

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«Анализ кинематики лептонов и потерянной поперечной энергии в
распадах бозона Хиггса по данным второго сеанса Большого адронного
коллайдера»**

Выполнил студент

213м группы:

Мордовец Иван Петрович

Научные руководители:

д. ф.- м. н., проф.

Смирнова Лидия Николаевна

Допущен к защите _____

к. ф.-м. н., с.н.с

Зав. кафедрой _____

Цукерман Илья Ильич

Москва
2020

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	стр. 2
ГЛАВА 1. БОЗОН ХИГГСА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ.....	стр. 4
1.1 Стандартная модель	стр. 4
1.2 Бозон Хиггса	стр. 5
ГЛАВА 2. ДЕТЕКТОР ATLAS НА LHC	стр. 12
2.1 Большой адронный коллайдер	стр. 12
2.2 Детектор ATLAS.....	стр. 14
ГЛАВА 3. АНАЛИЗ E_T^{miss} ПО ДАННЫМ СЕАНСА RUN 2	стр. 20
3.1 Виды и особенности измерений E_T^{miss}	стр. 20
3.2 Сравнение E_T^{miss} в данных 2017-2018 гг. с результатами MC- моделирования	стр. 22
3.3 Зависимость E_T^{miss} от величины pile-up	стр. 33
3.4 Сравнение реальных данных с MC для различных типов E_T^{miss}	стр. 37
ГЛАВА 4. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛЕПТОНОВ.....	стр. 40
4.1 Распределения лептонов после введения запрета на b -струи	стр. 41
4.2 Распределения лептонов в контрольной области top -кварка	стр. 44
4.3 Распределения лептонов в контрольной области фона W -бозона	стр. 46
4.4 Распределения лептонов в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$	стр. 48
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	стр. 51
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	стр. 53

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель физики элементарных частиц с высокой точностью описывает электромагнитные, сильные и слабые взаимодействия фундаментальных частиц. Она включает в себя 12 видов фермионов (6 кварков и 6 лептонов), 4 вида векторных калибровочных бозонов (8 глюонов, фотон, два заряженных W бозона и нейтральный Z -бозон) и одну скалярную частицу – бозон Хиггса. Все частицы Стандартной модели (СМ) были обнаружены экспериментально; последним (в июле 2012 г.) на установках ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) был открыт бозон Хиггса. Он обеспечивает массами фундаментальные частицы СМ, включая себя.

После обнаружения данной частицы основное внимание стало уделяться изучению свойств стандартного бозона Хиггса, а также взаимодействий частиц с полем Хиггса для проверки Стандартной модели и поиска новой физики. Одним из каналов распада, в котором удобно экспериментально исследовать его свойства, является канал $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, имеющий значительную относительную вероятность ($\text{BR}(h \rightarrow WW^*) \approx 20\%$, $\text{BR}(W \rightarrow \ell\nu) \approx 10\%$ для каждого аромата лептона) и довольно чистое конечное состояние, особенно в случае $e\nu\mu\nu$ (один электрон и один мюон). Однако из-за наличия двух нерегистрируемых нейтрино можно восстановить лишь т.н. поперечную массу бозона Хиггса, в определение которой входят кинематические характеристики лептонов и вектор потерянной поперечной энергии E_T^{miss} (во избежание расхождения в терминах мы будем называть данную величину в дальнейшем недостающим поперечным импульсом).

Целью настоящей работы является изучение распределений по указанным величинам для задачи поиска стандартного бозона Хиггса в канале $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ на полной статистике данных эксперимента ATLAS при энергии 13 ТэВ, набранных в 2017 - 2018 гг., и их сравнение с результатами моделирования методом Монте-Карло (MC).

Актуальность работы:

Исследование свойств стандартного бозона Хиггса – задача первостепенной важности современной физики высоких энергий и элементарных частиц. Одним из основных каналов, в котором можно экспериментально исследовать эти свойства в эксперименте ATLAS на LHC, является мода распада $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ (данный канал использовался при открытии стандартного бозона Хиггса в 2012 году). Для восстановления бозона Хиггса в этом канале необходимо правильно измерить кинематические характеристики лептонов и вектор недостающего поперечного импульса E_T^{miss} . В данной работе исследовались различные кинематические распределения лептонов и по модулю E_T^{miss} в событиях с электроном и мюоном в конечном состоянии. Экспериментальные данные, набранные при энергии 13 ТэВ за весь период сеанса LHC, сравниваются с результатами моделирования событий сигнала от стандартного бозона Хиггса и фона методами МС.

Структура работы:

Дипломная работа состоит из введения, четырех глав и заключения. В введении представлены цель и актуальность данной работы. В первой главе кратко изложены основные положения Стандартной модели и описание механизма Хиггса. Во второй главе приводятся описание детектора ATLAS и устройство LHC. В третьей главе данной работы приведены описания методов измерения величины E_T^{miss} и представлен сравнительный анализ данных и результатов МС-моделирования для E_T^{miss} . Сравнительный анализ данных и результатов МС-моделирования для лептонов представлен в четвертой главе. В заключении обобщаются результаты работы и делаются выводы.

ГЛАВА 1. БОЗОН ХИГГСА СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель – это теоретическая конструкция, которая описывает текущее представление о материи и о трех типах взаимодействия. Частицы в рамках данной теории классифицированы на три поколения кварков и лептонов, составляющих материю, на калибровочные бозоны, играющие роль переносчиков взаимодействий, и бозон Хиггса.

По сути, Стандартная модель является перенормируемой квантовой теорией поля, основанной на инвариантности преобразований относительно группы:

$$SU(3)_C * SU(2)_L * U(1)_Y.$$

Три составные группы приводят к трем фундаментальным взаимодействиям, которые описываются в Стандартной Модели: $SU(3)_C$ это квантовая хромодинамика¹, описывающая сильное взаимодействие (C - цвет), а $SU(2)_L * U(1)_Y$ является группой электрослабой теории², описывающей электромагнитное и слабое взаимодействие, причем $SU(2)_L$ – группа слабого изоспина, действующая только на левые компоненты фермионов, а $U(1)_Y$ – группа слабого гиперзаряда.

Левые фермионы преобразуются как дублеты, а правые как синглеты. Калибровочных бозонов в данном случае 4: W_μ^a – бозоны $SU(2)_L$, B_μ – бозон группы $U(1)_Y$. Локализуя группу симметрии $SU(2)_L * U(1)_Y$ и заменив производные полей соответствующими ковариантными производными, можно получить следующий лагранжиан:

$$L_{EW} = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu},$$

¹ M. Gell-Mann, A schematic model of baryons and mesons, //Physics Letters. – 1964. – 8, 214

² S.L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions, //Nuclear Physics. – 1961. – B22, 579

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 \sum_{a=1}^3 T_{L,R}^a W_\mu^a + ig_2 \frac{1}{2} Y_{L,R} B_\mu,$$

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g_e \epsilon^{ijk} W_{\mu\nu}^j W_{\mu\nu}^k,$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu.$$

Данный лагранжиан является калибровочно-инвариантным, однако не содержит масс фермионов и бозонов, а их априорное введение нарушает калибровочную инвариантность. Спонтанное нарушение симметрии, описанное ниже, позволяет решить проблему инвариантности лагранжиана и получения необходимых масс частиц.

Спонтанное нарушение симметрии является одной из основополагающих идей Стандартной модели. Если спонтанно нарушить глобальную непрерывную симметрию, то в соответствии с теоремой Голдстоуна должен возникнуть голдстоуновский безмассовый бозон с нулевым спином. Если данное нарушение относится к калибровочной симметрии, а не глобальной, то голдстоуновский бозон объединяется с безмассовым калибровочным бозоном и не проявляется в физическом спектре. Это явление называется механизмом Хиггса. Физическая система при этом обладает одной симметрией, а основное состояние – другой, так возникают массивные векторные частицы, число которых равно числу голдстоуновских бозонов¹.

1.2 Бозон Хиггса

В этой главе мы в основном следуем обзору². Бозон Хиггса Стандартной модели (h) обеспечивает массой все остальные фундаментальные частицы, включая самого себя, за счет описанного выше механизма, предложенного еще

¹ P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields //Physics Letters– 1964. – 12, 132

² F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons //Physical Review Letters. – 1964. – 13, 321

в 60-е годы 20-го века Браутом, Энглером и Хиггсом (ВЕН)¹. Его масса (m_h) является единственным свободным параметром в этой теории. Из соображений унитарности следует, что в Стандартной модели $m_h < 1$ ТэВ; бозон Хиггса должен иметь квантовые числа вакуума, т. е. нулевой спин и положительную четность ($J^P = 0^+$). В 2003 г. эксперименты на электрон-позитронном коллайдере LEP в CERN установили нижний предел на его массу, $m_h > 114.4$ ГэВ на 95%-ном уровне достоверности (CL)²; меньшие значения масс исключаются на гораздо более высоком уровне достоверности. Теоретический анализ прецизионных экспериментальных данных по изучению электрослабого взаимодействия дает ограничение сверху $m_h < 152$ ГэВ на 95%-ном CL³. Поиск бозона Хиггса в диапазоне масс 114 – 152 ГэВ увенчался успехом. В июле 2012 г. коллаборациями ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (LHC)⁴ было официально объявлено об обнаружении новой частицы с массой 125 ГэВ⁵. Это открытие стало настоящим триумфом Стандартной модели, поскольку свойства этой частицы оказались в согласии с предсказаниями для бозона Хиггса Стандартной модели⁶.

Основными механизмами рождения бозона Хиггса Стандартной модели на адронных коллайдерах при энергиях LHC являются слияние глюонов (ggF), слияние векторных бозонов (VBF), ассоциативное рождение с W - или Z -бозоном (Vh) или парой t -кварков (tth) (рис. 1, 2); рассчитанные сечения рождения при

¹ P.W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons //Physical Review Letters. – 1964. – 13, 508

² The LEP Electroweak Working Group, [Электронный ресурс].–<http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>

³ LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaboration, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP //Physics Letters. – 2003. – B565, 61

⁴ ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC //Physics Letters. – 2012. – B 716, 1

⁵ ATLAS and CMS Collaborations, Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV //Journal of High Energy Physics. – 2016. – 08, 045

⁶ ATLAS and CMS Collaborations, Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments //Physical Review Letters. – 2015. – 114, 191803

массе 125 ГэВ¹ показаны в табл. 1 и на рис. 2. Отметим, что сечение рождения бозона Хиггса на десять порядков меньше величины полного сечения взаимодействия протонов. Уже по этой причине поиск бозона Хиггса на LHC является сложнейшей задачей.

По своей природе хиггсовский бозон должен быть связан со всеми массивными фундаментальными частицами, причем чем больше масса частиц, тем сильнее он с ними связан. Это значит, что распадаться хиггсовский бозон должен на самые тяжелые пары частица-античастица, которые еще доступны по закону сохранения энергии. Кроме того, за счет петель виртуальных частиц, хиггсовский бозон оказывается связан и с безмассовыми частицами – фотонами и глюонами.

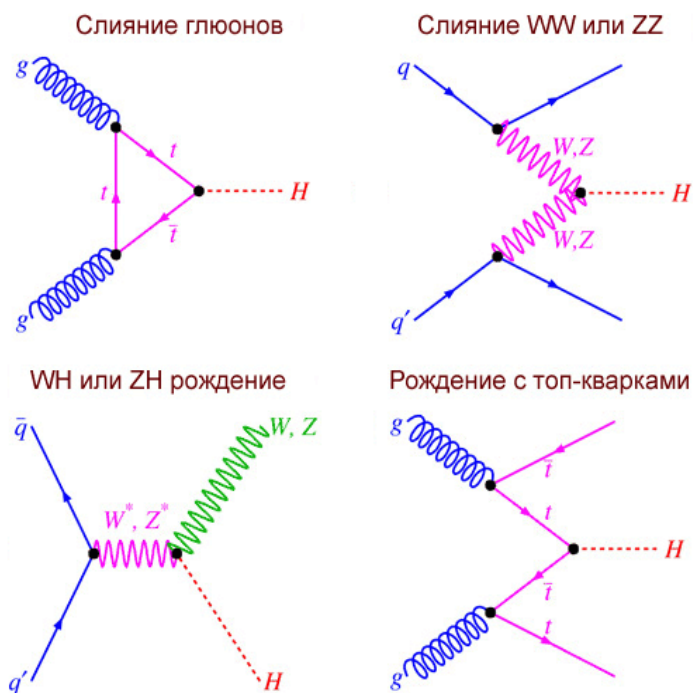


Рисунок 1. Четыре основных канала рождения бозона Хиггса Стандартной модели на LHC¹.

¹ LHC Higgs cross section working group (электронный ресурс) https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG#SM_Higgs

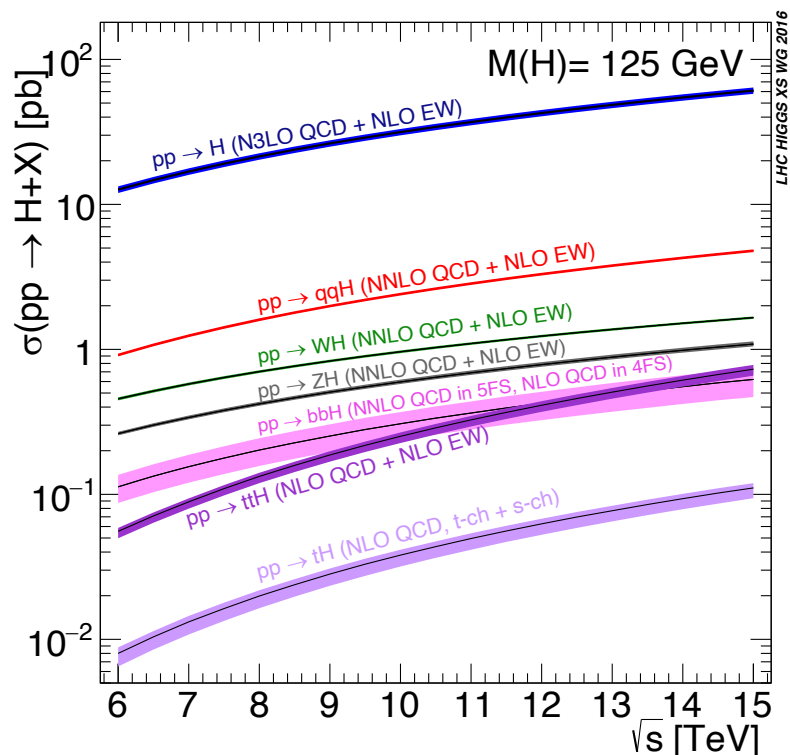


Рисунок 2. Ожидаемые сечения рождения бозона Хиггса Стандартной модели на LHC при массе 125 ГэВ¹.

Таблица 1. Сечения рождения стандартного бозона Хиггса при 125 ГэВ¹.

