – функция обрезания Кимбера–Мартина–Рыскина [26]. $T_i(t, \mu^2, x)$ – формфактор Судакова с граничными условиями, $T_i(t = 0, \mu^2, x) = 0$ и $T_i(t = \mu^2, \mu^2, x) = 1$. Причем, как показано в [21],

$$T_i(t, \mu^2, x) = \exp \left[- \int_t^{\mu^2} \frac{dt'}{t'} \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} (\tau_i(t', \mu^2) + \right. \\ \left. + \Delta \tau_i(t', \mu^2, x)) \right], \quad (7)$$

где

$$\tau_i(t, \mu^2) = \sum_j \int_0^1 dz z P_{ji}(z) \theta(\Delta(t, \mu^2) - z), \\ \Delta \tau_i(t, \mu^2, x) = \sum_j \int_0^1 dz \theta(z - \Delta(t, \mu^2)) \times \\ \times \left[z P_{ji}(z) - \frac{F_j\left(\frac{x}{z}, t\right)}{F_i(x, t)} P_{ij}(z) \theta(z - x) \right].$$

В отличие от КМРВ модели, формфактор Судакова (7) зависит от x , что является следствием условия точной нормировки нПДФ (6) для любых x и μ .

3. ПРП И МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОР KaTie

В работах [21, 24] в ЛП ПРП, с учетом вклада процесса (3), для расчетов использовалась факторизационная формула (5). Используя метод гармонических проекционных операторов, для угловых коэффициентов A_n (1) были получены аналитические формулы. Однако при расчетах с учетом СЛП по константе сильного взаимодействия, партонный процесс (4) – это процесс $2 \rightarrow 3$, поэтому нахождение аналитической формулы для расчета коэффициентов A_n , как и аналитическое вычисление квадратов модулей реджезованных амплитуд, становится технически весьма сложной задачей. Вместо этого мы используем метод Монте-Карло моделирования, основанный на численной генерации множества событий на партонном уровне по полученному численно матричному

элементу и нПФР реджезованных кварков и глюонов.

В работах [36, 37] был предложен новый подход для численного моделирования калибровочно-инвариантных амплитуд партонных подпроцессов с немассовыми начальными партонами в жестких процессах при высоких энергиях. Подход основан на методе спиральных амплитуд и рекуррентных соотношениях BCFW-типа (Britto-Cachazo-Feng-Witten) между партонными амплитудами в пределе высоких энергий, описывающими процессы с разным числом внешних линий. Метод реализован в генераторе событий на партонном уровне KaTie [25] и, как было показано в работах [20, 38], на древесном уровне он дает результаты эквивалентные полученным аналитическим методом из амплитуд, построенных по правилам Фейнмана эффективной теории Л.Н. Липатова [28]. Таким образом, при численных вычислениях мы будем использовать Монте-Карло генератор KaTie [25], потребовав достижения точности 0.05% для полных сечений изучаемых процессов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Ниже будут представлены результаты расчетов спектров массивных лептонных пар по поперечному импульсу и угловых коэффициентов A_n в зависимости от поперечного импульса пары в кинематических условиях коллаборации ATLAS при энергиях $\sqrt{s} = 8$ и 13 ТэВ [8, 11]. Теоретические расчеты выполнены при выборе жесткого масштаба $\mu = \sqrt{Q^2 + q_T^2}$. Для оценки неопределенности, связанной с выбором жесткого масштаба, мы варьируем его от $\mu/2$ до 2μ . На рисунках, приведенных ниже, наши теоретические предсказания показаны заштрихованной областью, в которую попадают рассчитанные величины при изменении жесткого масштаба от минимального ($\mu/2$) до максимального (2μ).

Как показывают численные расчеты, сечение рождения в интервале по инвариантной массе пары Q от 60 до 120 ГэВ определяется не только доминирующим вкладом от подпроцесса с промежуточным Z -бозоном, но и вкладом от подпроцессов образования пары через виртуальный фотон. Вклад этих подпроцессов в полное сечение составляет несколько процентов и включен в суммарные значения инклюзивных сечений, представленных в табл. 1. В рамках неопределенности, связанной с выбором жесткого масштаба, сумма ЛП и СЛП вкладов хорошо описывает эксперимент при всех энергиях от 7 до 13 ТэВ. Существенным отличием предсказаний ПРП от результатов расчета в КПМ является существенно малый вклад от СЛП, около 1/3 от вклада в ЛП. Это дает основание считать, что ССЛП вклад в ПРП должен быть порядка 1/10 от вклада ЛП, т.е. меньше неопределенности теоретических расчетов.

