

РЕЗУЛЬТАТЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА–ЯНА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Е. В. Дыдышко, В. Л. Ермольчик, Х. Г. Суарес¹, Н. М. Шумейко

Научно-исследовательский институт ядерных проблем
Белорусского государственного университета, Минск

Дан краткий обзор результатов исследований процесса Дрелла–Яна на установке CMS во время первого этапа работы ЛНС. Представлены некоторые оригинальные результаты, касающиеся этого процесса, и проведен анализ перспектив его исследования на втором этапе работы ЛНС.

A brief review of results concerning the Drell–Yan process at the CMS experiment during the LHC run I is given. Some original results dealing with this process are presented. The perspectives for further investigations of the Drell–Yan process at the Run II LHC are considered.

PACS: 13.85.-t

ВВЕДЕНИЕ

Первый этап работы ЛНС завершен с результатами, которые превзошли все ожидания. На этом этапе эксперимента CMS набрано $19,6 \text{ фб}^{-1}$ сертифицированных данных. В настоящее время эксперименты на ЛНС посвящены сбору и обработке данных в pp -столкновениях с энергией в системе центра масс $\sqrt{S} = 13 \text{ ТэВ}$, что почти в два раза превосходит значение энергии на первом этапе работы ЛНС.

Рождение лептонной пары через механизм Дрелла–Яна (ДЯ) [1, 2]

$$P + P \rightarrow q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow \frac{\gamma^*}{Z} \rightarrow l(k_1) + \bar{l}(k_2), \quad (1)$$

где $p_1(p_2)$ — четырехимпульсы (анти)кварка, а $k_1(k_2)$ — четырехимпульсы (анти)лептона, иллюстрируется рис. 1.

На адронных коллайдерах процесс ДЯ является эталонным. Он отличается большой величиной сечения, которое было измерено уже с помощью данных, накопленных в первые дни работы коллайдера, и вновь определялось при каждом новом значении энергии пучков [3]. Процесс ДЯ также является фоном к многим другим процессам, исследуемым

¹E-mail: Juan.Suarez.Gonzalez@cern.ch

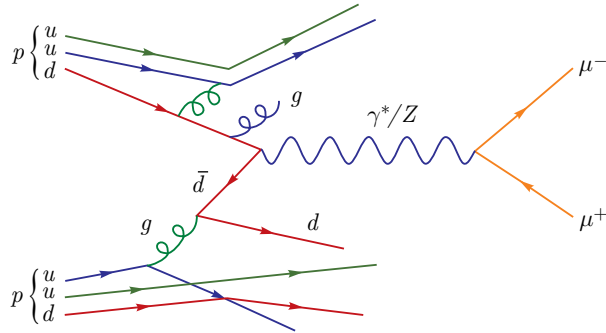


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана рождения лептонных пар через механизм ДЯ

на адронных коллайдерах. Он используется для измерения эффективности регистрации детекторами мюонов и электронов по методике «метки и пробы» (tag and probe method); для проведения строгой проверки Стандартной модели фундаментальных взаимодействий путем прецизионного измерения параметров этой модели и распределений наблюдаемых величин; для уменьшения неопределенности в партонных функциях распределений; при поиске «новой физики» (например, Z') и для измерения активности кварков, не участвующих в жестком процессе взаимодействия при столкновении двух протонов (underlying events) [4].

1. ПРОЦЕСС ДРЕЛЛИА–ЯНА НА ПЕРВОМ ЭТАПЕ РАБОТЫ ЛНС

На первом этапе работы ЛНС с помощью процесса ДЯ осуществлен ряд прецизионных измерений, а также поиск проявлений эффектов за пределами Стандартной модели. Среди этих исследований необходимо отметить измерение одно- и двукратного дифференциальных сечений по инвариантной массе лептонной пары M в процессе ДЯ при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ [5, 6, 13, 14] и $\sqrt{S} = 8$ ТэВ [7] (рис. 2). Также, впервые на адронных коллайдерах, измерено отношение дифференциальных сечений R процесса ДЯ при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и $\sqrt{S} = 8$ ТэВ [7] (рис. 3). Серьезной проверкой для Стандартной модели стало измерение асимметрии вперед-назад A_{FB} в процессе ДЯ (при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ) (рис. 4). В свою очередь, измерение дифференциального сечения рождения Z -бозонов при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ показало, что при значениях поперечного импульса Z -бозона q_T около 100 ГэВ наблюдается некоторое расхождение между данными и теоретическими предсказаниями (разница более 2σ) [9] (рис. 5). Другим знаковым анализом, проведенным на первом этапе работы ЛНС, являлся поиск Z' -бозона [10] (рис. 6). Он проводился при значениях инвариантной массы лептонной пары, не превышающих 2 ТэВ. Сигнал в данной кинематической области не был найден. Главным результатом анализа стало установление нижнего предела значения массы Z' -бозона, равного $M_{Z'} = 1,7$ ТэВ. Экспериментом CMS впервые проведено измерение синуса угла Вайнберга на адронном коллайдере. При энергии коллайдера $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и с выборкой интегральной светимости в 44 пб^{-1} достигнута точность 1% [11].