Механизм / сечение	7 ТэВ, пб	8 ТэВ, пб	13 ТэВ, пб
ggF (слияние глюонов)	15.0 ± 1.6	19.2 ± 2.0	48.61 ± 1.94
VBF (слияние бозонов)	1.22 ± 0.03	1.58 ± 0.04	3.76 ± 0.16
Wh (ассоциативное)	0.577 ± 0.016	0.703 ± 0.018	1.358 ± 0.018
Zh (ассоциативное)	0.334 ± 0.013	0.414 ± 0.016	0.880 ± 0.030
tth (ассоциативное)	0.086 ± 0.009	0.129 ± 0.014	0.612 ± 0.022
Полное	17.4 ± 1.6	22.3 ± 2.0	55.22 ± 1.94

¹ LHC Higgs cross section working group (электронный ресурс)
https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG#SM_Higgs

Дополнительная трудность поиска бозона Хиггса связана с тем, что не все каналы распада бозона Хиггса могут быть изучены экспериментально из-за большого сечения фоновых процессов. В табл. 2 и на рис. 3 показаны рассчитанные относительные вероятности (BR) основных каналов распада при массе 125,09 ГэВ. Несмотря на почти 58%-ную вероятность, канал $h \rightarrow bb$ очень сложен для экспериментальной регистрации из-за колоссального фона. Канал $h \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$ (здесь и далее под l подразумевается электрон/позитрон или мюон) более благоприятен для поисков, хотя и имеет BR менее 1% из-за того, что BR ($W \rightarrow l\nu$) $\approx 20\%$. По этой причине до сих пор значимость отличия от нуля экспериментально определенного сечения в этом канале меньше 2 сигм. Это отчетливо видно на графике максимального правдоподобия (рис. 4). Поэтому изучение этого канала важно и с точки зрения получения значимости отличия от нуля экспериментально определенного сечения на достаточном уровне в 5 сигм. Однако данный канал не позволяет восстановить массу бозона Хиггса. Критическим для выделения этой моды распада является точное измерение фонов в контрольных кинематических областях, лежащих рядом с областью сигнала, и дальнейший их пересчет на область сигнала с помощью МС-моделирования. По аналогичной причине непросто для наблюдения и канал $h \rightarrow \tau\tau$. К наиболее чистым модам распада, где можно восстановить массу бозона Хиггса, относятся $h \rightarrow ZZ^*$ (при условии распада каждого из Z в пару лептонов, что уменьшает эффективный BR в сотни раз), а также каналы с малыми BR, а именно $h \rightarrow \gamma\gamma$, $h \rightarrow Z\gamma$ (при условии распада Z в лептоны) и $h \rightarrow \mu\mu$. В последних трех случаях сигнал ищется над сильно преобладающим фоном. В работе рассматривается мода распада $h \rightarrow WW^* \rightarrow l\nu l\nu$.

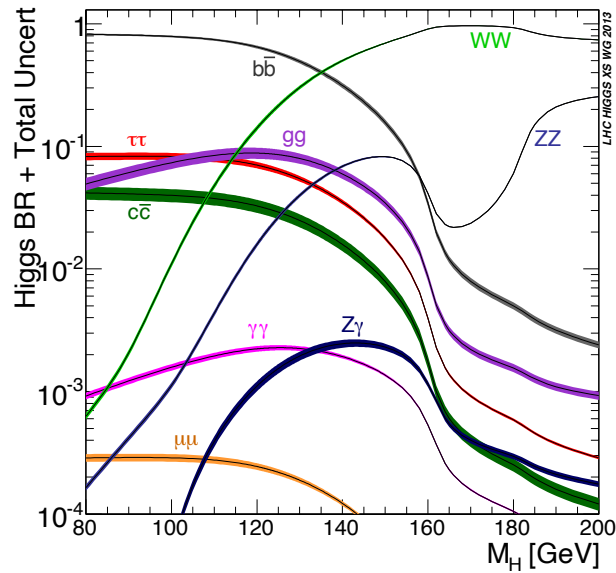


Рисунок 3. Рассчитанные вероятности распада бозона Хиггса на различные состояния в зависимости от его массы¹.

Таблица 2. Ожидаемые моды распада бозона Хиггса Стандартной модели¹.

Канал распада	BR, %	Мода, удобная для экспериментального наблюдения
$h \rightarrow bb$	57.8 ± 1.9	Рождение в механизмах VH, ttH
$h \rightarrow WW^*$	21.6 ± 0.9	Распад обоих W в лептон и нейтрино
$h \rightarrow gg$	8.56 ± 0.86	Очень сложен для наблюдения, нет экспериментальной сигнатуры
$h \rightarrow \tau\tau$	6.30 ± 0.36	Рождение в механизме VBF
$h \rightarrow cc$	2.90 ± 0.35	Очень сложен для наблюдения
$h \rightarrow ZZ^*$	2.67 ± 0.11	Распад обоих Z в лептоны, идеальная сигнатура
$h \rightarrow \gamma\gamma$	0.228 ± 0.011	Очень большие фоны, чистая сигнатура
$h \rightarrow Z\gamma$	0.155 ± 0.014	Распад Z в лептоны

¹LHC Higgs cross section working group (электронный ресурс)
https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHSWG#SM_Higgs

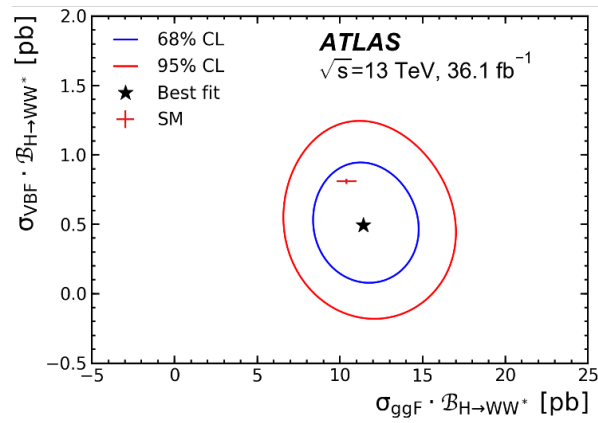


Рисунок 4. Двумерные контуры максимального правдоподобия на 68%-ном и 95%-ном уровнях достоверности для $\sigma_{VBF} \times BR(H \rightarrow WW^*)$ в зависимости от $\sigma_{ggF} \times BR(H \rightarrow WW^*)$ в сравнении с предсказаниями СМ¹.

¹ Measurements of gluon–gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow W W^* \rightarrow e \nu \mu \nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector, //Phys. Lett. B 789 (2019) 508

ГЛАВА 2. ДЕТЕКТОР ATLAS на LHC

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC)¹ – ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, в котором осуществляются столкновения протонов с рекордно высокой энергией в их системе центра масс, а также ионов свинца. Данная установка была построена в Европейской Организации Ядерных Исследований (CERN), на границе Франции и Швейцарии.

Первоначально протоны, полученные при ионизации водорода, ускоряются в линейном ускорителе (LINAC) 2 длиной 33,3 метра, который доставляет протоны в виде сгустков в бустер (Proton Synchrotron Booster, PBS) с энергией 50 МэВ². PBS распределяет сгустки в 4 наложенных друг на друга синхротронных кольца с длиной окружности 157 метров, где они ускоряются до 1,4 ГэВ. Затем протоны доставляются в протонный синхротрон (PS), с длиной окружности 628 метров и сделанный из 277 несверхпроводящих магнита. Здесь сгустки формируются в пучки и ускоряются до 25 ГэВ. Далее протоны разгоняются до 450 ГэВ в супер протонном синхротроне (SPS), имеющем длину 7 км и включающем в себя 1317 несверхпроводящих магнитов. После этого протоны попадают в основное кольцо LHC. Он расположен в туннеле длиной 27 км под землей на глубине 45-100 м. Заряженные частицы движутся по двум кольцам, удерживаемые на своих траекториях магнитным полем сверхпроводящих дипольных магнитов. Фокусировка пучков

¹ LHC Machine //Journal of Instrumentation. – 2008. – 3, S08001

² S. Gilardoni et al., Fifty years of the CERN Proton Synchrotron: Volume 2, tech. rep. CERN-2013-005, Sept. 2013, doi: 10.5170/CERN-2013-005

происходит с помощью квадрупольных магнитов. В одном пучке может находиться до 2808 сгустков, в которых находятся порядка 10^{11} частиц.

Первый сеанс работы (Run 1) осуществлялся с 2010 по 2012 г. Энергия протонов в системе центра масс составляла 7 ТэВ до конца 2011 г. и 8 ТэВ в 2012, а набранная интегральная светимость составила около $5 (20) \text{ фб}^{-1}$, соответственно¹. Затем работа ЛНС была приостановлена на два года для повышения энергии столкновений, а также обновления детекторов для работы при более высокой светимости. Второй сеанс (Run 2), который начался в 2015 г. и закончился в 2018 г., проходил при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. Набранная светимость за 2015-2018 гг. в экспериментах ATLAS составила 139 фб^{-1} ². Затем ЛНС вновь был остановлен для своей модернизации и обновления детекторов на еще более высокие светимости и энергии частиц. Окончание этого периода работ намечено на середину 2021 г.

Столкновения на ЛНС происходят в четырех точках, в которых расположены детекторы ATLAS, ALICE, CMS, ЛНСб. Два из них, ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus)³ и CMS (Compact Muon Solenoid)⁴ являются установками общего назначения и предназначены для изучения СМ в новом диапазоне энергий, обнаружения и изучения свойств бозона Хиггса, поиска суперсимметричных и других экзотических частиц. Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment)⁵ ставит целью изучение продуктов соударений

¹ Total Integrated Luminosity in 2011 and 2012

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>

² Total Integrated Luminosity and Data Quality in 2015-2018

<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>

³ ATLAS Collaboration / The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003

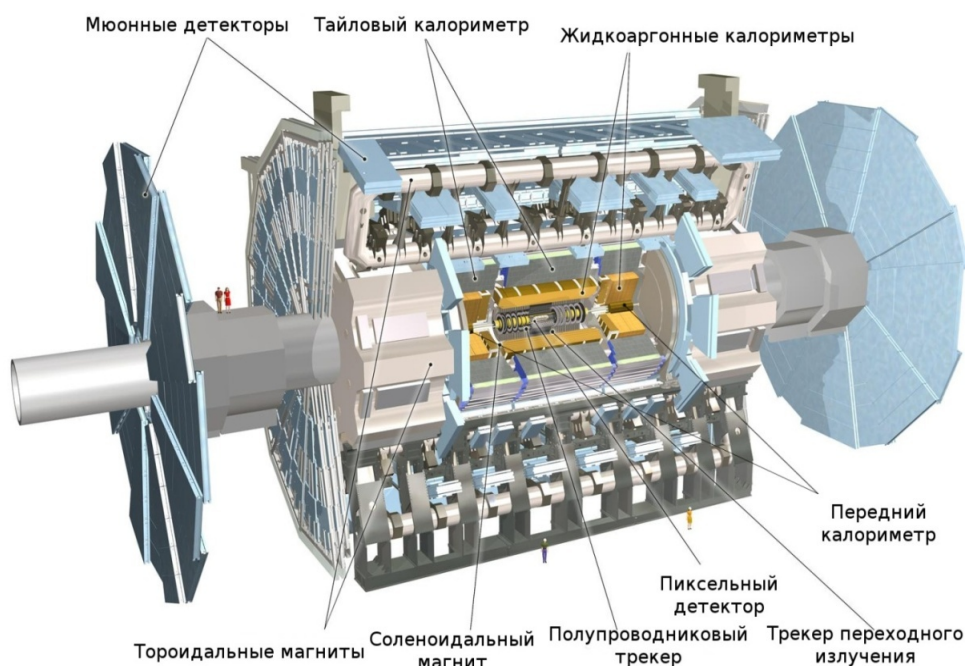
⁴ CMS Collaboration / The CMS experiment at the CERN LHC // Journal of Instrumentation 3 no. 08, (2008) S08004. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004>

⁵ ALICE Collaboration / The ALICE experiment at the CERN LHC // Journal of Instrumentation 3 no. 08, (2008) S08002. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>

тяжелых ионов, а LHCb (LHC-beauty)¹ выполняет прецизионное исследование распадов *B*-адронов.

2.2 Детектор ATLAS

Детектор ATLAS (рис. 5) имеет длину 45 м, диаметр 25 м и массу порядка 7000 тонн. Магнитная система детектора ATLAS является его основным элементом и определяет размеры установки. Состоит она из четырех сверхпроводящих магнитов: соленоида во внутренней области и трех тороидов во внешней. Данная система создает магнитное поле, необходимое для измерения импульсов частиц по кривизне их траекторий. Детектирующие подсистемы ATLAS включают в себя трековый внутренний детектор (Inner Detector, ID), расположенный ближе всего к точке соударения пучков, систему калориметров, окружающих внутренний детектор, и мюонный спектрометр (Muon Spectrometer, MS), находящийся во внешней части детектора ATLAS.



¹ LHCb Collaboration / The LHCb Detector at the LHC // Journal of Instrumentation 3 no. 08, (2008) S08005. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08005>

Рисунок 5. Схема детектора ATLAS¹.

Детектор ATLAS и частицы, образующиеся в столкновениях, описываются правой прямоугольной координатной системой с началом координат в номинальной точке взаимодействия. Ось x направлена от точки взаимодействия в центр кольца БАКа, ось y – вверх. Ось z направлена по направлению пучка. Поперечные импульс и энергия частицы измеряются в плоскости $x - y$. Кроме того, используется и цилиндрическая система координат. Азимутальный угол φ отсчитывается вокруг оси пучка относительно положительного направления оси x . Полярный угол θ отсчитывается от положительного направления оси z и обычно выражается через псевдобыстроту, определяемую как:

$$\eta = - \ln \operatorname{tg}(\theta/2).$$

Угловые расстояния между частицами и треками обычно выражаются псевдобыстротно-азимутальным углом:

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}.$$

Внутренний детектор, находящийся ближе всего к точке столкновения пучков, предназначен для реконструкции треков заряженных частиц, измерения их импульсов и восстановления вершин. Он расположен внутри сверхпроводящего соленоида, создающего магнитное поле величиной 2 Т. Он состоит из трёх подсистем: кремниевых пиксельного детектора (Pixel Detector) и полупроводникового микрострипового детектора (Semiconductor Tracker, SCT), газонаполненного трекового детектора переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT).

¹ Элементы большой науки. Большой адронный коллайдер (электронный ресурс) <https://elementy.ru/LHC>

Важной частью пиксельного детектора является IBL-детектор – дополнительный внутренний слой пикселей, который помогает восстанавливать вершины и играют заметную роль в методе b -tagging.

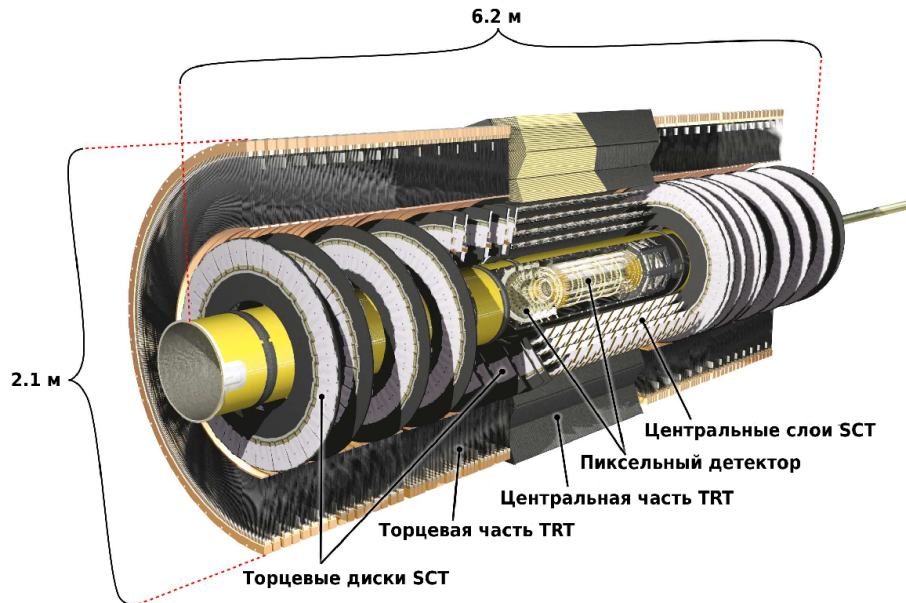


Рисунок 6. Общая схема внутреннего детектора ATLAS¹.

Реконструкция треков заряженных частиц во внутреннем детекторе осуществляется в области псевдобыстрот $|\eta| < 2,5$. Отметим, что эффективный порог реконструкции треков находится на уровне $p_T > 400$ МэВ.

Система калориметров включает в себя жидкоаргоновый электромагнитный калориметр, адронный тайл-калориметр, торцевой адронный калориметр и передний калориметр.

Мюонный спектрометр находится на периферии детектора и предназначен для идентификации мюонов, реконструкции их треков и прецизионного измерения импульсов. Мюоны имеют высокую проникающую способность, теряя относительно небольшое количество энергии в

¹ Элементы большой науки. Большой адронный коллайдер (электронный ресурс) <https://elementy.ru/LHC>

калориметрах за счет ионизационных потерь, тогда как остальные заряженные частицы в основном в них поглощаются. Присутствие мюонов с определёнными характеристиками часто свидетельствует о наличии интересного с физической точки зрения процесса, поэтому информация из мюонных камер используется триггерами детектора ATLAS.