На рис. 1 показаны результаты расчетов для нормированного спектра по поперечному импульсу лептонных пар при энергии 13 ТэВ. Мы видим, что учет СЛП существенно улучшает согласие с экспериментальными данными при $q_T > 10$ ГэВ. Теоретические расчеты, в пределах неопределенности от выбора жесткого масштаба, согласуются с экспериментальными данными при всех q_T .

Для вычисления угловых коэффициентов мы должны преобразовать файл событий, полученный с использованием генератора KaTie, с 4-импульсами лептонов в лабораторной системе отсчета, в файл с 4-импульсами лептонов в системе координат Коллинса–Сопера, используя соотношения между величинами в лабораторной системе и системе Коллинса–Сопера:

$$E^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2},$$

$$p_x^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2} \sin(\theta_l) \cos(\phi_l) = \frac{p_x^l - p_x^{\bar{l}}}{2\sqrt{1+r^2}},$$

$$p_y^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2} \sin(\theta_l) \sin(\phi_l) = p_y^l,$$

$$p_z^l(\text{CS}) = \frac{Q}{2} \cos(\theta_l) = \frac{p_z^l E^{\bar{l}} - p_z^{\bar{l}} E^l}{Q\sqrt{1+r^2}},$$

где $r = q_T/Q$.

Определим среднее значение функции углов θ_l и ϕ_l положительно заряженного лептона в системе координат Коллинса–Сопера $\langle F(\theta_l, \phi_l) \rangle$ как среднее по всем событиям рождения лептонной пары с заданными кинематическими параметрами: поперечным импульсом, быстротой и инвариантной массой пары. Тогда коэффициенты A_0 и A_2 находятся из соотношений

$$\langle 1 - 3 \cos^2 \theta_l \rangle = \frac{3}{10} (A_0 - \frac{2}{3}), \quad (8)$$

$$\langle \sin^2 \theta_l \cos 2\phi_l \rangle = \frac{A_2}{10}. \quad (9)$$

Результаты расчетов коэффициентов $A_{0,2}$ как функций поперечного импульса лептонной пары, при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ показаны на рис. 2 и 3, при этом на быстроту лептонной пары наложено ограничение $|y| < 3.5$ [11]. Учет вклада от СЛП существенно улучшает согласие с экспериментальными данными для коэффициента A_0 , но небольшое расхождение остается. В случае коэффициента A_2 , расчет с учетом СЛП хорошо описывает экспериментальные данные при поперечных импульсах до 200 ГэВ. При больших значениях поперечного импульса лептонной пары теоретические предсказания превышают данные для A_2 на 10–20 %.

Коллаборация ATLAS [11] представила данные не только для угловых коэффициентов $A_{0,2}$, но и для $A_{1,3,4,5}$. Кроме этого, недавно появились данные коллаборации LHCb [39] для угловых коэффициентов A_n при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и быстроте лептонной пары

Таблица 1. Сечения инклюзивного рождения Z -бозона при энергиях $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ; экспериментальные данные кол-лаборации ATLAS; σ^{LO} – расчет в ЛП ПРП, σ^{NLO} – расчет в СЛП ПРП, $\sigma^{\text{LO+NLO}}$ – суммарный вклад ЛП и СЛП

$\sqrt{s}$, ТэВ	σ^{exp} , нбн	σ^{LO} , нбн	σ^{NLO} , нбн	$\sigma^{\text{LO+NLO}}$, нбн
7	$0.396^{+0.026}_{-0.026}$	0.303	0.155	$0.458^{+0.052}_{-0.059}$
8	$0.410^{+0.030}_{-0.030}$	0.311	0.162	$0.476^{+0.056}_{-0.064}$
13	$0.731^{+0.027}_{-0.027}$	0.569	0.349	$0.918^{+0.103}_{-0.230}$