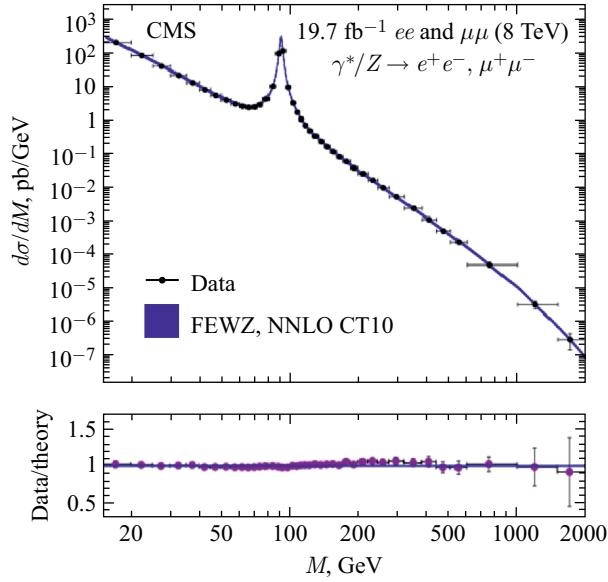


Рис. 2. Дифференциальное сечение $d\sigma/dM$ для процесса ДЯ [7]

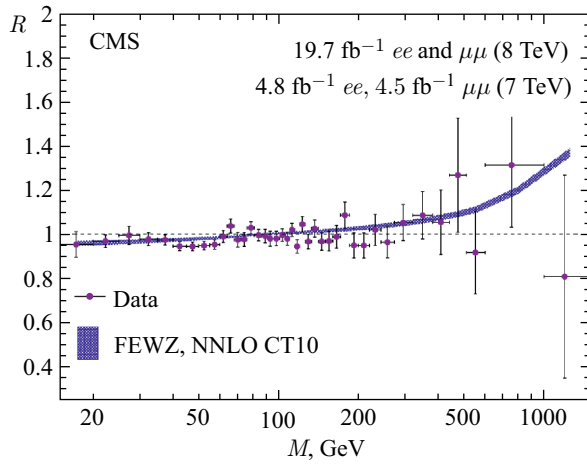


Рис. 3. Отношение дифференциальных сечений процесса ДЯ при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и $\sqrt{S} = 8$ ТэВ [7]

2. ОЦЕНКА ВКЛАДА ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

Учитывая исследуемый диапазон высоких энергий (до 13 ТэВ), можно ожидать значительного вклада радиационных эффектов (как КХД, так и электрослабых) в наблюдаемые величины процесса (1) в определенных районах кинематической области [15, 16]. Здесь мы приведем некоторые результаты наших расчетов электрослабой радиационной по-