Магнитная система ATLAS является уникальной гибридной системой четырех сверхпроводящих магнитов: соленоида и трёх тороидов, одного центрального и двух торцевых. Магнитная система установки разделяется на две компоненты: внешнюю, состоящую из тороидальных магнитов, и внутреннюю, в виде соленоида. Общая схема магнитной системы показана на рис. 7. Внешние «крылья» составляют восемь секций центрального тороида, по краям между этими секциями размещены секции торцевого тороида, а в центре расположен соленоид.

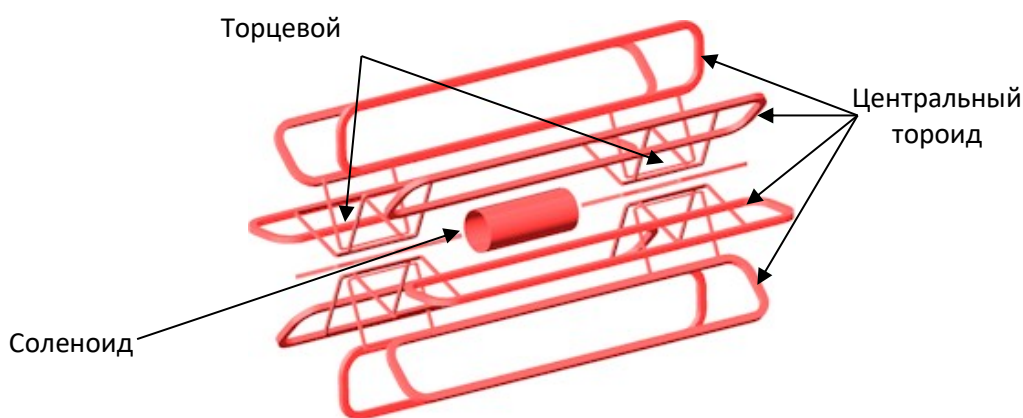


Рисунок 7. Схема элементов магнитной системы детектора ATLAS¹.

Прохождение частицы через установку ATLAS сопровождается срабатыванием элементов трековых детекторов (если частица заряжена) и энерговыделением в калориметрах, а также реакцией мюонной системы (если это мюон или другая частица, долетевшая до мюонной системы). На рис. 8

¹ Элементы большой науки. Большой адронный коллайдер (электронный ресурс) <https://elementy.ru/LHC>

изображены примеры разных типов частиц, проходящих последовательно через все слои детектора ATLAS и то, в каких детекторах они оставляют отклики.

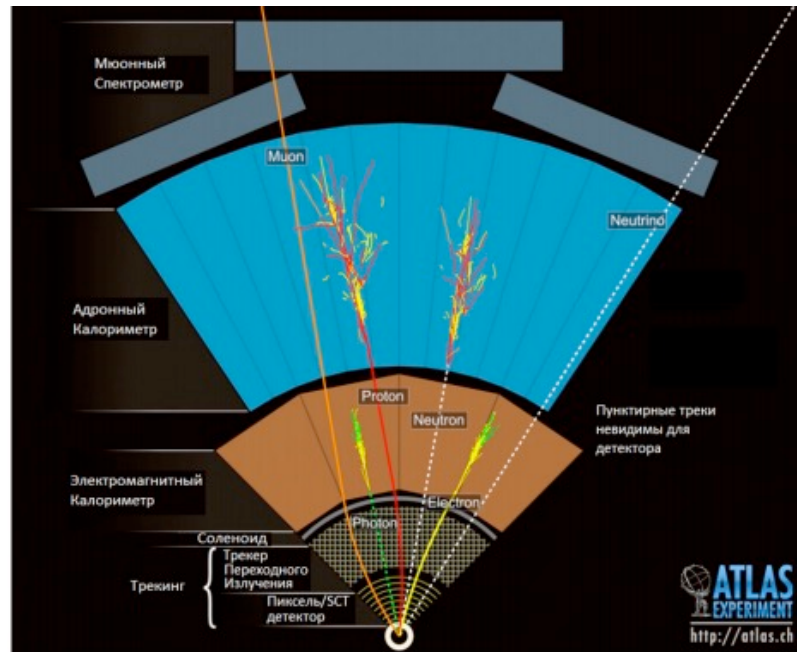


Рисунок 8. Схематическое изображение сектора детектора ATLAS от точки столкновения до мюонной системы. На рисунке изображены различные типы частиц и их взаимодействия с различными частями детектора¹.

Поскольку детектор ATLAS не предназначен для явной регистрации нейтрино (и других гипотетических частиц, имеющих такое же малое сечение взаимодействия), узнать об их наличии можно лишь косвенным образом, измеряя вектор недостающего поперечного импульса E_T^{miss} . E_T^{miss} представляет собой векторную сумму поперечных импульсов p_T всех зарегистрированных частиц, взятую с обратным знаком.

В эксперименте ATLAS для каждой физической задачи проводится ее детальное моделирование методами МС, которое включает в себя генерацию физических событий искомого сигнала и фонов, моделирование прохождения частиц через установку, реконструкцию событий (как для реальных данных) и

¹ Элементы большой науки. Большой адронный коллайдер (электронный ресурс) <https://elementy.ru/LHC>

их анализ. Отметим, что лишь малая доля событий проходит триггерные отборы. В задаче изучения свойств бозона Хиггса в канале распада $h \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e \nu \mu \nu$ необходимо надежно реконструировать электроны, мюоны, адронные струи и E_T^{miss} , а для подавления фонов – также b -струи и тау-лептоны.

ГЛАВА 3. АНАЛИЗ E_T^{miss} ПО ДАННЫМ СЕАНСА RUN 2

Напомним, что из-за наличия двух нейтрино восстановить массу стандартного бозона Хиггса в канале распада $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ не представляется возможным. Но можно измерить так называемую «поперечную массу», которая определяется следующим образом:

$$m_T = \sqrt{(E_T^{ll} + E_T^{miss})^2 - |\mathbf{p}_T^{ll} + \mathbf{E}_T^{miss}|^2}, \text{ где } E_T^{ll} = \sqrt{|\mathbf{p}_T^{ll}|^2 + m_{ll}^2}. \quad (1)$$

Поперечный импульс пары лептонов, который входит в указанную формулу, восстанавливается с довольно хорошей точностью. Критическим моментом является измерение вектора \mathbf{E}_T^{miss} .

В идеальном герметичном детекторе величина модуля E_T^{miss} равна нулю (согласно закону сохранения импульса), если в событиях нет частиц, слабо взаимодействующих с веществом установки (нейтрино или экзотические частицы). В реальном детекторе ATLAS ненулевой вклад в E_T^{miss} может быть связан как с адронными струями, летящими вне области перекрытия калориметров ($|\eta| > 4.9$), так и с ненулевым энергетическим или импульсным разрешением установки при восстановлении электронов, мюонов, фотонов, адронных струй и т.п., или с неточностью калибровки соответствующих шкал энергий-импульсов. Неверная идентификация частиц тоже может привести к ложному E_T^{miss} . Ситуация сильно усложняется из-за наложения нескольких, преимущественно мягких, протон-протонных взаимодействий в одном пересечении пучков, на искомое жесткое взаимодействие (так называемый pile-up). Для уменьшения его влияния разработаны специальные алгоритмы.

3.1 Виды и особенности измерений E_T^{miss}

Как уже упоминалось выше, E_T^{miss} представляет собой векторную сумму поперечных импульсов \mathbf{p}_T всех зарегистрированных частиц, взятую с обратным

знаком. Вклад в E_T^{miss} дают электроны, мюоны, фотоны, тау-лептоны и адронные струи. Кроме того, есть т.н. мягкая составляющая (soft term), которая не ассоциируется ни с одним из перечисленных «объектов» и требующая специальных алгоритмов для вычисления. Например, этой мягкой составляющей может быть группа кластеров в калориметре, суммарный поперечный импульс которой оказался ниже порога для восстановления адронной струи в 10 ГэВ.

Существуют различные способы вычисления E_T^{miss} . Они отличаются по методике вычисления мягкой компоненты (soft term) и по используемому инструментарию¹.

CST E_T^{miss} . Soft term рассчитывается по энерговыделениям в калориметрах, которые не ассоциируются с жесткими объектами. Используется стандартная методика подавления pile-up (для учета этого эффекта величину E_T^{miss} необходимо домножить на специальный коэффициент).

TST E_T^{miss} . Вместо калориметров (как в CST) для подсчета soft term используется информация с трекера. Данный алгоритм работает только в области перекрытия трекера $|\eta| < 2.5$, однако гораздо лучше справляется с подавлением pile-up, чем алгоритм CST. По умолчанию под величиной E_T^{miss} подразумевают именно **TST E_T^{miss}** .

Rel E_T^{miss} . Вычисляется по формуле $\text{Rel } E_T^{miss} = E_T^{miss} \times \sin \Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ это угол между вектором E_T^{miss} и ближайшим анализируемым объектом (при $\Delta\varphi > 90^\circ$ \sin считают равным 1).

Track E_T^{miss} . При восстановлении вектора недостающего поперечного импульса в этом варианте используется только информация с трекера.

¹ ATLAS Collaboration, Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at 13 TeV, //European Physical Journal. – 2018. – C78, 903; ATLAS Collaboration, Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in 8 TeV proton–proton collisions in the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C77 (2017) 241

Sig E_T^{miss} . Показывает значимость отличия E_T^{miss} от нуля, с учётом величины реконструированного E_T^{miss} и разрешения импульсов объектов, вошедших в определение E_T^{miss} в данном событии¹.

3.2 Сравнение E_T^{miss} в данных 2017-2018 гг. с результатами МС-моделирования.

Напомним, что основными механизмами рождения бозона Хиггса являются слияние глюонов (ggF) и слияние векторных бозонов (VBF). Для искомого канала распада бозона Хиггса с двухлептонным конечным состоянием основными фоновыми процессами являются:

$$pp \rightarrow WW+X \rightarrow l\nu l\nu + X,$$

$$pp \rightarrow tt+X \rightarrow WWbb+X \rightarrow l\nu l\nu bb+X$$

$$pp \rightarrow Wt+X \rightarrow l\nu l\nu b+X$$

$$pp \rightarrow (Z \rightarrow \tau\tau)+X \rightarrow ll+X+Y.$$

Из-за сложности подавления фона от пар электронов и мюонов мы сосредоточимся только на конечном состоянии с одним электроном и одним мюоном. Состав событий сигнала и фона сильно зависит от категорий событий в соответствии с числом адронных струй, N_{jet} , на которые подразделяют образец событий с мюоном и электроном в конечном состоянии при анализе². Для категории $N_{jet} = 0$ и для категории $N_{jet} = 1$ в сигнал дают вклад как процессы VBF , так и ggF , а в случае $N_{jet} > 1$, который подробнее рассматривается в дипломной работе, события сигнала в основном связаны с механизмом VBF .

¹https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic//WorkBookMetAnalysis/tai_20150119_met_significance.pdf

² ATLAS Collaboration, Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector, Phys. Rev. D91 (2015) 012006; ATLAS Collaboration, Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector // Physics Letters. – 2019. – В 789, 508

Большая часть фона происходит от событий с рождением top -кварков и пар W -бозонов.

В канале $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ можно восстановить лишь поперечную массу бозона Хиггса, поэтому важным моментом для выделения этого канала распада является точное определение фонов, которые измерялись в контрольных кинематических областях, лежащих рядом с областью сигнала, но ортогональных (т.е. наборы событий не пересекаются) ей, а затем пересчитывались на сигнальную область с помощью МС-моделирования.

На рис.9 представлена упрощенная схема анализа событий.

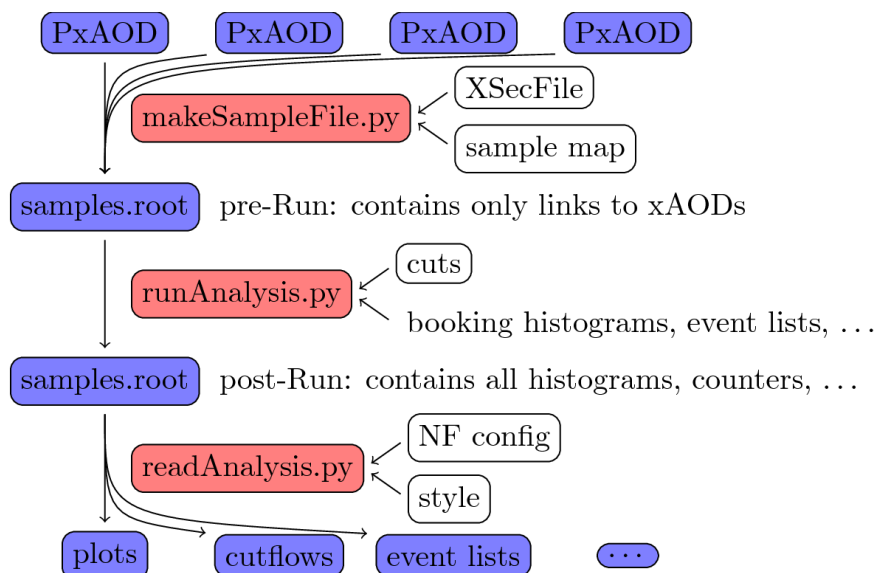


Рисунок 9. Схема анализа событий в пакете Common Analysis Framework¹.

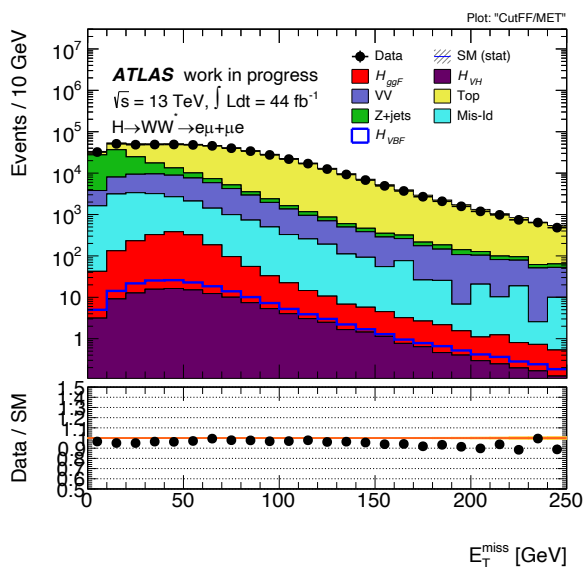
Данные поступают в виде специальным образом сжатых файлов формата PxAOD, которые распаковываются на этапе преданализа. Далее происходит анализ данных с подключением необходимых критериев отбора событий и затем построение гистограмм и таблиц.

Анализ данных проводился с помощью программного обеспечения (ПО), разработанного группой HWW ATLAS. Использовалась версия v20 начальных

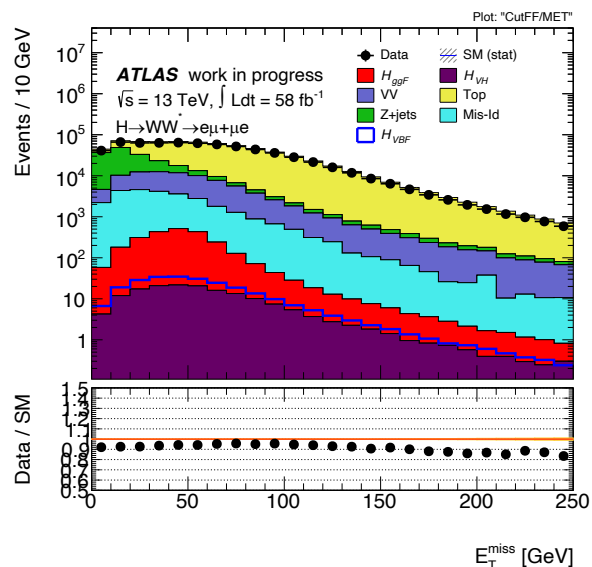
¹ <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/HWWAnalysisCode>

данных, реконструированных версией 21 ПО ATLAS. Распределения по модулю вектора E_T^{miss} сравниваются отдельно для реальных данных 2017 г. с результатами МС-моделирования в версии mc16d и для данных 2018 г. с версией mc16e. Систематические погрешности не учтены. Критерии отбора в области сигнала были близки к тем, которые применялись ранее в анализе данных при 8 ТэВ в эксперименте ATLAS. На предварительном этапе отбирались события с жесткими изолированными мюоном и электроном разного знака заряда с поперечными импульсами $p_T > 22$ ГэВ (15 ГэВ) для первого (второго) лептона и инвариантной массой двух лептонов $m_{ll} > 10$ ГэВ (под первым подразумевается лидирующий лептон, под вторым – сублидирующий).