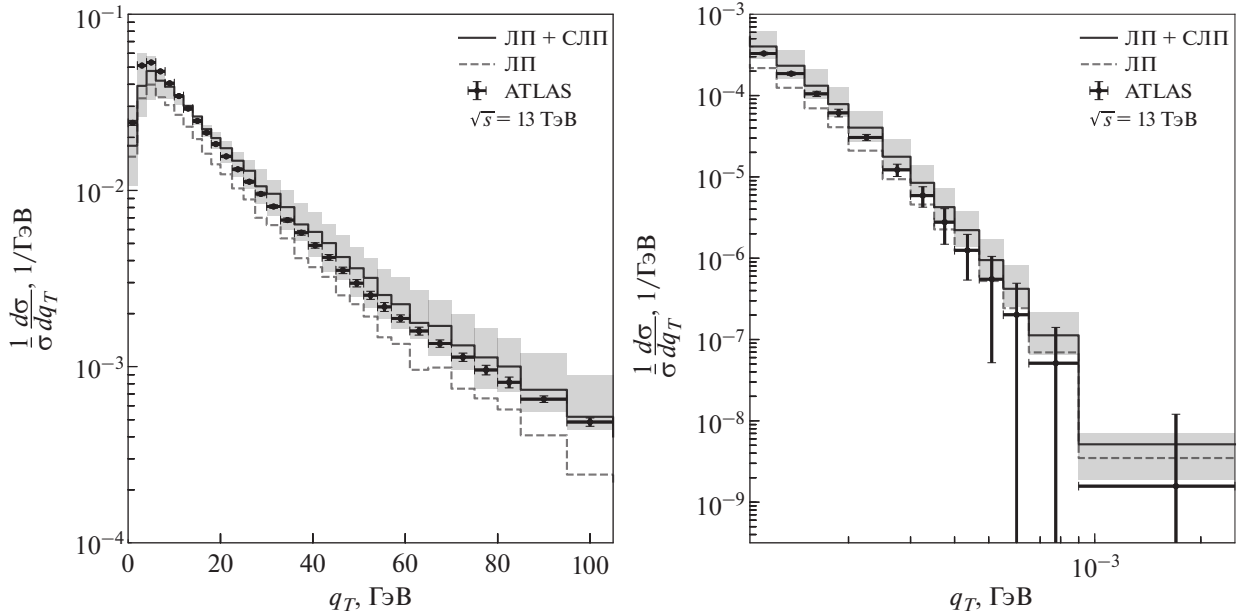


Рис. 1. Спектр $\mu^+\mu^-$ -пар по поперечному импульсу пары при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, $66 < Q < 116$ ГэВ, $|y| < 3.5$. На поперечные импульсы лептонов наложено условие $q_{T,l} > 27$ ГэВ. *a* – $0 < q_T < 105$ ГэВ, *b* – $q_T > 105$ ГэВ. Пунктирная гистограмма – расчет в ЛП, заштрихованная область – суммарный вклад ЛП и СЛП с учетом неопределенности в выборе жесткого масштаба. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [8].

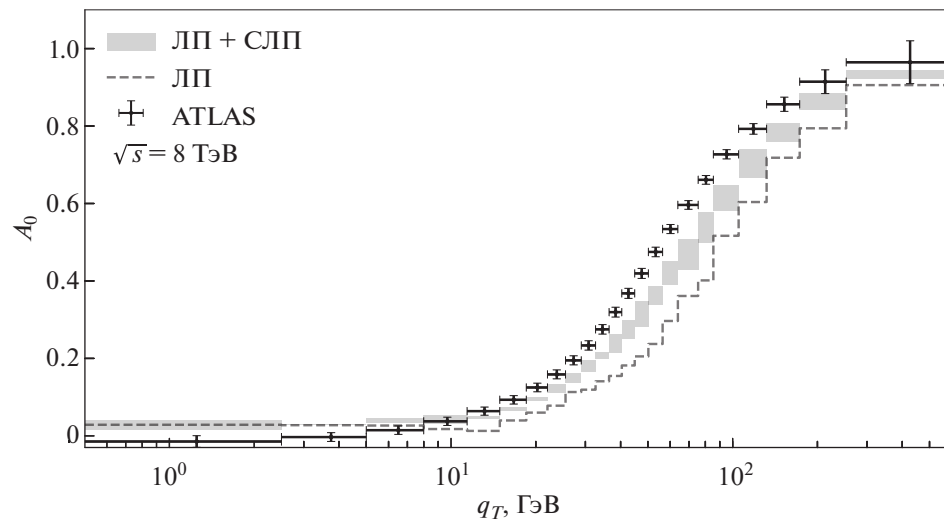


Рис. 2. Зависимость A_0 от поперечного импульса лептонной пары при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $60 < Q < 120$ ГэВ, $|y| < 3.5$. Пунктирная гистограмма – расчет в ЛП, заштрихованная область – суммарный вклад ЛП и СЛП с учетом неопределенности в выборе жесткого масштаба. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [11].

