

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ЭФФЕКТОВ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ КХД НА ЗНАЧЕНИЯ УГЛОВЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В ПРОЦЕССЕ ДРЕЛЛА–ЯНА В УСЛОВИЯХ LHC

В. В. Шалаев¹, И. Н. Горбунов¹, С. В. Шматов^{1,2}

¹Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

²Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

Представлены последние результаты по измерению угловых поляризационных коэффициентов в процессе Дрелла–Яна, а также результаты вычислений угловых поляризационных коэффициентов с помощью генераторов PYTHIA8, POWHEG, MadGraph и FEWZ с учетом высших порядков пертурбативной КХД вплоть до второго в условиях LHC при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

The latest results on the measurement of the angular polarization coefficients in the Drell–Yan process, as well as the results of calculations of the coefficients using the PYTHIA8, POWHEG, MadGraph and FEWZ generators under the LHC conditions at $\sqrt{s} = 13$ TeV are presented, QCD perturbative orders up to NNLO are accounted.

PACS: 04.50.Gh; 14.70.Pw; 14.80.Rt; 14.80.Sv; 14.80.Tt; 14.65.Jk;
14.70.Kv; 14.60.St

Изучение угловых распределений пар заряженных лептонов, рождающихся в адронных столкновениях с участием нейтральных токов (процесс Дрелла–Яна [1]) на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC), открывает широкие возможности для прецизионных измерений динамики рождения Z -бозона посредством известных корреляционных эффектов между спиновыми состояниями взаимодействующих партонов и кинематическими характеристиками регистрируемых лептонов. Данные корреляционные эффекты описываются с помощью набора из девяти комбинаций матричных элементов поляризационной матрицы плотности, которые могут быть вычислены в терминах пертурбативной теории квантовой хромодинамики. Более подробно теоретический формализм изложен в [2–5].

Полное дифференциальное сечение, описывающее в борновском приближении кинематику пары лептонов, родившихся в распаде Z -бозона, может быть представлено в виде суммы девяти безразмерных гармонических полиномов $P_i(\cos\theta_{CS}^*, \phi_{CS}^*)$, зависящих от косинуса полярного

угла $\cos \theta_{CS}^*$ и азимутального угла ϕ_{CS}^* вылета отрицательно заряженного лептона в системе покоя пары, в которой ось z сонаправлена с импульсом пары в лабораторной системе (система Колинса–Сопера [6]), умноженных на соответствующие спиральные сечения, являющиеся функциями быстроты ($Y^{l^+l^-}$), поперечного импульса ($p_T^{l^+l^-}$) и инвариантной массы ($m^{l^+l^-}$) пары лептонов. Распространенная в литературе формула для полного дифференциального сечения процесса Дрелла–Яна

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma}{d\theta^* d\phi^*} = & (1 + \cos^2 \theta^*) + A_0 \frac{1}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta^*) + A_1 \sin(2\theta^*) \cos \phi^* + \\ & + A_2 \frac{1}{2} \sin^2 \theta^* \cos(2\phi^*) + A_3 \sin \theta^* \cos \phi^* + A_4 \cos \theta^* + A_5 \sin^2 \theta^* \sin(2\phi^*) + \\ & + A_6 \sin(2\theta^*) \sin \phi^* + A_7 \sin \phi^* \sin \theta^* \end{aligned}$$

написана в терминах коэффициентов $A_{0-7}(Y^{l^+l^-}, p_T^{l^+l^-}, m^{l^+l^-})$, отражающих отношение поляризованных сечений к неполяризованному и содержащих в своей структуре информацию об адронной динамике механизма рождения Z -бозона, которая, в свою очередь, факторизуется из кинематики распада в системе покоя лептонной пары.