На рис.10 показаны распределения по модулю вектора E_T^{miss} на предварительной стадии отборов. Видно, что большая часть событий связана с фоном от *top*-кварков. Однако при малых величинах $|E_T^{miss}|$ преобладает вклад от процессов Дрелла-Яна (процессы, в которых происходит аннигиляция пары кварк-антикварк с образованием лептонной пары через виртуальный *Z*-бозон в данном случае) с лептонными распадами обоих тау-лептонов. Немалый вклад так же вносят «фейковые» события (Mis ID) в виде вторичных лептонов от процессов с *W*-бозоном и струями, которые по ошибке воспринимаются как первичные. Отношение data/SM на нижних рисунках - лишь немного меньше единицы, в области до 100-150 ГэВ наблюдается хорошее согласие формы распределения для данных и МС; при больших величинах $|E_T^{miss}|$ отношение data/SM уменьшается до 0,9.



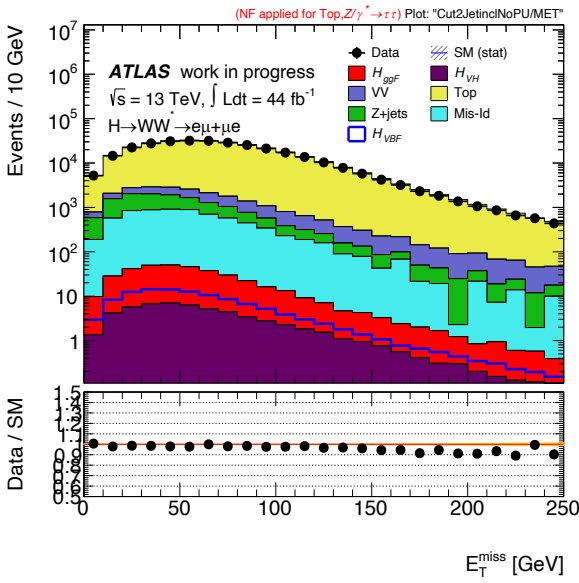
а)



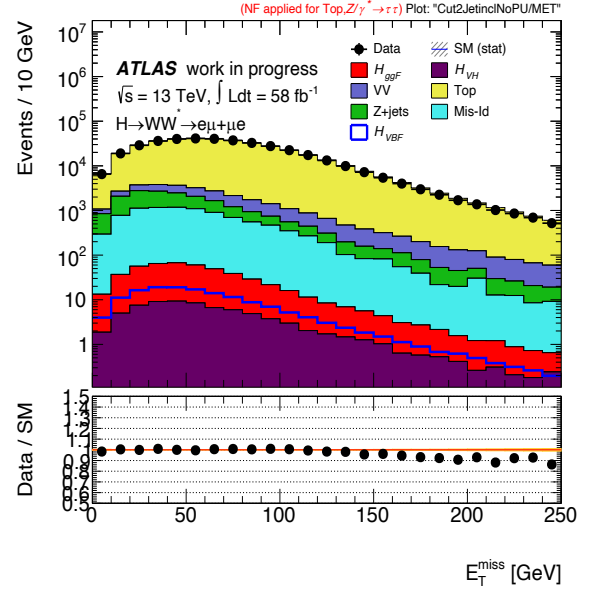
б)

Рисунок 10. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с электроном и мюоном на начальном этапе отборов. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

Затем вводилось требование иметь, как минимум, две качественно восстановленные струи с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| < 4,5$ для отбора событий сигнала в механизме VBF. На рис. 11 представлены спектры по модулю вектора E_T^{miss} для $e\mu$ -событий с $N_{jet} > 1$. Видно, что большая часть событий связана с фоном от top -кварков. В области до 100-150 ГэВ наблюдается хорошее согласие данных и МС; при больших величинах $|E_T^{miss}|$ отношение data/SM уменьшается до 0,9 - 0,95.



a)

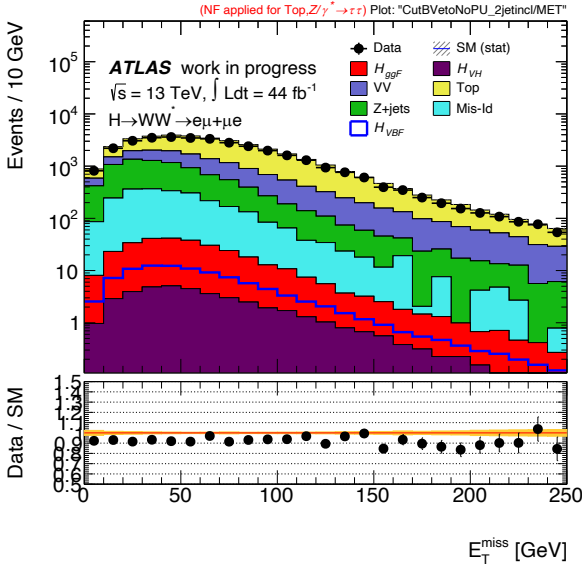


б)

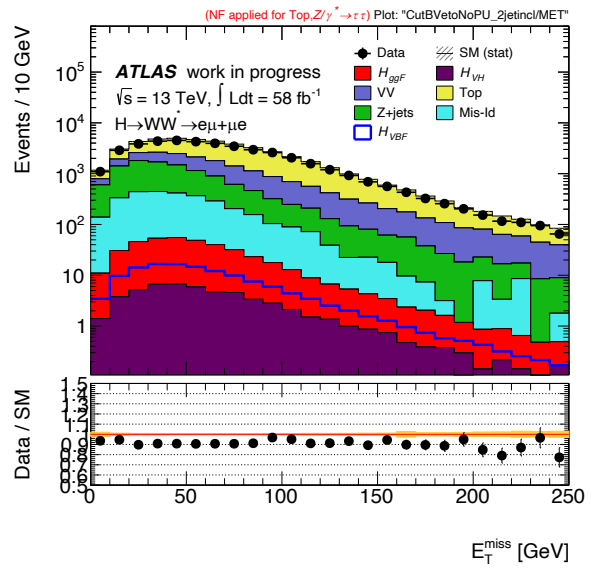
Рисунок 11. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с двумя и более струями. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

На рис. 12 показаны распределения по модулю вектора E_T^{miss} на предварительной стадии отборов для $e\mu$ -событий с $N_{jet} > 1$ после подавления фона от top -кварков с помощью запрета на струи от b -кварков. Видно, что вклад этого фона сильно уменьшился. Однако среднее отношение data/SM уменьшилось до 0,92, что связано с неточностью моделирования распределения по множественности b -кварков в событиях. В области около 200 ГэВ дефицит событий в данных еще больше, однако это не представляет опасности, поскольку доля событий сигнала с таким большим $|E_T^{miss}|$ невелика.

Таким образом, в области сигнала от бозона Хиггса в механизме слияния векторных бозонов на начальных стадиях отбора формы распределений по недостающей поперечной энергии в данных и MC отличаются мало и можно говорить об удовлетворительном их согласии в целом.



а)



б)

Рисунок 12. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с 2 и более струями после подавления фона от top -кварков. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

Для анализа в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$ необходимо уменьшить фон от top -кварков путем введения запрета на струи от b -кварков, после чего выбрать область с повышенным содержанием процесса $Z \rightarrow \tau\tau$. Это можно сделать, взяв пик распределения по массе тау-лептонов в диапазоне не более 25 ГэВ от массы Z -бозона. Одновременно с этим ввести ограничение на массу лептонов не более 80 ГэВ, что позволит исключить фоновые процессы от top -кварков и W -бозонов. Поскольку нашей задачей является приблизить данную контрольную область к сигнальной, необходимо применить запрет на струи в центральной области ($|\eta| < 2,4$) и не рассматривать лептоны, которые лежат вне области, ограниченной струями.

Аналогичным образом поступают для анализа контрольной области top -кварка. Тем же способом приближают контрольную область к сигнальной, но в отличие от предыдущего случая рассматривают область, где мало событий $Z \rightarrow \tau\tau$ и много top -кварков. Так же необходимо ввести ограничение на

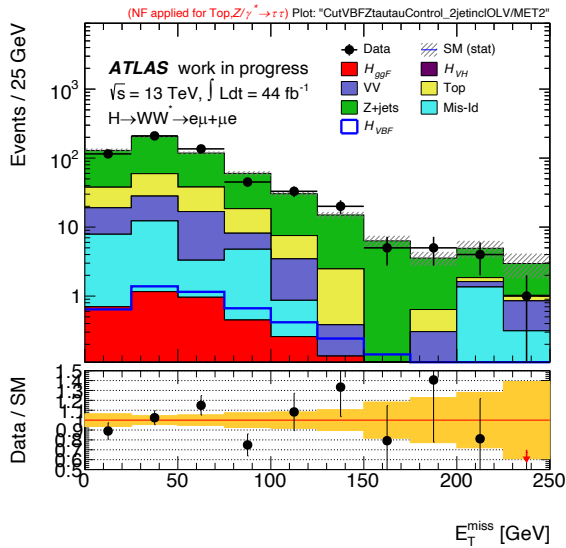
количество струй от b -кварков: рассматривают процессы только с 1 струей (для максимальной схожести сигнальной и контрольной областей).

Критически важным является точное измерение фонов в контрольных кинематических областях, лежащих рядом с областью сигнала, и дальнейший их пересчет на область сигнала. Указанная процедура происходит следующим образом: данные, полученные МС-моделированием в контрольной области, сопоставляются с реальными данными и корректируются. Затем уже скорректированные МС-данные переносят на область сигнала с учетом поменявшегося фазового пространства.

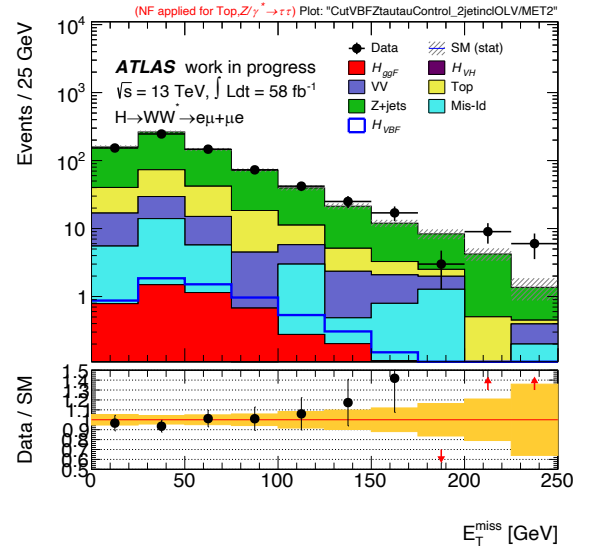
При таком подходе необходимо помнить, что МС-генераторы могут давать разные ошибки в контрольной и в сигнальной областях, однако данные расхождения учитываются в дальнейшем в виде систематических ошибок.

На рис. 13 показаны распределения по модулю вектора E_T^{miss} в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Видно, что вклад этого процесса основной, как и ожидалось. Согласие данных и МС удовлетворительное. Аналогичные спектры в контрольной области фона от top -кварков представлены на рис. 14. Видно, что вклад этого фона на 2 порядка превышает вклад от других процессов, что говорит о правильности ее выбора. Наблюдается хорошее согласие данных и МС-моделирования.

Таким образом, в двух основных контрольных областях распределения по недостающей поперечной энергии неплохо описываются МС.

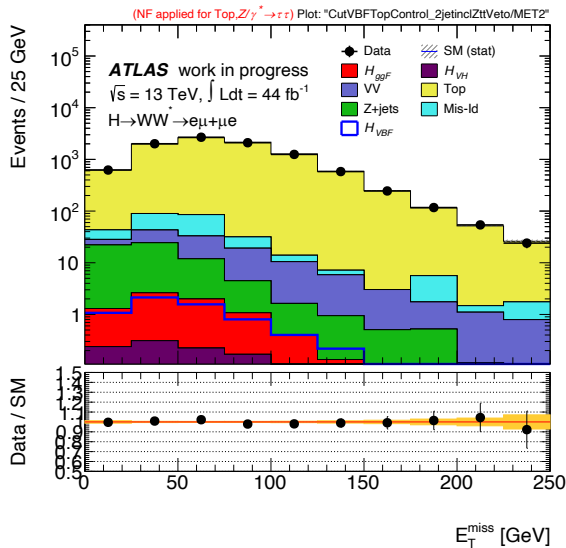


а)

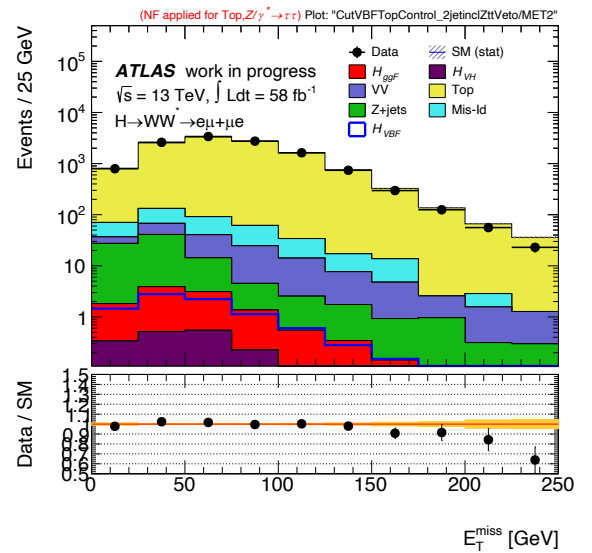


б)

Рисунок 13. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.



а)



б)

Рисунок 14. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с 2 и более струями в контрольной области top -кварка. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

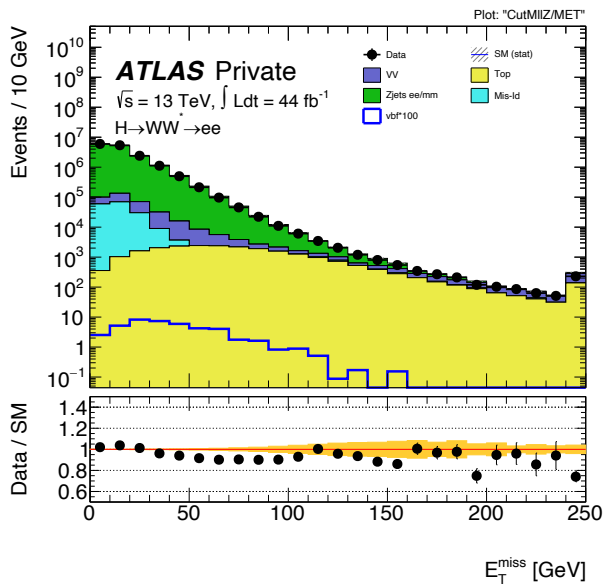
Таким образом, в большинстве случаев MC неплохо воспроизводит спектры по $|E_T^{miss}|$, наблюдаемые на эксперименте, для событий с электроном и мюоном в конечном состоянии, набранных в 2017 и 2018 гг.