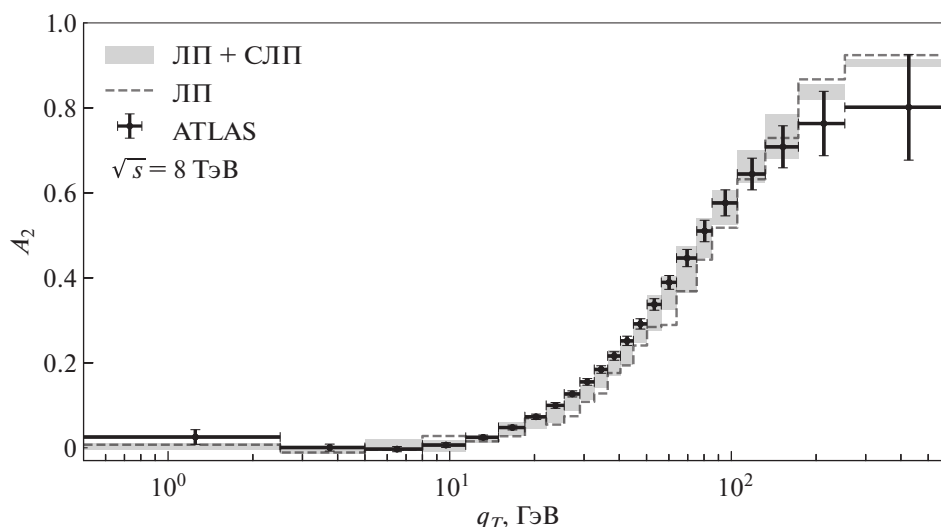


Рис. 3. Зависимость A_2 от поперечного импульса лептонной пары при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $60 < Q < 120$ ГэВ, $|y| < 3.5$. Пунктирная гистограмма – расчет в ЛП, заштрихованная область – суммарный вклад ЛП и СЛП с учетом неопределенности в выборе жесткого масштаба. Экспериментальные данные коллаборации ATLAS [11].

в диапазоне $y > 2$. Сравнение результатов расчета в ПРП с этими экспериментальными данными выходит за рамки представленной работы и будет дано в следующих публикациях.

5. ВЫВОДЫ

В ЛП и СЛП ПРП рассмотрено рождение Z -бозонов при энергиях коллайдера ЛНС от 7 до 13 ТэВ. Предсказания в СЛП ПРП хорошо согласуются с экспериментальными данными для полных инклюзивных сечений рождения Z -бозонов и их спектров по поперечному импульсу. Результаты расчетов в СЛП для угловых коэффициентов хорошо согласуются с данными коллаборации ATLAS для A_2 , но для коэффициента A_0 лежат примерно на 20% ниже экспериментальных точек в области $q_T = 20\text{--}200$ ГэВ. Проведенные расчеты и в целом успешное сравнение с экспериментальными данными показывают, что подход факторизации при высоких энергиях, а именно ПРП, адекватно описывает жесткие процессы в КХД при высоких энергиях, не уступая по точности расчетам в ССЛП коллинеарной партонной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. D. Drell and T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970); Phys. Rev. Lett. **25**, 902 (Erratum) (1970).
2. W. J. Marciano and H. Pagels, Phys. Rep. **36**, 137 (1978).
3. J. C. Collins, D. E. Soper, and G. F. Sterman, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **5**, 1 (1989), hep-ph/0409313.
4. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Rev. D **85**, 072004 (2012); arXiv: 1109.5141.
5. M. Aaboud *et al.* (ATLAS Collab.), Eur. Phys. J. C **77**, 367 (2017); arXiv: 1612.03016.
6. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **112**, 191802 (2014); arXiv: 1402.0923.
7. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Lett. B **759**, 601 (2016); arXiv: 1603.09222.
8. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Eur. Phys. J. C **80**, 616 (2020); arXiv: 1912.02844.
9. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1206**, 058 (2012); arXiv: 1204.1620.
10. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1505**, 109 (2015); arXiv: 1503.00963.
11. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), JHEP **1608**, 159 (2016); arXiv: 1606.00689.
12. V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **750**, 154 (2015); arXiv: 1504.03512.
13. J. C. Collins and D. E. Soper, Phys. Rev. D **16**, 2219 (1977).
14. S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. de Florian, and M. Grazzini, Phys. Rev. Lett. **103**, 082001 (2009); arXiv: 0903.2120.
15. Y. Li and F. Petriello, Phys. Rev. D **86**, 094034 (2012); arXiv: 1208.5967.
16. J. C. Collins and R. K. Ellis, Nucl. Phys. B **360**, 3 (1991).
17. S. Catani and F. Hautmann, Nucl. Phys. B **427**, 475 (1994); hep-ph/9405388.
18. L. V. Gribov, E. M. Levin, and M. G. Ryskin, Phys. Rep. **100**, 1 (1983).
19. M. A. Nefedov, V. A. Saleev, and A. V. Shipilova, Phys. Rev. D **87**, 094030 (2013); arXiv: 1304.3549.
20. A. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, and V. A. Saleev, Phys. Rev. D **96**, 096019 (2017); arXiv: 1707.04068.
21. M. A. Nefedov and V. A. Saleev, Phys. Rev. D **102**, 114018 (2020); arXiv: 2009.13188.