В лидирующем приближении (Leading Order, LO) КХД процесс Дрелла–Яна реализуется только через кварк-антикварковую аннигиляцию $q\bar{q} \rightarrow Z$, и при $p_T^{l^+l^-} \rightarrow 0$ только коэффициент A_4 , отвечающий за асимметрию распределения событий по $\cos \theta_{CS}^*$ (асимметрия «вперед–назад», A_{FB} [7]), не равен нулю. При рассмотрении в следующем порядке (Next-to-Leading Order, NLO) реализуются диаграммы $qg \rightarrow Zq$ и $q\bar{q} \rightarrow Zg$, коэффициенты A_{0-3} также становятся отличными от нуля при малых $p_T^{l^+l^-}$. Коэффициенты A_0 и A_2 несут в себе информацию о продольной и поперечной поляризации Z -бозона, A_1 — об интерференции этих состояний. Значения коэффициентов A_0 и A_2 равны в лидирующем порядке, что отражает инвариантность системы относительно поворота, однако соотношение $A_0 - A_2 = 0$ (так называемое соотношение Лама–Тунга [8]) не выполняется в более высоких порядках. Коэффициенты A_3 и A_4 зависят от произведения векторных и аксиальных констант связи лептонов и кварков и могут быть использованы для измерения значения синуса электрослабого угла смешивания Вайнберга $\sin^2 \theta_W$ [9, 10]. Ненулевые значения A_{5-7} могут возникать только посредством включения в диаграммы глюонных петель в NNLO, но все же ожидаются крайне малы.

Впервые измерения угловых коэффициентов в области масс Z -бозона были проведены коллаборацией CDF [11]. Измерения проводились на протон-антипротонных пучках ускорителя Tevatron с энергией столкновения 1,96 ТэВ в с.ц.м. в электронном канале на данных, соответствующих интегральной светимости 2,1 fb^{-1} . Ввиду ограниченной статистики зависимость значений от поперечного импульса Z -бозона

удалось получить лишь для нескольких коэффициентов — A_0 , A_2 , A_3 , A_4 . Также измерения угловых поляризационных коэффициентов в процессе Дрелла–Яна проводились на базе ускорительного комплекса ЛНС. В 2012 г. в экспериментах CMS и ATLAS удалось набрать уникальную статистику pp -столкновений $L_{\text{int}} = 19,8$ и $L_{\text{int}} = 20,3 \text{ фб}^{-1}$ соответственно при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$. В работе [12] коллаборацией CMS были представлены результаты измерения первых пяти угловых поляризационных коэффициентов A_0 – A_5 в канале $\gamma^*/Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для анализа отбирались пары мюонов с поперечным импульсом пары $p_T^{\mu^+\mu^-} < 300 \text{ ГэВ}/c$ и быстротой $|y_{\mu^+\mu^-}| < 2,1$. Измерения проводились в области масс Z -бозона $81 < m_{\mu^+\mu^-} < 101 \text{ ГэВ}/c^2$. Было проанализировано $4,3 \cdot 10^6$ и $2,5 \cdot 10^6$ событий в двух интервалах быстроты: $|y_{\mu^+\mu^-}| < 1$ и $1,0 < |y_{\mu^+\mu^-}| < 2,1$ соответственно. На рис. 1 продемонстрировано, что экспериментальные значения коэффициентов A_i в целом хорошо согласуются с результатами моделирования Монте-Карло в первом (NLO) и втором (NNLO) порядке теории возмущения КХД. Значения коэффициента A_4 , полученные с помощью генератора MadGraph [13], практически во всех диапазонах $p_T^{\mu^+\mu^-}$ превышают соответствующие результаты POWHEG [14] и FEWZ [15], поскольку значения слабого угла смешивания в MadGraph вычисляются без учета радиационных поправок, однако результаты измерений коэффициентов A_0 и A_2 лучше согласуются с предсказаниями MadGraph, особенно в области больших поперечных импульсов. Также было обнаружено, что значения коэффициентов $A_0(p_T^{\mu^+\mu^-})$ и $A_2(p_T^{\mu^+\mu^-})$, измеренные в условиях протон-протонных столкновений на ЛНС, оказались больше полученных на протон-антипротонных пучках Tevatron, что объясняется большим вкладом в сигнальные события процесса комптоновского рассеяния кварка на глюоне в pp -столкновениях.