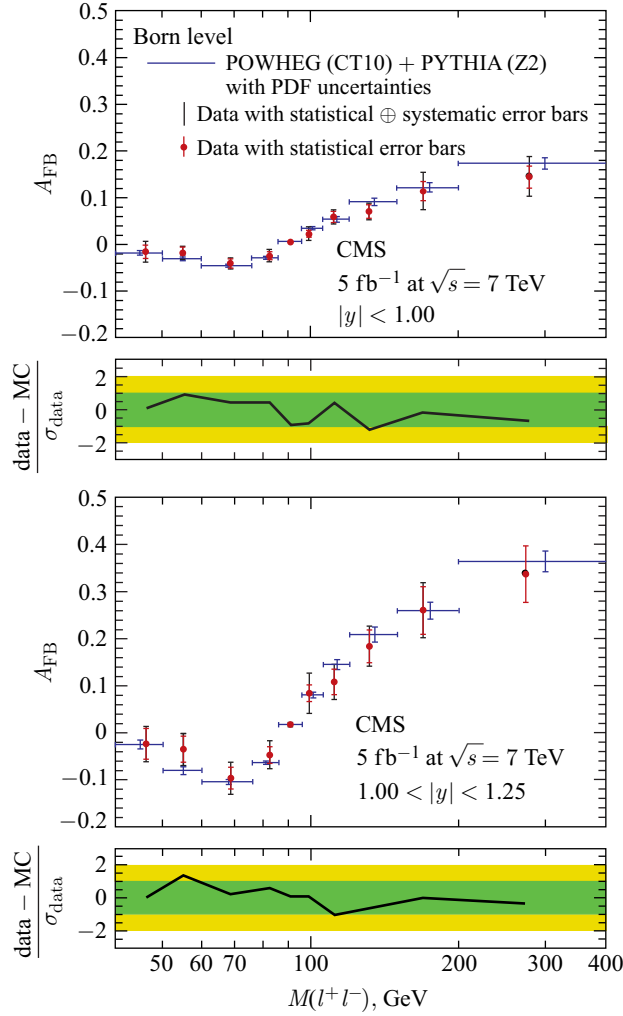


Рис. 4. Асимметрия вперед-назад A_{FB} в процессе ДЯ. Отношение данных эксперимента и результатов монте-карло-моделирования приведено под каждым графиком [8, 12]

правки первого порядка

$$\delta^{\text{EW}} = \frac{\sigma^{\text{EW}} - \sigma_{\text{born}}}{\sigma_{\text{born}}} \cdot 100\%, \quad (2)$$

где $\sigma^{\text{EW}}(\sigma_{\text{born}})$ — дифференциальное сечение процесса (1) с учетом (без учета) электрослабых радиационных эффектов $O(\alpha)$, к спектру инвариантных масс лептонных пар в процессе (1).

Как следует из рис. 7, поправка δ^{EW} велика ($\approx 80\%$ для мюонной пары) в области $M = 50\text{--}95$ ГэВ и практически полностью определяется вкладом излучения в конечном состоянии (FSR). В области 120–160 ГэВ поправка мала (около 5%), но все же больше экспериментальных неопределенностей на LHC, а потому должна быть учтена при ана-

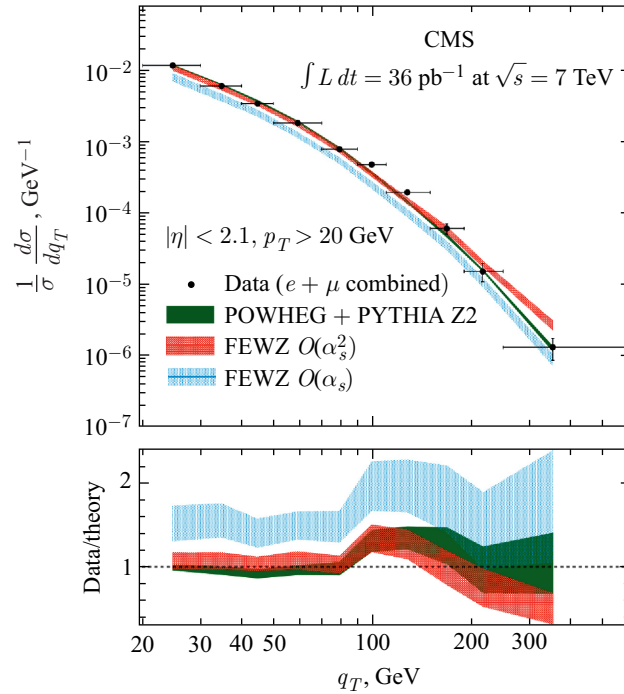


Рис. 5. Дифференциальное сечение рождения Z -бозона в зависимости от его поперечного импульса q_T . Отношения данных эксперимента и результатов различных вариантов монте-карло-моделирования приведены под графиком [9]