22. M. Nefedov and V. Saleev, EPJ Web Conf. **191**, 04007 (2018).
23. M. A. Nefedov and V. A. Saleev, Phys. Part. Nucl. **51**, 714 (2020).
24. M. A. Nefedov, N. N. Nikolaev, and V. A. Saleev, Phys. Rev. D **87**, 014022 (2013); arXiv: 1211.5539.
25. A. van Hameren, Comput. Phys. Commun. **224**, 371 (2018); arXiv: 1611.00680.
26. M. A. Kimber, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Phys. Rev. D **63**, 114027 (2001); hep-ph/0101348.
27. G. Watt, A. D. Martin, and M. G. Ryskin, Eur. Phys. J. C **31**, 73 (2003); hep-ph/0306169.
28. L. N. Lipatov, Nucl. Phys. B **452**, 369 (1995); hep-ph/9502308.
29. L. N. Lipatov and M. I. Vyazovsky, Nucl. Phys. B **597**, 399 (2001); hep-ph/0009340.
30. L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. **23**, 338 (1976).
31. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **44**, 443 (1976).
32. E. A. Kuraev, L. N. Lipatov, and V. S. Fadin, Sov. Phys. JETP **45**, 199 (1977).
33. M. Nefedov and V. Saleev, Mod. Phys. Lett. A **32**, 1750207 (2017); arXiv: 1709.06246.
34. M. A. Nefedov, JHEP **2008**, 055 (2020); arXiv: 2003.02194.
35. M. A. Nefedov, Nucl. Phys. B **946**, 114715 (2019); arXiv: 1902.11030.
36. A. van Hameren, P. Kotko, and K. Kutak, JHEP **1301**, 078 (2013); arXiv: 1211.0961.
37. A. van Hameren, K. Kutak, and T. Salwa, Phys. Lett. B **727**, 226 (2013); arXiv: 1308.2861.
38. K. Kutak, R. Maciula, M. Serino, A. Szczurek, and A. van Hameren, JHEP **1604**, 175 (2016); arXiv: 1602.06814.
39. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **129**, 091801 (2022); arXiv: 2203.01602.

SPECTRA OF Z -BOSONS AND LEPTON ANGULAR COEFFICIENTS IN THE LEADING ORDER PRA WITH THE NEXT TO LEADING ORDER CORRECTION

S. S. Omelyanchuk¹⁾, V. A. Saleev^{1),2)}, A. V. Shipilova^{1),2)}

¹⁾Samara National Research University, Samara, Russia

²⁾Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The article studies the production of Z -bosons in proton-proton collisions at LHC collider energies. Production cross sections and transverse momentum spectra of Z -bosons have been calculated, as well as lepton angular coefficients as functions of the transverse momentum of the Z -boson. Calculations were performed using the parton Reggeization approach (PRA) within the framework of the leading approximation in the strong coupling constant ($Q\bar{Q} \rightarrow Z$), taking into account the next to leading order correction from processes of quark-gluon scattering ($RQ \rightarrow Zq$). Numerical modeling was performed using Monte-Carlo generator KaTie. The calculation results are compared with experimental data from the ATLAS collaboration.