В эксперименте ATLAS был измерен полный набор угловых коэффициентов A_0 – A_7 в мюонном, электронном и комбинированном ($e^+e^- + \mu^+\mu^-$) каналах [?]. Экспериментальные данные также хорошо описываются результатами теоретических расчетов и согласуются с результатами эксперимента CMS. Результаты измерения коэффициентов A_i угловых распределений мюонов в процессе Дрелла–Яна, полученные в экспериментах ATLAS и CMS на основе статистики первого периода работы ЛНС, явно демонстрируют нарушение соотношения Лама–Тунга [8], которое впервые было обнаружено в экспериментах NA10 [16] и D0 [17], но позднее не подтвердилось в эксперименте CDF [11] в области $p_T^{l^+l^-} < 55 \text{ ГэВ}/c$. Таким образом, в экспериментах ATLAS и CMS показано, что в исследуемом диапазоне поперечных импульсов $p_T^{\mu^+\mu^-} < 300 \text{ ГэВ}/c$ $A_0 > A_2$, причем разность $A_0 - A_2$ возрастает с увеличением $p_T^{\mu^+\mu^-}$. Более того, величина нарушения оказалась больше предсказываемой на основе NNLO вычислений. Причиной имеющихся расхождений могут являться неучтенные эффекты, такие как высшие

твисты КХД, корреляции спина партонов и их ненулевого момента в начальном состоянии и т. д. Однако для более определенного ответа на этот вопрос требуется проведение ряда комплексных исследований, связанных с измерениями на большей статистике экспериментальных данных и развитием теоретического описания соответствующих физических процессов.

С этой целью в рамках анализа по измерению полного набора угловых поляризационных коэффициентов A_{0-7} в процессе Дрелла–Яна в эксперименте CMS на LHC при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с помощью различных генераторов Монте-Карло было произведено моделирование событий рождения Z -бозона с последующим распадом в пару мюонов с поперечным импульсом $20 < p_T^{\mu^+\mu^-} < 400$ ГэВ/с и быстротой $|y^{\mu^+\mu^-}| < 2,4$. Для последующего сравнения с результатами измерений в рамках анализа на инвариантную массу пары также было наложено ограничение $81 < m^{\mu^+\mu^-} < 101$ ГэВ/с² с целью уменьшения вклада от фотонного канала при обработке экспериментальных данных. Для изучения влияния эффектов высших порядков пертурбативной КХД на значения коэффициентов A_i моделирование проводилось в различных приближениях этой теории: в лидирующем порядке (LO) с помощью генератора PYTHIA8 с набором партонных функций распределения (ПФР) STEQ6 [18], в первом (NLO) генераторами POWHEG и MadGraph с наборами ПФР pSTEQ15 [19] и NNPDF2.3 [20] соответственно (генератор PYTHIA8 использовался в этом случае для моделирования партонных ливней) и во втором (NNLO) с помощью интегратора FEWZ с ПФР NNPDF2.1-NNLO [20].

Распределения, представленные на рис. 2, демонстрируют значительное отличие результатов, полученных в LO, от результатов, полученных при включении в расчеты более высоких порядков. Причем для коэффициентов A_0, A_1, A_2 эта разница возрастает с увеличением поперечного импульса пары, что согласуется с представлением о зависимости вклада эффектов высших порядков от $p_T^{\mu^+\mu^-}$. Также явно демонстрируется нарушение соотношения Лама–Тунга в вычислениях первого и второго порядков, в то время как в вычислениях лидирующего порядка нарушение отсутствует. Для коэффициентов A_3 и A_4 вклад эффектов NLO и NNLO КХД предсказывается менее значительным, так как данные коэффициенты более чувствительны к электрослабой природе процесса распада Z -бозона. Предсказания POWHEG, MadGraph и FEWZ хорошо согласуются между собой и в высокой степени повторяют форму измеренных при 8 ТэВ распределений A_i (см. рис. 1). Результаты FEWZ смешены по оси x относительно остальных, что связано с техническими особенностями интерфейса данного программного пакета. Также на рис. 3 показаны предсказания для коэффициентов A_{5-7} . Как и ожидалось, в пределах ошибки эти коэффициенты равны нулю в LO и NLO. Вычисления в NNLO для них не проводились.