Отметим, что изучение контрольных областей существенно также для детального исследования различных инструментальных эффектов. Одна из таких дополнительных областей – это контрольная область Z -бозона (Z CR). Известно, что в ней очень мала примесь событий, отличных от $Z \rightarrow ll$ (напомним, что в данной работе в качестве лептонов l рассматривались электроны и мюоны), а накопленная статистика событий при 13 ТэВ превышает 100 миллионов событий. Поэтому естественно использовать Z CR для изучения эффектов, связанных с наложением событий в одном пересечении пучков (pile-up) для адронных струй. Из-за этого может меняться восстановленная энергия адронной струи, идущей из жесткого взаимодействия и появляться дополнительные струи, не связанные с этим взаимодействием, и, соответственно, меняться модуль и направление вектора E_T^{miss} .

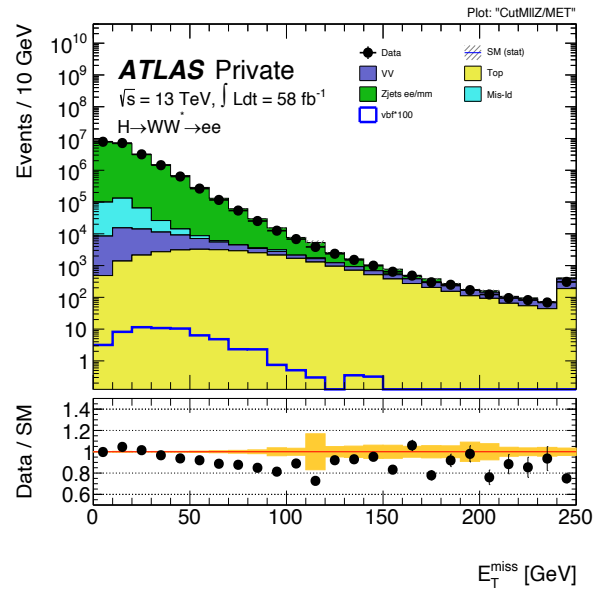
Для анализа в Z CR на этапе предварительного отбора рассматривались события с двумя электронами (двумя мюонами) в конечном состоянии. Кроме того, накладывались жесткие ограничения на поперечный импульс первого и второго лептонов: $p_T(l_1) > 22$ ГэВ, $p_T(l_2) > 15$ ГэВ. В качестве адронной струи рассматривались объекты с поперечным импульсом не менее 30 ГэВ. Указанные кинематические обрезания необходимы для подавления фонов типа $W \rightarrow lv + \text{jets}$ (со вторым лептоном от распадов c - и b -кварков, а также от струй, неверно идентифицированных как лептоны (англ. “fake leptons”). События с инвариантной массой пары лептонов менее 12 ГэВ не рассматривались, поскольку в этой области может быть значителен фон от распадов различных уровней боттомония в пару лептонов.

На рис. 15 и 16 показаны распределения по модулю вектора E_T^{miss} на начальной стадии отбора событий с двумя мюонами (двумя электронами), соответственно. Для того, чтобы не терять события за пределами области

графика, они были помещены в последний бин. Около 99% событий связаны с процессами Дрелла-Яна. Лишь при очень больших $|E_T^{miss}|$ вклад других процессов существенен. Согласие данных с результатами моделирования при $|E_T^{miss}| < 50$ ГэВ и выше 100 ГэВ удовлетворительное. Однако в области 50-100 ГэВ для ee -событий наблюдается 10-15% дефицит событий в данных, требующий дальнейшего исследования. В случае двух мюонов ситуация лучше.

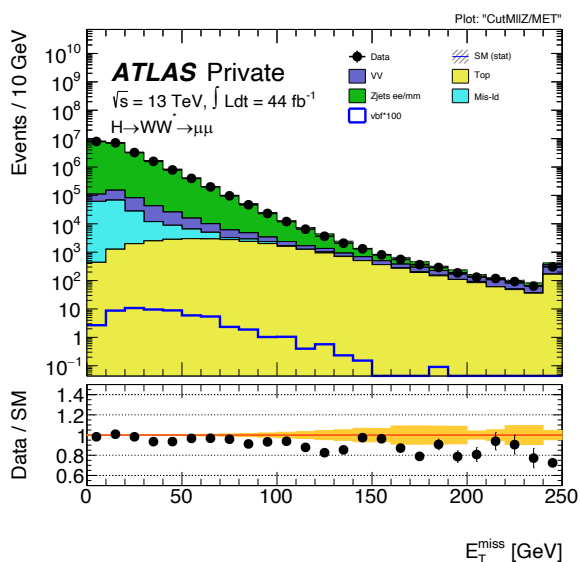


a)

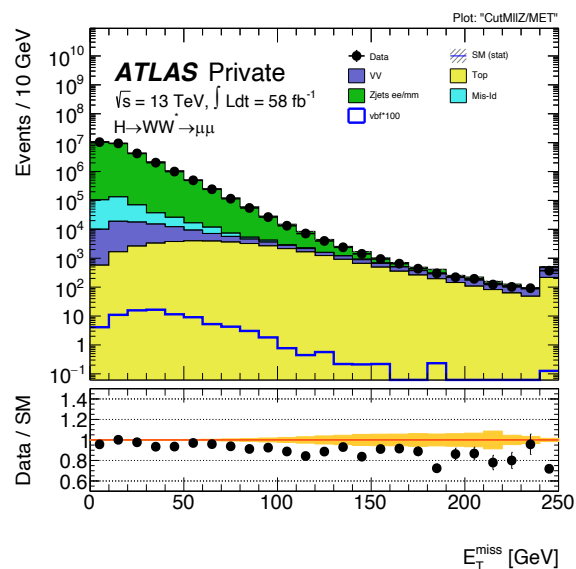


б)

Рисунок 15. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с двумя электронами в конечном состоянии в контрольной области Z -бозона. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.



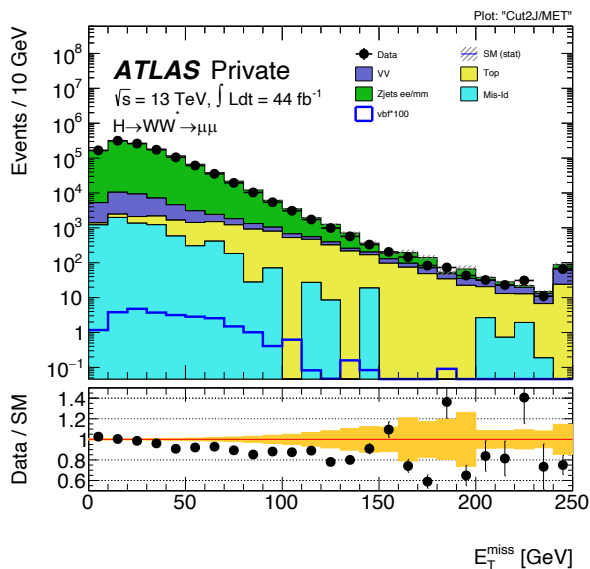
а)



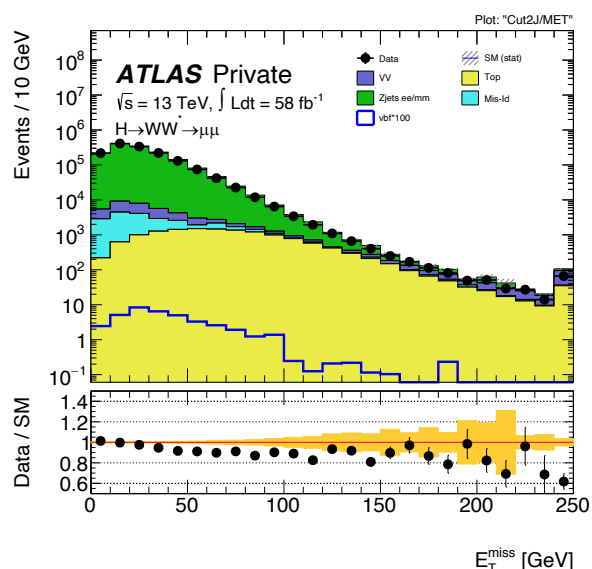
б)

Рисунок 16. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с двумя мюонами в конечном состоянии в контрольной области Z -бозона. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

На рис. 17 показаны распределения по модулю вектора E_T^{miss} на стадии отбора событий с двумя мюонами и двумя и более струями. Более 95% событий связаны с процессами Дрелла-Яна, лишь при $|E_T^{miss}| > 100$ ГэВ вклад от top -кварков и W -бозонов заметен. Удовлетворительное согласие данных с результатами моделирования имеет место только при $|E_T^{miss}| < 50$ ГэВ, что следует учесть при изучении бозона Хиггса в канале с одинаковыми ароматами лептонов (SF). При больших величинах недостающего поперечного импульса отношение data/SM уменьшается до 0,8, и причина его отличия от единицы требует дальнейшего изучения.



а)



б)

Рисунок 17. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с двумя мюонами в Z CR в конечном состоянии с 2 струями. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

3.3 Зависимость E_T^{miss} от величины pile-up

Характерной особенностью событий, набранных в 2017 и 2018 гг., является большая величина числа мягких взаимодействий в одном пересечении пучков – μ (pile-up), сопровождающих искомое жесткое, что связано с высокой светимостью LHC (рис. 18).

В сеансе Run 1 существовала проблема с моделированием подобных событий. Поэтому необходимо оценить, насколько хорошо MC в целом описывает эффекты, связанные с pile-up, в частности, рост средней величины недостающего поперечного импульса с числом взаимодействий в одном пересечении пучков μ , который наиболее заметен в Z CR.

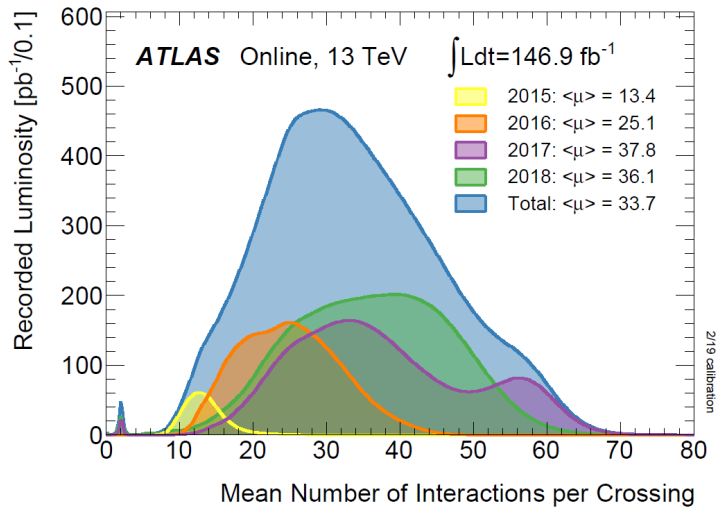


Рисунок 18. Среднее количество взаимодействий в одном пересечении пучков по годам набора статистики¹.

Для изучения воздействия эффектов pile-up (PU) на адронные струи мы специально поделили весь образец событий с электроном и мюоном и не менее, чем двумя струями на три подобразца: с низким PU ($\mu < 22$), средним ($22 < \mu < 36$) и высоким ($\mu > 36$).

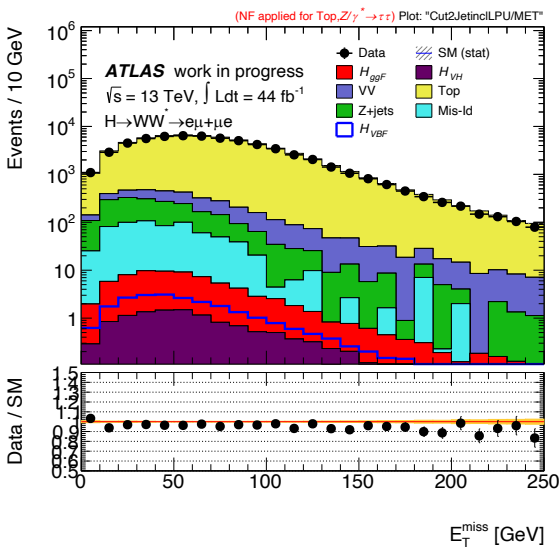
На рис. 19 и 20 показаны распределения по модулю вектора E_T^{miss} с $\mu < 22$ ($\mu > 36$), соответственно. Видно, что при высоких значениях pile-up MC-моделирование даже лучше описывает полученные данные, чем при невысоких.

На рис. 21 представлены зависимости среднего значения модуля E_T^{miss} от числа взаимодействий в сигнальной области. MC-моделирование (отмечено крестиками) неплохо описывает реальные данные. Видно, что $\langle |E_T^{miss}| \rangle$ растет с 60 ГэВ до 65 ГэВ при увеличении μ от 10 до 60. Аналогичная зависимость построена для Z CR, рис. 22. Здесь относительный рост $\langle |E_T^{miss}| \rangle$ больше, чем для SR, где преобладает фон от top-кварков. Она растет с 15 до 25 ГэВ.

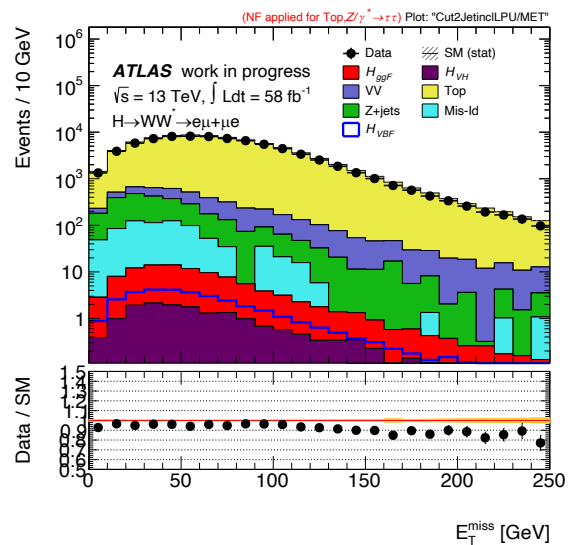
¹ <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>

МС удовлетворительно описывает реальные данные. Было замечено, что при $\mu \approx 50$ для данных 2017 г. есть точка перегиба. Это связано с выравниванием светимости на ЛHC в 2017 г.

Таким образом, МС в целом удовлетворительно описывает эффекты, связанные с pile-up, в частности, рост средней величины недостающего поперечного импульса с μ , который наиболее заметен в Z CR.