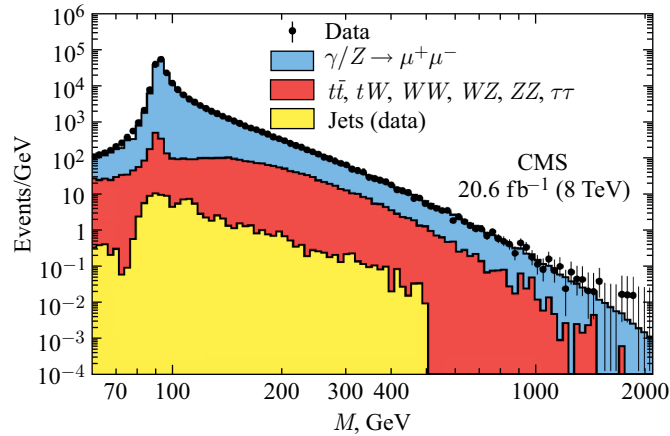


Рис. 6. Зависимость числа событий от инвариантной массы лептонной пары M [10]

лизе данных. Видно, что в области $M = 1-5$ ТэВ абсолютное значение поправки растет и достигает 30% на верхней границе. Это указывает на необходимость исследования вкладов более высокого порядка.

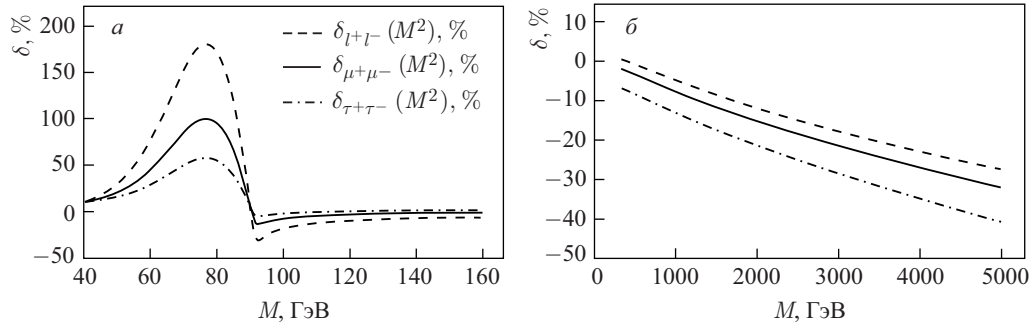


Рис. 7. Электрослабая поправка δ^{EW} к процессу рождения пары электронов (штриховая кривая), мюонов (сплошная) и тау-лептонов (штрихпунктирная) в зависимости от инвариантной массы лептонной пары: при $40 < M < 160$ ГэВ (а) и $1000 < M < 5000$ ГэВ (б)

Для σ_{EW} получены компактные аналитические выражения, на основе которых создан монте-карло-генератор событий LePaProGen (Lepton Pair Production Generator) [17]. Эта программа, основанная на современных алгоритмах, отличается быстротой и стабильностью.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЦЕССА ДРЕЛЛА–ЯНА НА ВТОРОМ ЭТАПЕ РАБОТЫ ЛНС

В 2015 г. в эксперименте CMS набрано $2,6 \text{ fb}^{-1}$ сертифицированных данных. В коллаборации создано несколько групп для анализа данных, связанных с процессом ДЯ. В частности, группы по измерению одно- и двукратного дифференциальных сечений, по измерению асимметрии вперед-назад и поиску Z' .

Одним из основных аспектов при анализе данных является учет устранимых и неустраанимых фоновых процессов. Для процесса ДЯ неустраанимыми фонами являются каналы рождения лептонной пары двухфотонным взаимодействием и взаимодействием кварка с фотоном (рис. 8).

Нами проведено исследование этих процессов с помощью программ FEWZ [18] и POWHEG [19].

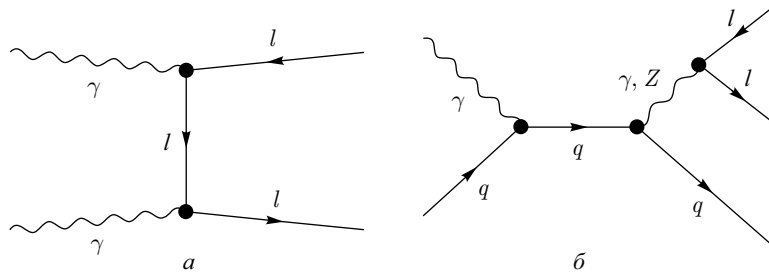


Рис. 8. Диаграммы Фейнмана для рождения лептонной пары двухфотонным взаимодействием (а) и кварк-фотонным взаимодействием (б)