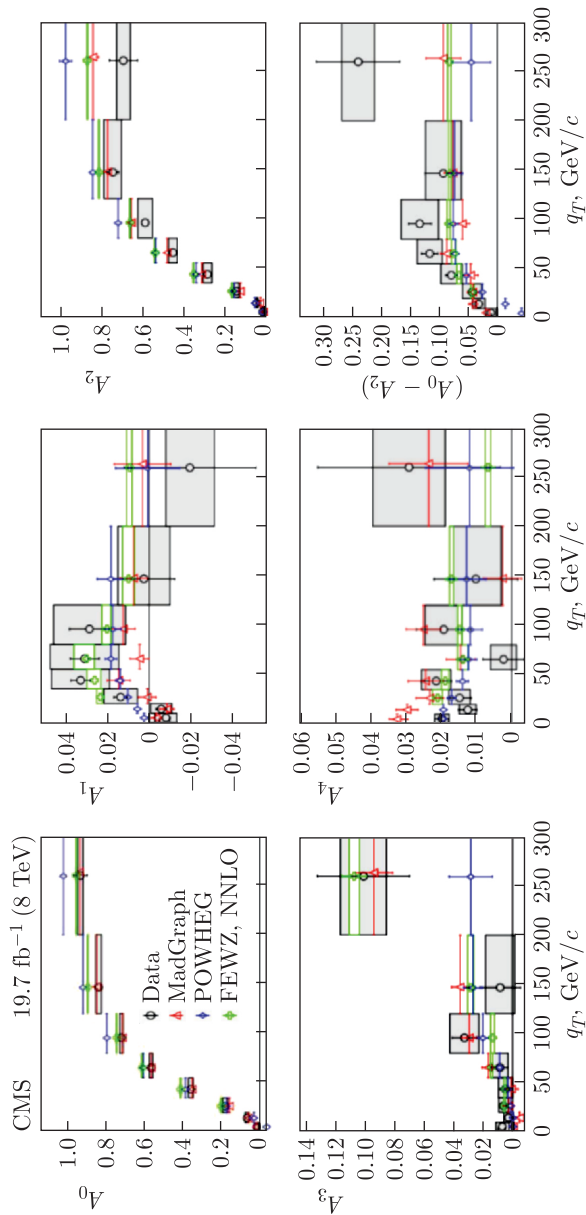


Рис. 1а. Зависимость величин угловых коэффициентов от поперечного импульса пары q_T в интервале быстроты $0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1$ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в мюонном канале [12]. Измеренные значения (светлые кружки) приведены со статистическими ошибками, а систематические ошибки отмечены серыми закрашенными областями. Треугольниками обозначены предсказания MadGraph, ромбами — предсказания POWHEG, крестиками и прямоугольниками — соответственно предсказания FEWZ и их неопределенность, связанная с выбором ПФР