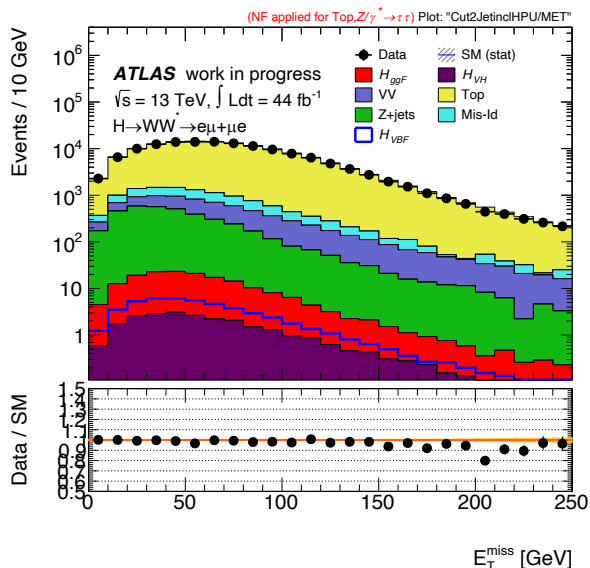


а)

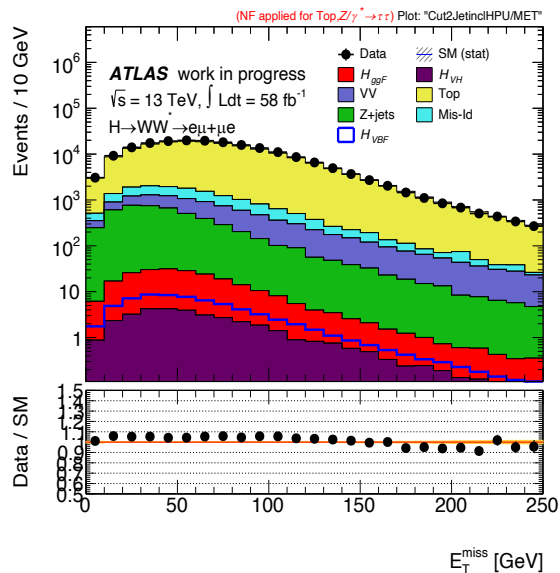


б)

Рисунок 19. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с электроном и мюоном и двумя струями со значением $\mu < 26$. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

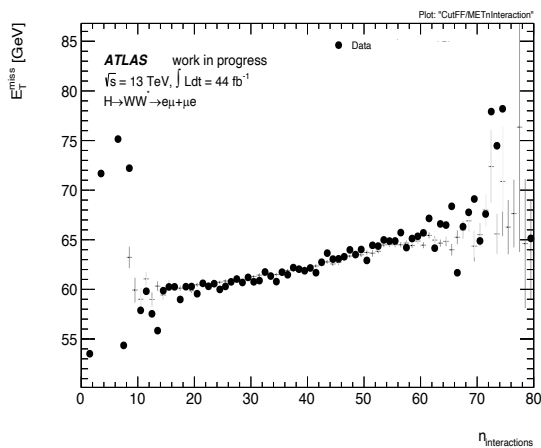


а)

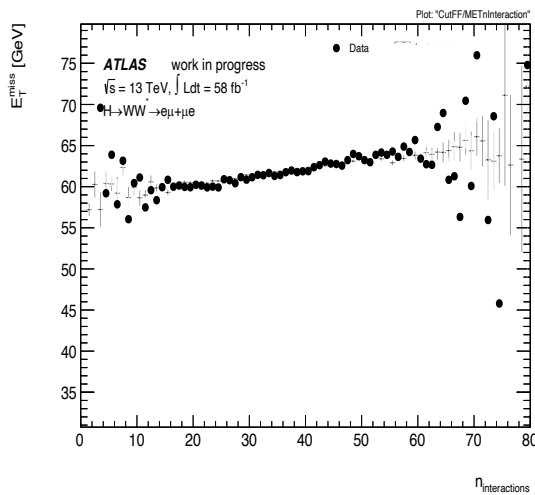


б)

Рисунок 20. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса в событиях с электроном и мюоном и двумя струями с значением $\mu > 36$. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

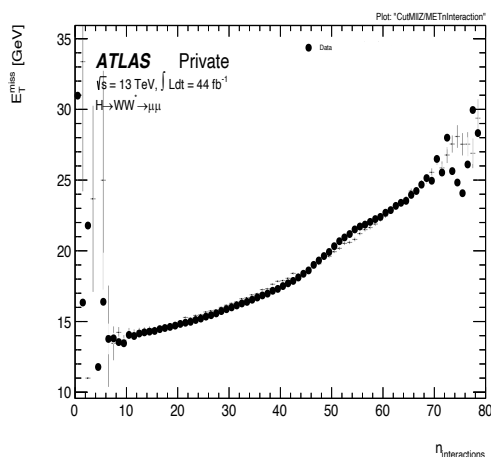


а)

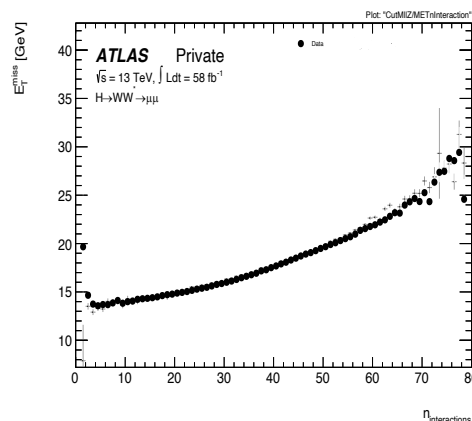


б)

Рисунок 21. Зависимость среднего значения модуля вектора недостающего поперечного импульса от числа взаимодействий μ в Z CR. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.



а)

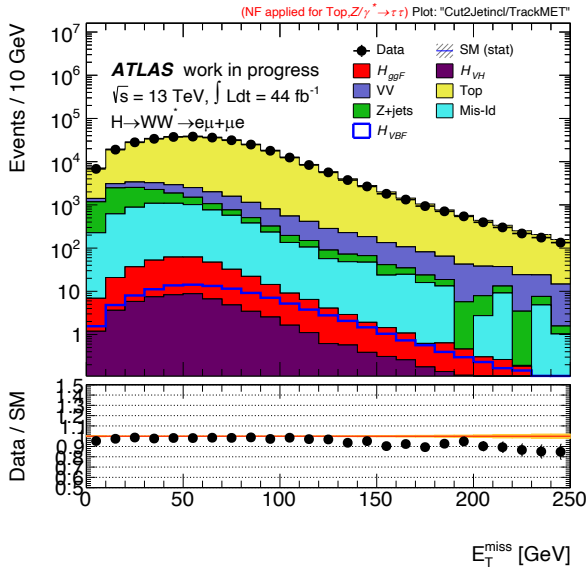


б)

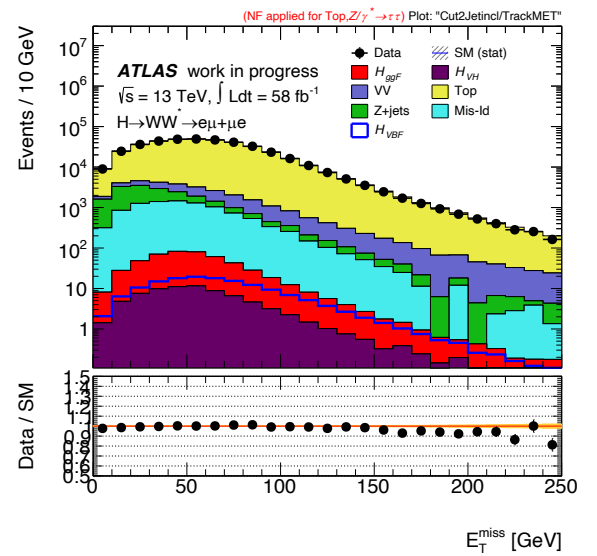
Рисунок 22. Зависимость среднего значения модуля вектора недостающего поперечного импульса от числа взаимодействий μ в Z CR с мюонами в конечном состоянии. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

3.4 Сравнение реальных данных с MC для различных типов E_T^{miss}

На рис. 23 показаны распределения по модулю вектора Track- E_T^{miss} в событиях с электроном и мюоном в конечном состоянии и, по крайней мере, двумя струями в области сигнала. Наблюдается хорошее согласие данных и MC-моделирования в диапазоне от 0 до 120-150 ГэВ. Аналогичные распределения показаны для Rel Track- E_T^{miss} на рис. 24. И здесь наблюдается согласие с MC. Спектры по значимости E_T^{miss} показаны на рис. 25. Они неплохо воспроизводятся MC. Поэтому указанные переменные целесообразно использовать вместо обычного E_T^{miss} для анализа событий с двумя электронами и двумя мюонами, где нижнее ограничение на недостающую поперечную энергию или ее производные величины необходимо для подавления фона от процессов Дрелла-Яна.

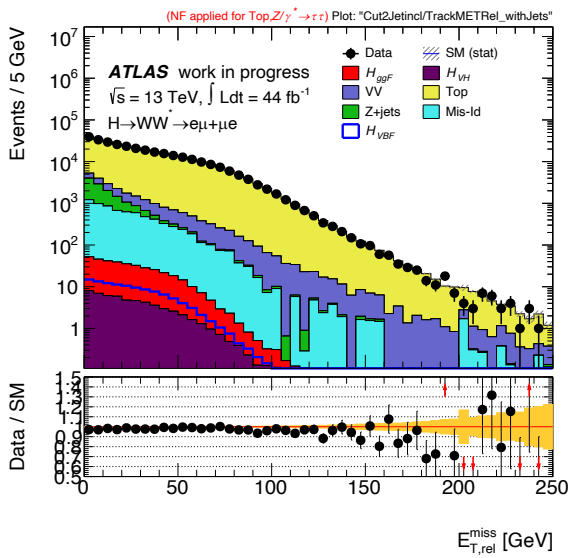


a)

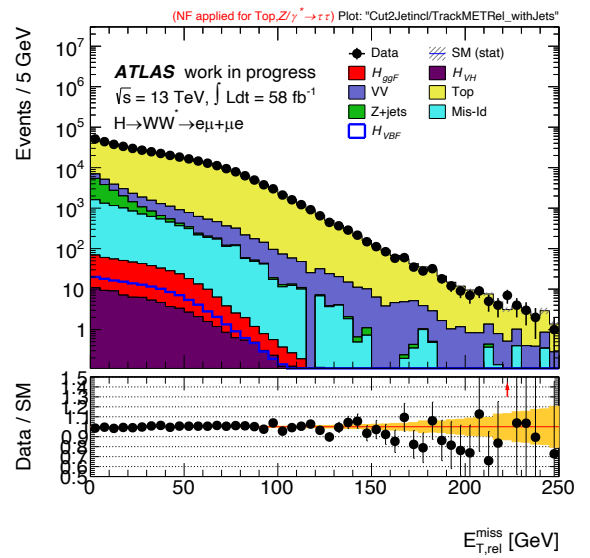


б)

Рисунок 23. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса Track E_T^{miss} в событиях с электроном и мюоном в конечном состоянии и, по крайней мере, двумя струями. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (a) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

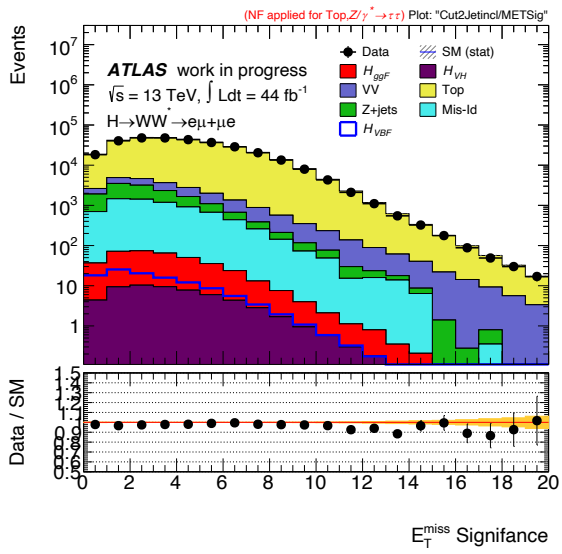


a)

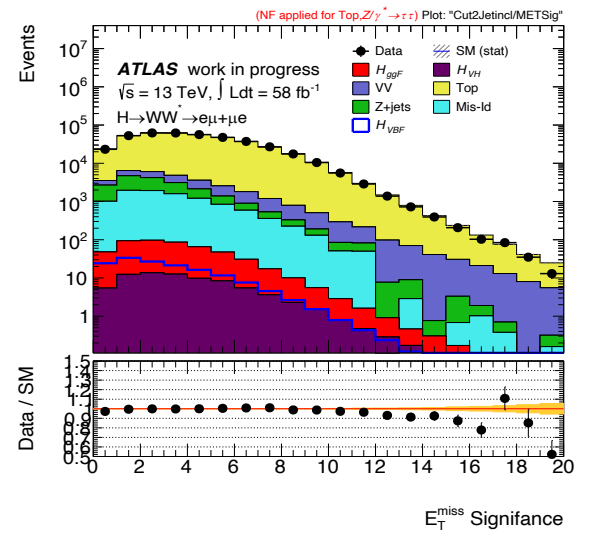


б)

Рисунок 24. Распределение по модулю вектора недостающего поперечного импульса Track Rel E_T^{miss} в событиях с электроном и мюоном в конечном состоянии и, по крайней мере, двумя струями. Сравнение набора данных 2017 (а), 2018 (б) гг. и MC- моделирования. Сравнение наборов данных и результатов MC-моделирования. (a) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.



a)



б)

Рисунок 25. Распределение значимости E_T^{miss} по сравнению с флуктуациями фона.

Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования. (а) 2017 vs mc16d, (б) 2018 vs mc16e.

ГЛАВА 4. Кинематические характеристики лептонов

Ниже представлено сильно упрощенное описание предварительного отбора событий с лептонами¹. Электроны отбирались из кластеров электромагнитного калориметра; если найденный во внутреннем детекторе трек «сшивался» с кластером, то он рассматривался как кандидат в электроны. Далее анализировались только «надежные» («tight») кандидаты – т. е. те, у которых хорошо восстановлен трек (достаточное число сработавших ячеек внутреннего детектора), и форма поперечного профиля ливня в первых двух секциях электромагнитного калориметра сходна с ожидаемой для электрона.

Частицы-кандидаты исключались, если имели псевдобыстры в диапазонах: $1.37 < |\eta| < 1.52$ (область «перекрытия» центральных и торцевых блоков калориметров) и $|\eta| > 2.47$ (граница по псевдобыстроте внутреннего детектора). Данные о псевдобыстроте η и азимутальном угле φ брались из трекера¹.

Электроны изолировались путём введения ограничения на скалярную сумму поперечных импульсов $\Sigma(p_T)$ треков частиц в конусе, построенном относительно частицы-кандидата. Аналогичное ограничение накладывалось на скалярную сумму поперечных импульсов частиц, энергия которых измерялась в калориметре.

При идентификации мюона сначала восстанавливались сегменты трека в мюонном спектрометре, потом весь трек целиком. Затем трек «продвигался» через калориметр и «сшивался» с треком во внутреннем детекторе. Мюон получал идентификатор «combined», если он был восстановлен и во внутреннем детекторе (ID), и, по меньшей мере, в двух станциях мюонного спектрометра (MS). Требовалось, чтобы для каждой частицы-кандидата сработало

¹ ATLAS Collaboration, Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at 13 TeV, //European Physical Journal. – 2018. – C78, 903; ATLAS Collaboration, Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in 8 TeV proton–proton collisions in the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C77 (2017) 241

определённое число плоскостей внутреннего детектора. Импульс частицы, измеренный во внутреннем детекторе, должен был не сильно отличаться от импульса, измеренного в мюонном спектрометре (с учётом поправок на потери мюоном энергии в веществе калориметра) с целью исключения событий с π/K распадами в мюоны.

Отобранные мюоны также имели ограничения по псевдобыстроте: $|\eta| < 2.4$ (область, в которой работает триггер мюонного спектрометра) и удовлетворяли тем же требованиям по изоляции и поперечному прицельному параметру, что и электроны (для отделения «сигнальных» лептонов от «фоновых»).

Кроме того, накладывались жесткие ограничения на поперечный импульс первого и второго лептонов: $p_T(l_1) > 22$ ГэВ, $p_T(l_2) > 10$ ГэВ. Указанные кинематические обрезания необходимы для подавления фонов (от распадов c - и b -кварков, а также струй, неверно идентифицированных как лептоны (англ. “fake leptons”). События с инвариантной массой пары электрон-мюон менее 10 ГэВ не рассматривались, поскольку в этой области может быть значителен фон от распадов различных уровней боттомония в пару тау-лептонов, которые, в свою очередь, могут дать двухлептонное конечное состояние. При анализе использовались данные, полученные на полной светимости сеанса Run 2.

4.1 Распределения лептонов после введения запрета на b -струи

Проанализируем распределения лептонов после применения запрета на b -струи. На рис. 26 показаны распределения по поперечному импульсу лидирующего и сублидирующего лептонов в событиях с двумя и более струями после подавления фона от top -кварков. Видно, что вклад top -кварков удалось уменьшить. Наблюдается небольшой дефицит в данных, который приводит к среднему отношению $Data/SM \approx 0.9-0.92$. Это связано с известной неточностью моделирования распределения по множественности струй, содержащих b -

кварки. Дефицит в данных немного растет с увеличением p_T , но медленнее, чем до применения запрета на такие струи.