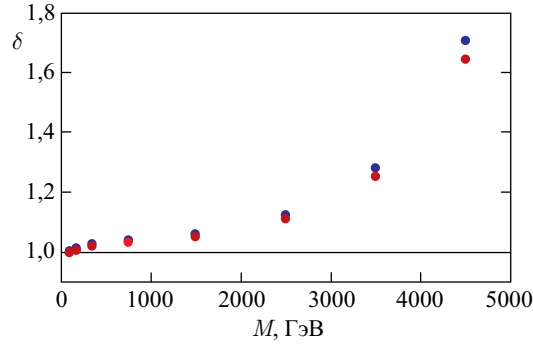


Рис. 9. Поправка δ к процессу ДЯ при учете механизма двухфотонного рождения лептонной пары в зависимости от инвариантной массы M

Процесс рождения лептонной пары двухфотонным механизмом рассмотрен как поправка к процессу ДЯ

$$\delta = \frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_{DY}}, \quad (3)$$

где $\sigma_{\gamma\gamma}(\sigma_{DY})$ — дифференциальное сечение рождения лептонной пары двухфотонным механизмом (механизмом ДЯ). Показано, что рождение лептонной пары двухфотонным механизмом изменяет дифференциальное сечение по инвариантной массе лептонной пары процесса ДЯ при $\sqrt{S} = 13$ ТэВ на 20–60 % при $M = 3–5$ ТэВ (рис. 9).

Получено также отношение спектров масс для процесса рождения лептонной пары двухфотонным механизмом с использованием программ FEWZ и POWHEG

$$R = \frac{\text{POWHEG}(\gamma\gamma)}{\text{FEWZ}(\gamma\gamma)}. \quad (4)$$

Здесь $\text{POWHEG}(\gamma\gamma)$ ($\text{FEWZ}(\gamma\gamma)$) — спектр масс для процесса рождения лептонной пары двухфотонным механизмом, полученный программой POWHEG (FEWZ). Величина R в (3) отличается от единицы приблизительно на 1–4 % при $M = 3–5$ ТэВ (рис. 10).

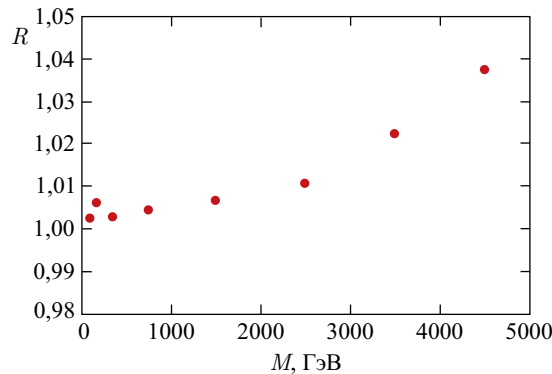


Рис. 10. Зависимость отношения R от инвариантной массы лептонной пары M

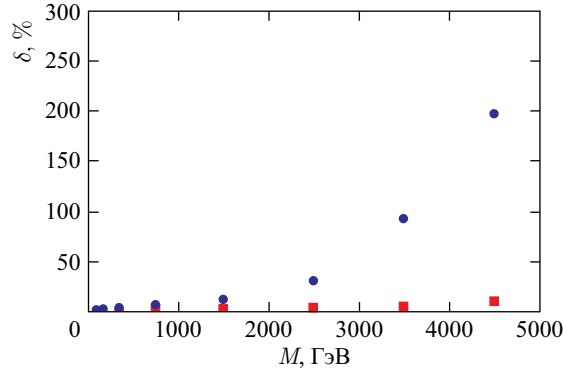


Рис. 11. Зависимость неопределенности δ от массы лептонной пары M (кружки) в сравнении с неопределенностью, вызванной функциями распределения кварков (квадраты)

С помощью программы FEWZ оценена неопределенность учета функции распределения фотона в протоне

$$\delta = \frac{\Delta_{\text{PDF}(DY+\gamma\gamma)}}{\sigma_{(DY+\gamma\gamma)}}, \quad (5)$$

где $\Delta_{\text{PDF}(DY+\gamma\gamma)}$ — абсолютная неопределенность сечения, вызванная неопределенностью функции распределения фотона в протоне; $\sigma_{(DY+\gamma\gamma)}$ — суммарное дифференциальное сечение процесса ДЯ и процесса рождения лептонной пары двухфотонным механизмом на борновском уровне. Рассматривалась зависимость от инвариантной массы лептонной пары, при этом вычисления проводились с помощью программы FEWZ при $\sqrt{S} = 13$ ТэВ. Выяснено, что неопределенность при использовании функции распределения фотона в протоне может достигать 100% при $M = 3$ ТэВ (рис. 11).