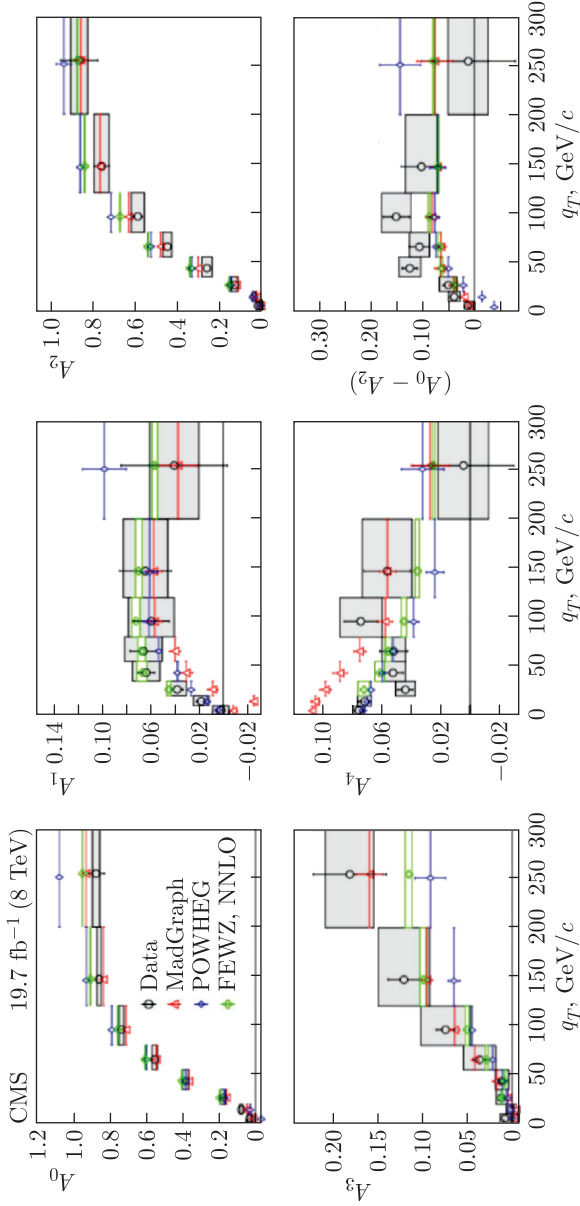


Рис. 16. То же, что и на рис. 1а, но для интервала быстройности $1 < |Y_{\mu+\mu-}| < 2,1$