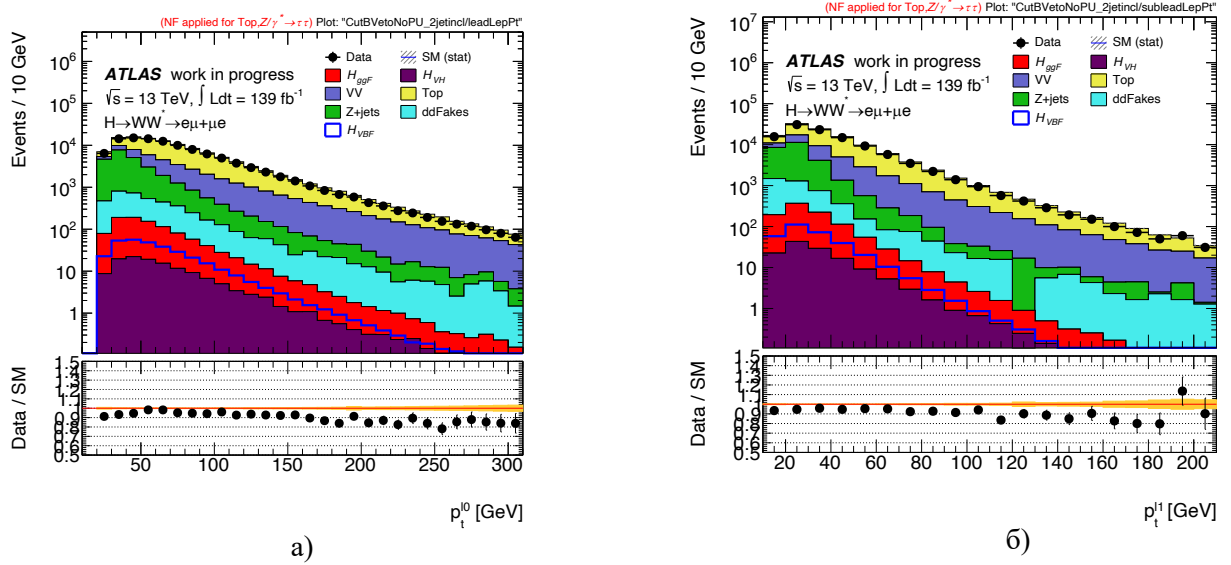


Рисунок 26. Распределение по поперечному импульсу (а) лидирующего и (б) сублидирующего лептонов в событиях с двумя и более струями после подавления фона от top -кварков. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 27 показаны распределения по суммарному поперечному импульсу пары лептонов и инвариантной массе лептонной пары в событиях с двумя и более струями после подавления фона от top -кварков. Наблюдается хорошее согласие форм распределений для данных и МС-моделирования.

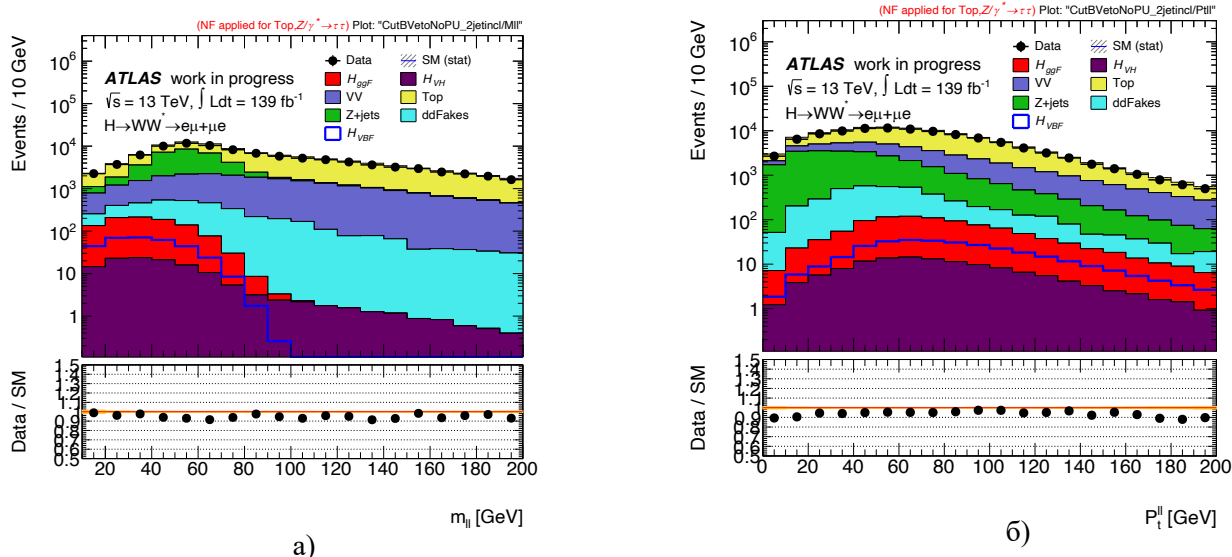


Рисунок 27. Распределение по (а) инвариантной массе лептонной пары и (б) поперечному импульсу пары лептонов $\rightarrow e\mu + \mu e$ в событиях с двумя и более струями после подавления фона от top -кварков. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 28 показаны распределения по разнице азимутальных углов пары лептонов и их псевдобыстрот в событиях с двумя и более струями после подавления фона от top -кварков. Наблюдается хорошее согласие данных и МС-моделирования во всем диапазоне разницы азимутальных углов. Для разницы псевдобыстрот виден небольшой положительный наклон в отношении $data/SM$.

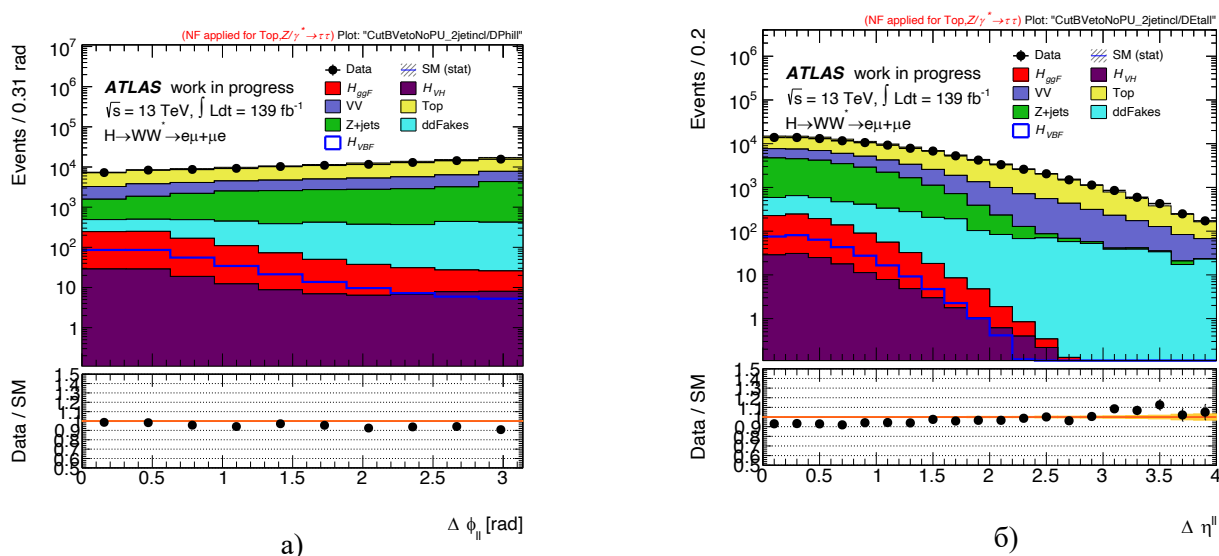


Рисунок 28. Распределение по (а) разнице азимутальных углов пары лептонов и (б) разнице их псевдобыстрот в событиях с двумя и более струями после подавления фона от top -кварков. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

4.2 Распределения лептонов в контрольной области *top*-кварка

Теперь посмотрим на распределения лептонов в контрольной области *top*-кварка. На рис. 29 показаны распределения по поперечному импульсу лидирующего и сублидирующего лептонов в событиях с двумя и более струями в контрольной области *top*-кварка. Видно, что примесь событий, не связанных с *top*-кварками, очень мала. Наблюдается удовлетворительное согласие данных и МС-моделирования лишь в диапазоне от 30 до 100 ГэВ (20 до 60 ГэВ) для лидирующего (сублидирующего) лептонов, соответственно. Далее наблюдаются существенные расхождения.

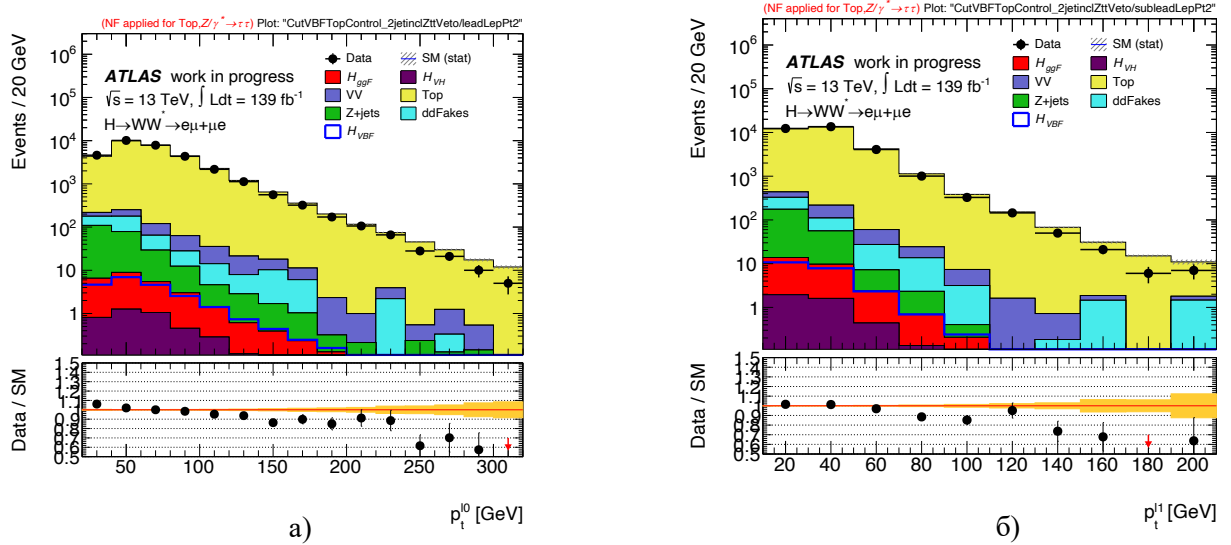


Рисунок 29. Распределение по поперечному импульсу (а) лидирующего и (б) сублидирующего лептонов в событиях с 2 и более струями в контрольной области *top*-кварка. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 30 показаны распределения по суммарному поперечному импульсу пары лептонов и инвариантной массе лептонной пары в событиях с двумя и более струями в контрольной области *top*-кварка. Гистограммы демонстрируют хорошее согласие данных и МС-моделирования во всем диапазоне.

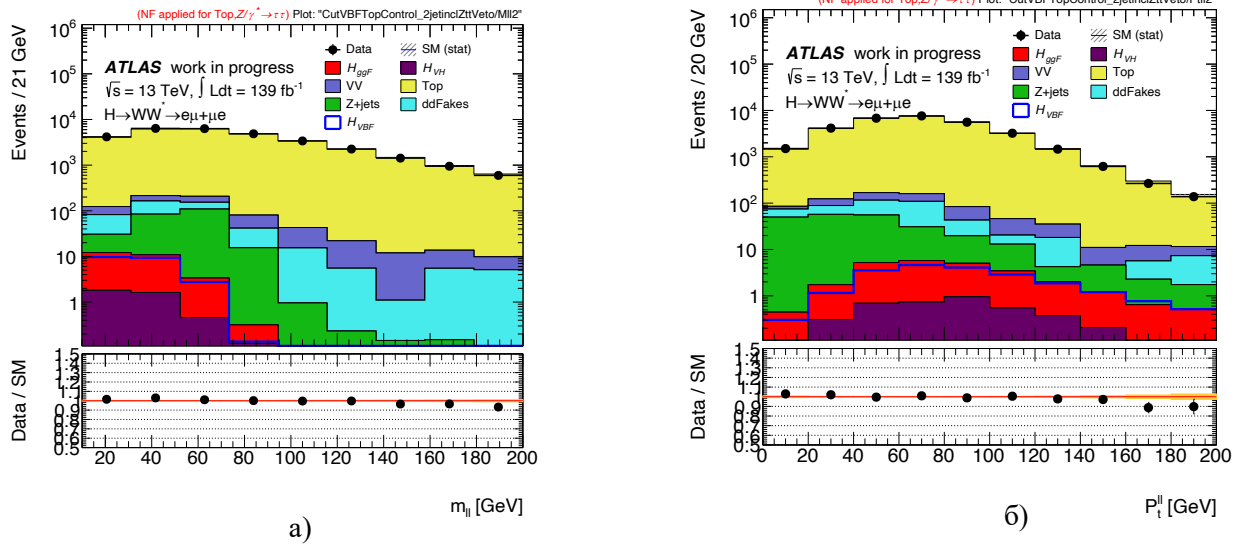


Рисунок 30. Распределение по (а) инвариантной массе лептонной пары и (б) поперечному импульсу пары лептонов в событиях с 2 и более струями в контрольной области *top*-кварка. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 31 показаны распределения по разнице азимутальных углов пары лептонов и разнице их псевдобыстрот в событиях с двумя и более струями в контрольной области *top*-кварка. Наблюдается хорошее согласие данных и МС-моделирования по разнице азимутальных углов. Однако по разнице псевдобыстрот согласие уже не столь хорошее: при больших ее величинах отношение данных к МС несколько превышает единицу.

Таким образом, обнаружены некоторые расхождения между данными и МС в контрольной области фона от *top*-кварков, наиболее существенные из них для поперечных импульсов лептонов. Это расхождение связано с недостатками физического генератора событий с парным рождением *top*-кварков и будет учтено в окончательном анализе данных в сотрудничестве ATLAS.

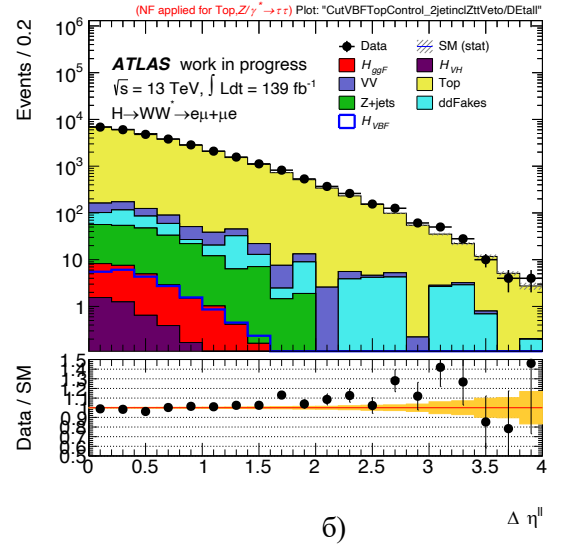
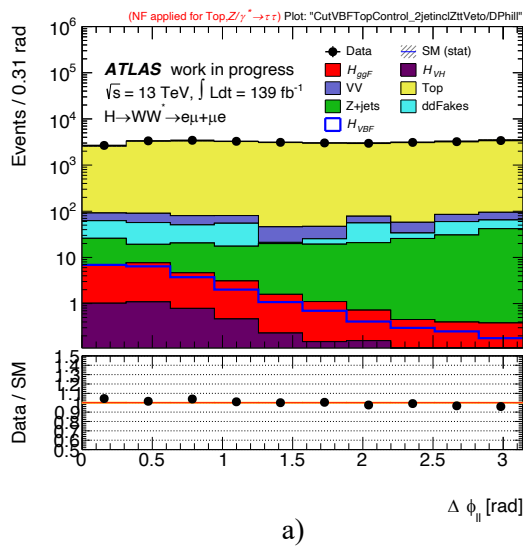


Рисунок 31. Распределение по (а) разнице азимутальных углов лептонов и (б) разнице их псевдобыстрот лептонной пары в событиях с 2 и более струями в контрольной области top -кварка. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

4.3 Распределения лептонов в контрольной области фона от пар W -бозонов

Проведем подробный анализ в контрольной области фона от пар W -бозонов. На рис. 32 показаны распределения по поперечному импульсу лидирующего и сублидирующего лептонов в событиях с двумя и более струями в контрольной области фона от парного рождения W -бозонов. Видно, что вклад этого процесса даже меньше, чем от событий с рождением top -кварков, поэтому использовать эту контрольную область для оценки WW -фона следует с осторожностью. К сожалению, увеличить указанный вклад без существенной потери статистики не представляется возможным. Среднее отношение $data/SM$ близко к 0.9, что связано с уже обсуждавшийся ранее проблемой моделирования запрета на b -струи. При больших поперечных импульсах лептонов это отношение еще немного уменьшается. Возможная причина этого эффекта – проблема с МС-моделированием их спектров для событий с top -кварками.