Это явно говорит о том, что необходимо более точное измерение функции распределения фотона в протоне при значениях инвариантной массы лептонной пары, превышающих 1 ТэВ. К сожалению, это измерение неосуществимо на адронных коллайдерах и может быть выполнено на будущем электрон-протонном коллайдере (например, LHeC [20]).

Благодарности. В заключение выражаем глубокую благодарность И. А. Голутвину, А. В. Зарубину, С. В. Шматову и их коллегам из отдела CMS Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, в плодотворном взаимодействии с которыми выполнена эта работа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. Рождение мюонных пар в сильных взаимодействиях и асимптотические правила сумм. Препринт ОИЯИ Р2-4543. Дубна, 1969. 23 с.
2. Drell S. D., Yan T. M. Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 316–320.
3. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.). Measurement of the Inclusive W and Z Production Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. P. 191802.

4. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Underlying Event in the Drell–Yan Process in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // *Eur. Phys. J. C*. 2012. V. 72. P. 2080.
5. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Drell–Yan Cross Section in *pp* Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // *JHEP*. 2011. V. 10. P. 007.
6. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Differential and Double-Differential Drell–Yan Cross Sections in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // *JHEP*. 2013. V. 12. P. 030.
7. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Differential and Double-Differential Drell–Yan Cross Sections in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{S} = 8$ TeV // *Eur. Phys. J. C*. 2015. V. 75. P. 147.
8. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Forward-Backward Asymmetry of Drell–Yan Lepton Pairs in *pp* Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // *Phys. Lett. B*. 2013. V. 718. P. 752.
9. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Rapidity and Transverse Momentum Distributions of *Z* Bosons in *pp* Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV // *Eur. Phys. J. C*. 2015. V. 75. P. 147.
10. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Search for Physics beyond the Standard Model in Dilepton Mass Spectra in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{S} = 8$ TeV // *JHEP*. 2015. V. 04. P. 025.
11. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of the Weak Mixing Angle with the Drell–Yan Process in Proton–Proton Collisions at the LHC // *Eur. Phys. J. C*. 2015. V. 75. P. 147.
12. *ATLAS Collab.* Measurement of the Forward-Backward Asymmetry of the Electron and Muon Pair in *pp* Collisions at $\sqrt{S} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // *JHEP*. 2015. V. 09. P. 049.
13. *ATLAS Collab.* Measurement of the Low-Mass Drell–Yan Differential Cross Section at $\sqrt{S} = 7$ TeV Using the ATLAS Detector // *JHEP*. 2014. V. 06. P. 112.
14. *ATLAS Collab.* Measurement of the High-Mass Drell–Yan Differential Cross Section at $\sqrt{S} = 7$ TeV with the ATLAS Detector // *Phys. Lett. B*. 2013. V. 725. P. 223–242.
15. *Arbuzov A. et al.* One-Loop Corrections to the Drell–Yan Process in SANC // *Eur. Phys. J. C*. 2008. V. 54, No. 3. P. 451–460.
16. *Zygunov V. A.* Weak Radiative Corrections to the Drell–Yan Process for Large Invariant Mass of a Dilepton Pair // *Phys. Rev. D*. 2007. V. 75, No. 7. P. 073019.
17. *Dydyska Y., Yermolchik V.* A New Generator for the Drell–Yan Process // *JPCS*. 2015. V. 608. P. 012069.
18. *Gavin R. et al.* FEWZ 2.0: A Code for Hadronic *Z* Production at Next-to-Next-to-Leading Order // *Comp. Phys. Commun.* 2011. V. 182. P. 2388.
19. *Alioli S. et al.* A General Framework for Implementing NLO Calculations in Shower Monte-Carlo Programs: The POWHEG Box // *JHEP*. 2010. V. 1006. P. 060.
20. *Abelleira Fernandez J. L.* A Large Electron–Hadron Collider at CERN // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2012. V. 39. P. 075001.