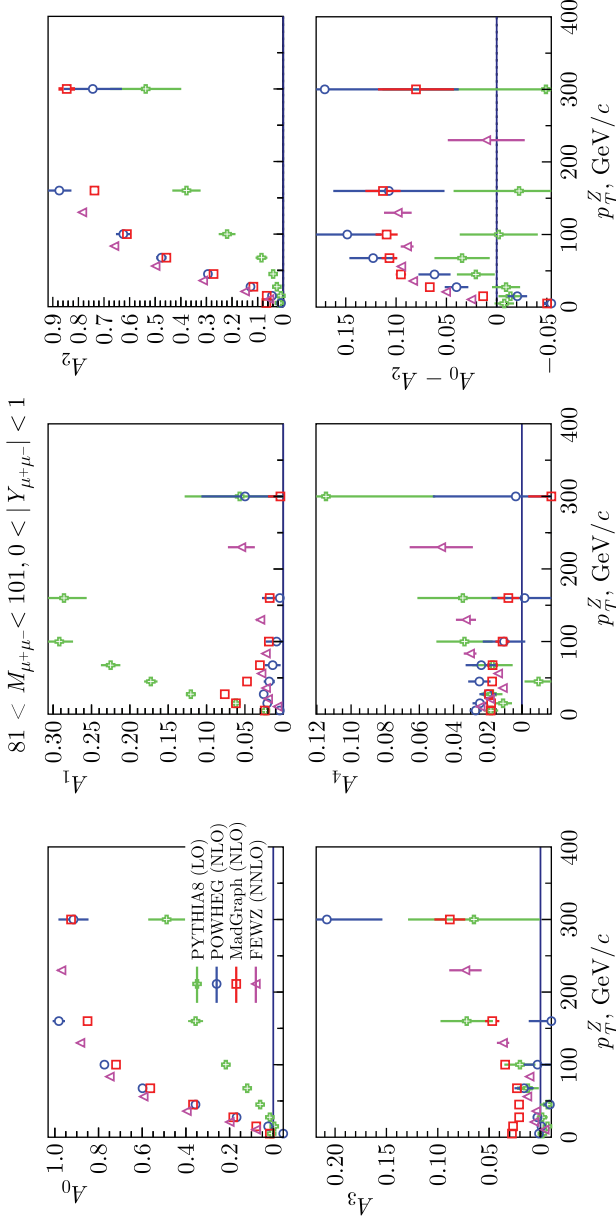


Рис. 2а (цветной в электронной версии). Зависимость величин угловых коэффициентов A_{0-4} и разности $A_0 - A_2$ от поперечного импульса пары $p_T^{\mu^+\mu^-}$ в интервале $0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1$, моделированных при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в мюонном канале. Зелеными кружками обозначены предсказания PYTHIAS (LO), синими кружками — POWHEG (NLO), красными квадратами — MadGraph (NLO), сиреневыми треугольниками — предсказания FEWZ (NNLO). Вертикальными линиями обозначена ошибка вычисления

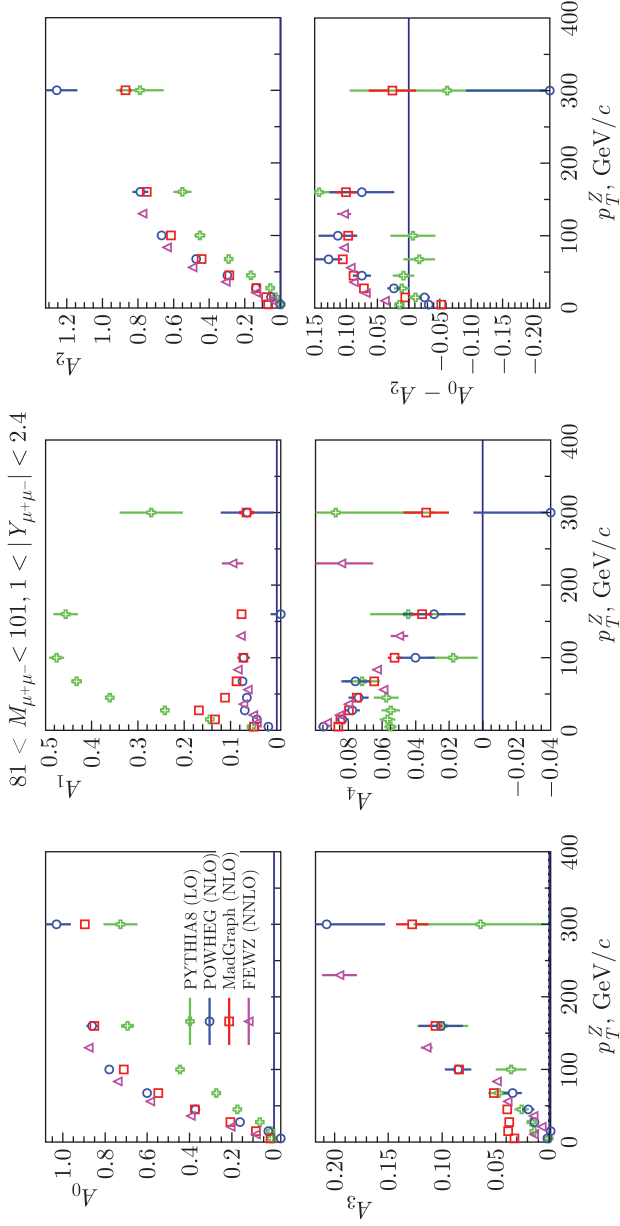


Рис. 26 (цветной в электронной версии). То же, что и на рис. 2а, но для интервала быстроты $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2,4$

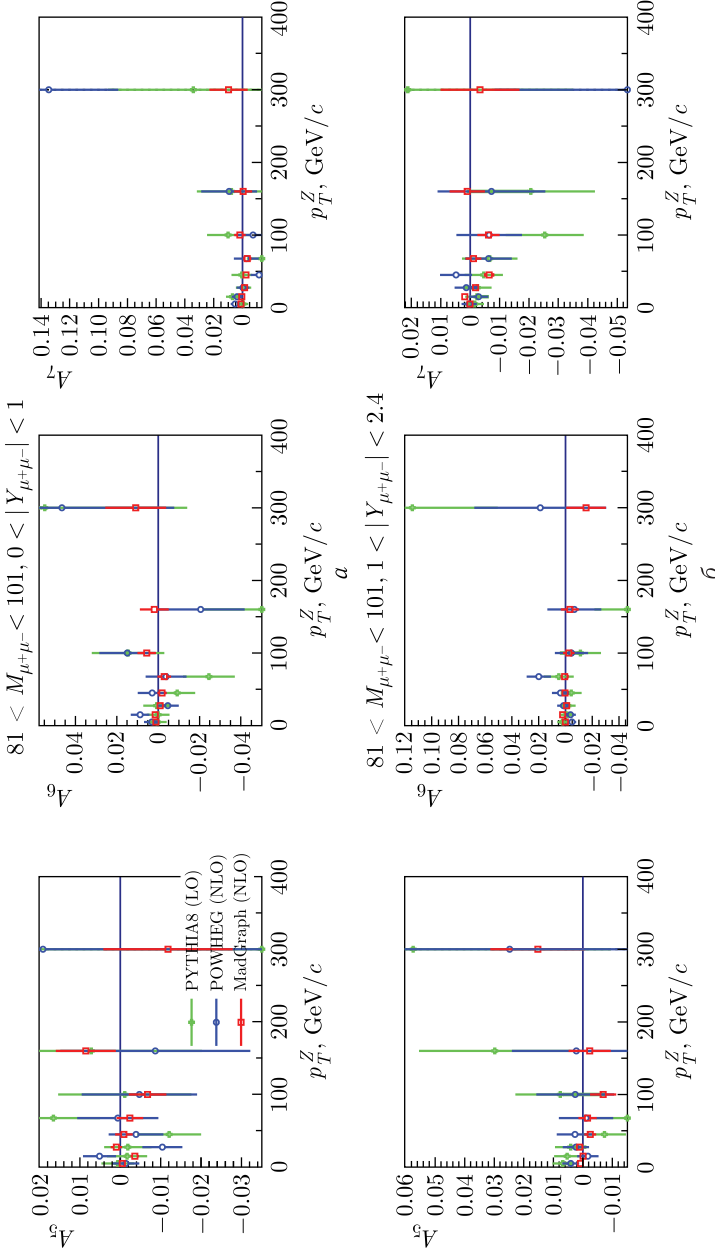


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Зависимость величин угловых коэффициентов A_{3-7} и разности $A_0 - A_2$ от поперечного импульса пары $p_T^{\mu^+\mu^-}$ в двух интервалах быстроты: а) $0 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 1$; б) $1 < |Y_{\mu^+\mu^-}| < 2,4$, моделированных при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в мюонном канале. Зелеными кружками обозначены предсказания PYTHIAS (LO), синими кружками — POWHEG (NLO), красными квадратами — MadGraph (NLO). Вертикальными линиями обозначена ошибка вычисления

Таким образом, проведенное исследование показало, что для использованных наборов ПФР для угловых поляризационных коэффициентов критическим является лишь вклад от первого порядка КХД, в частности, кардинально меняется характер зависимости коэффициентов A_{0-2} от поперечного импульса пары мюонов, причем в интервале 50–200 ГэВ/с A_0 принимает значения большие, чем A_2 , что приводит к нарушению соотношения Лама–Тунга. Включение же второго порядка в расчеты существенных изменений в характер распределений не вносит: результаты FEWZ качественно повторяют результаты POWHEG и MadGraph. Для коэффициентов A_{5-7} вычисления в LO и NLO не предсказывают значимых отклонений от нуля при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Результаты NLO и NNLO вычислений находятся в согласии с последними экспериментальными данными по измерению A_i .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Drell S., Yan T.-M.* Massive Lepton Pair Production in Hadron–Hadron Collisions at High Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1970. V. 25. P. 316.
2. *Mirkes E.* Angular Decay Distribution of Leptons from W Bosons at NLO in Hadronic Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1992. V. 387. P. 3.
3. *Mirkes E., Ohnemus J.* Angular Distributions of Drell–Yan Lepton Pairs at the Tevatron: Order $\alpha - s^2$ Corrections and Monte Carlo Studies // *Phys. Rev. D.* 1995. V. 51. P. 4891.
4. *Mirkes E., Ohnemus J.* Polarization Effects in Drell–Yan Type Processes $h_1 + h_2 \rightarrow (W, Z, \gamma^*, J/\psi) + X$ // Meeting of the Amer. Phys. Soc. Division of Particles and Fields (DPF 94). 1994. P. 1721–1723.
5. *Mirkes E., Ohnemus J.* W and Z Polarization Effects in Hadronic Collisions // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50. P. 5692.
6. *Collins J. C., Soper D. E.* Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions // *Phys. Rev. D.* 1977. V. 16. P. 2219.
7. *CMS Collab.* Forward–Backward Asymmetry of Drell–Yan Lepton Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2016. V. 76. P. 325.
8. *Lam C. S., Tung W.-K.* Systematic Approach to Inclusive Lepton Pair Production in Hadronic Collisions // *Phys. Rev. D.* 1978. V. 18. P. 2447.
9. *CMS Collab.* Measurement of the Weak Mixing Angle Using the Forward–Backward Asymmetry of Drell–Yan Events in pp Collisions at 8 TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2018. V. 78. P. 701.
10. *ATLAS Collab.* Measurement of the Effective Leptonic Weak Mixing Angle Using Electron and Muon Pairs from Z -Boson Decay in the ATLAS Experiment at $\sqrt{s} = 8$ TeV. Tech. Rep. CERN. Geneva, 2018.
11. *CDF Collab.* First Measurement of the Angular Coefficients of Drell–Yan e^+e^- Pairs in the Z Mass Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 241801.
12. *CMS Collab.* Angular Coefficients of Z Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and Decaying to $\mu^+\mu^-$ as a Function of Transverse Momentum and Rapidity // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 750. P. 154.

13. *Alwall J., Frederix R., Frixione S., Hirschi V., Maltoni F., Mattelaer O. et al.* The Automated Computation of Tree-Level and Next-to-Leading Order Differential Cross Sections, and Their Matching to Parton Shower Simulations // JHEP. 2014. V.07. P.079.
14. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD Computations with Parton Shower Simulations: The POWHEG Method // JHEP. 2007. V.11. P.070.
15. *Gavin R., Li Y., Petriello F., Quackenbush S.* FEWZ 2.0: A Code for Hadronic Z Production at Next-to-Next-to-Leading Order // Comput. Phys. Commun. 2011. V.182. P.2388.
16. *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 // JHEP. 2016. V.08. P.159.
17. *NA10 Collab.* Angular Distributions of Muon Pairs Produced by Negative Pions on Deuterium and Tungsten // Z. Phys. C. 1988. V.37. P.545.
18. *Conway J.S., Adolphsen C.E., Alexander J.P., Anderson K.J., Heinrich J.G., Pilcher J.E. et al.* Experimental Study of Muon Pairs Produced by 252-GeV Pions on Tungsten // Phys. Rev. D. 1989. V.39. P.92.
19. *Pumplin J., Stump D.R., Huston J., Lai H.L., Nadolsky P.M., Tung W.K.* New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis // JHEP. 2002. V.07. P.012.
20. *Kovarik K. et al.* nCTEQ15 — Global Analysis of Nuclear Parton Distributions with Uncertainties in the CTEQ Framework // Phys. Rev. D. 2016. V.93. P.085037.
21. *Cerutti F.* The NNPDF2.1 Parton Set. arXiv1107.1095.