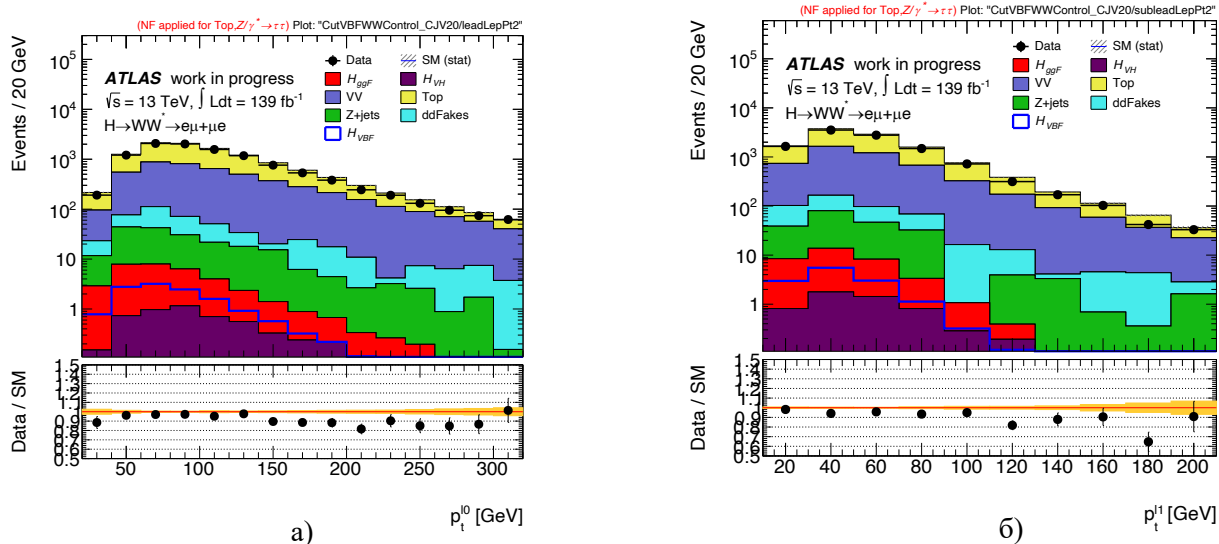


Рисунок 32. Распределение по поперечному импульсу (а) лидирующего и (б) сублидирующего лептонов в событиях с 2 и более струями в контрольной области фона от парного рождения W -бозонов. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 33 показаны распределения по суммарному поперечному импульсу лептонов и их инвариантной массе в событиях с двумя и более струями в контрольной области фона от парного рождения W -бозонов. Видно хорошее согласие данных и МС-моделирования во всем диапазоне.

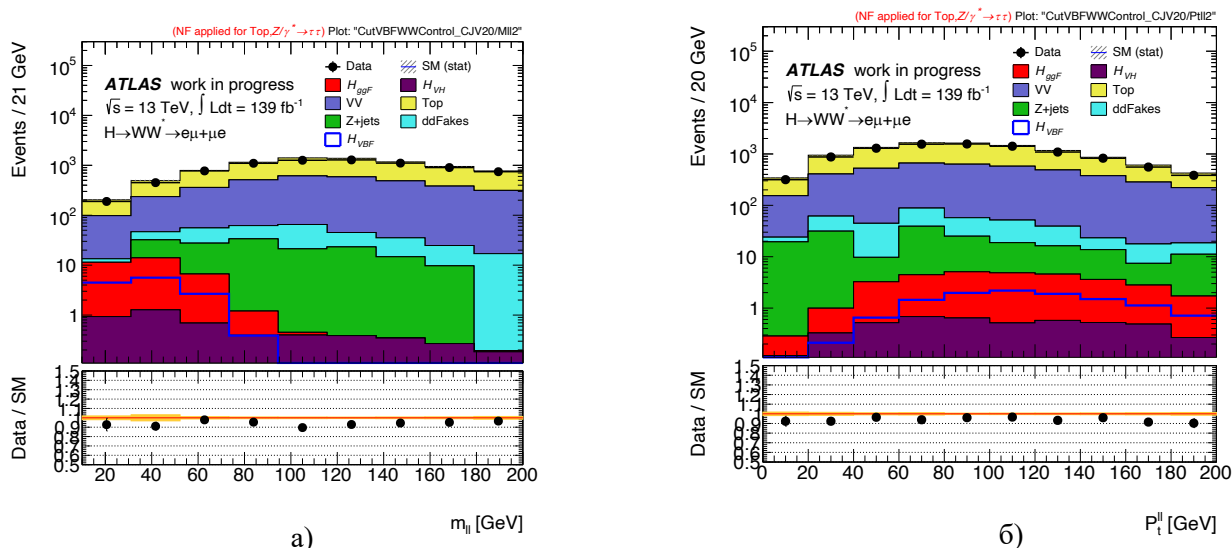


Рисунок 33. Распределение по (а) инвариантной массе лептонной пары и (б) суммарному поперечному импульсу пары лептонов в событиях с 2 и более струями в контрольной области фона от парного рождения W -бозонов. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 34 показаны распределения по разнице азимутальных углов лептонов и разнице их в событиях с двумя и более струями в контрольной области фона от парного рождения W -бозонов. Наблюдается удовлетворительное согласие данных и МС-моделирования для разницы азимутальных углов, для разницы псевдобыстрот виден положительный наклон в отношении data/SM.

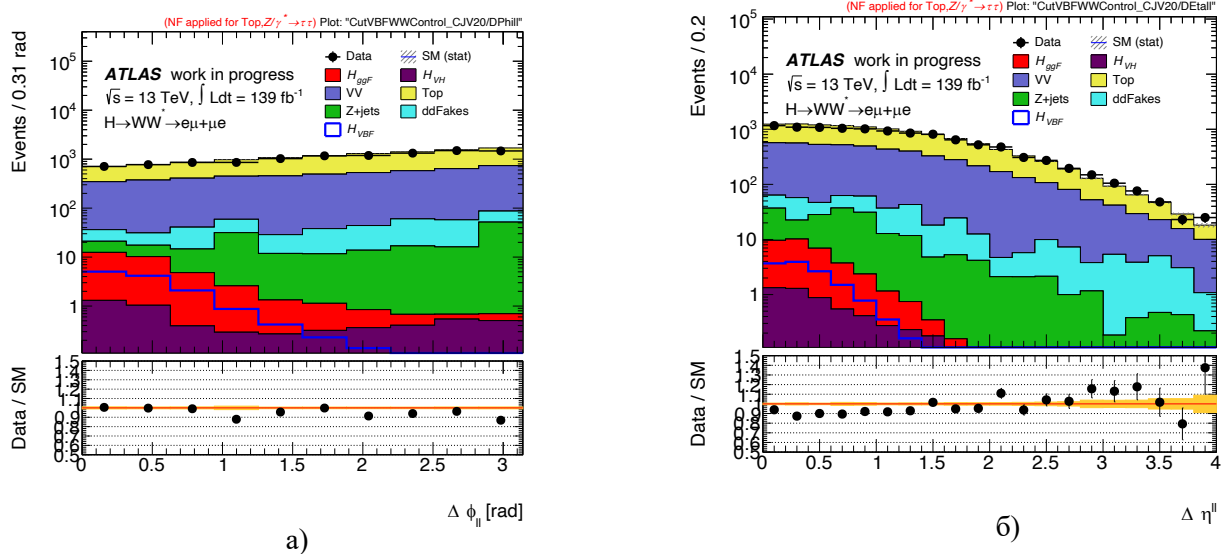


Рисунок 34. Распределение по (а) разнице азимутальных углов пары лептонов и (б) разнице псевдобыстрот лептонной пары в событиях с 2 и более струями в контрольной области фона от парного рождения W -бозонов. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования.

4.4 Распределения лептонов в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$

Наконец, проанализируем распределения лептонов в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. На рис. 35 показаны распределения по поперечному импульсу лидирующего и сублидирующего лептона в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Статистика в данной области ограничена, вклад остальных процессов невелик. На гистограммах наблюдается согласие данных и МС-моделирования в пределах ошибок.

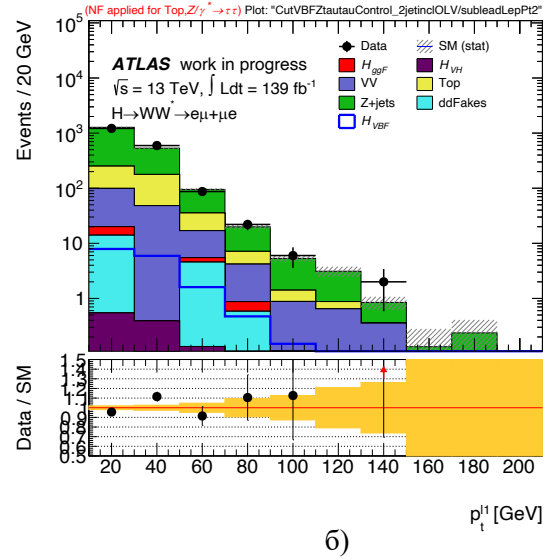
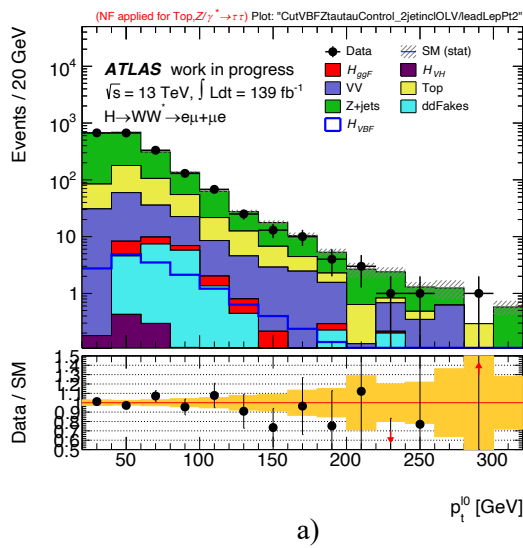


Рисунок 35. Распределение по поперечному импульсу (а) лидирующего и (б) сублидирующего лептонов в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Сравнение наборов данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 36 показаны распределения по суммарному поперечному импульсу лептонов и их инвариантной массе в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Видно хорошее согласие данных и МС-моделирования.

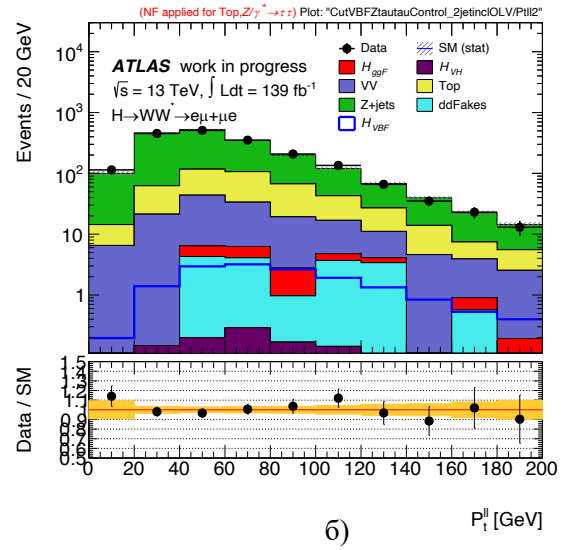
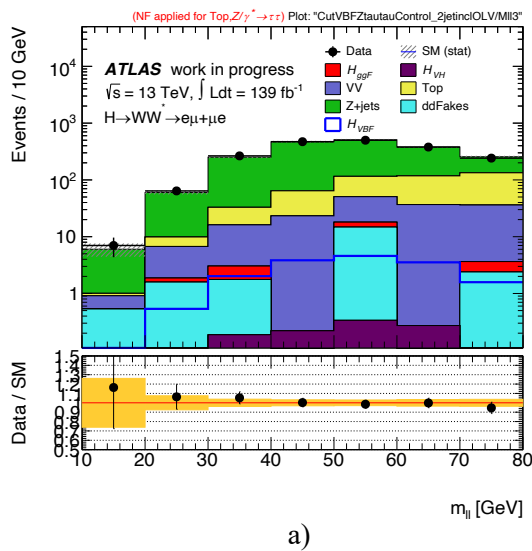


Рисунок 36. Распределение по (а) инвариантной массе лептонной пары и (б) суммарному поперечному импульсу лептонов в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

На рис. 37 показаны распределения по разнице азимутальных углов лептонов и разнице их псевдобыстрот в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Наблюдается удовлетворительное согласие данных и МС-моделирования.

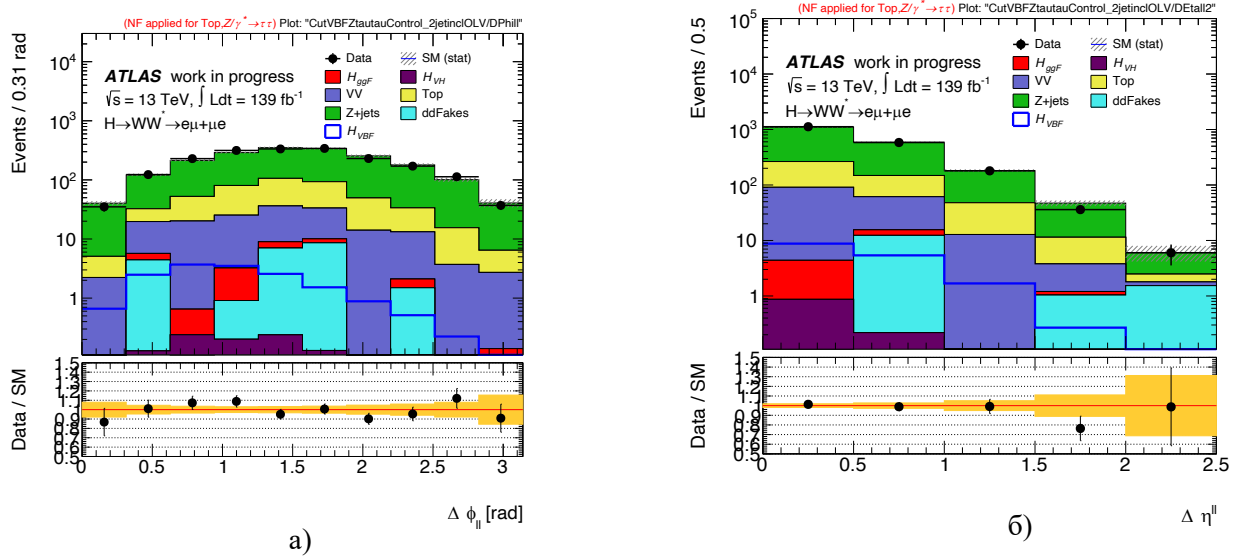


Рисунок 37. Распределение по (а) разнице азимутальных углов лептонов и (б) разнице их псевдобыстрот в контрольной области фона от $Z \rightarrow \tau\tau$. Сравнение реальных данных и результатов МС-моделирования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовались распределения по недостающему поперечному импульсу в событиях с электроном и мюоном разного знака, а также кинематические распределения лептонов для изучения стандартного бозона Хиггса в канале $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ на полной статистике данных, набранных при суммарной энергии протонов 13 ТэВ в эксперименте ATLAS на LHC. Для этого использовалось официальное программное обеспечение рабочей группы ATLAS по исследованию свойств стандартного бозона Хиггса в канале $h \rightarrow WW^*$ (HWW). Сравнивались спектры для реальных и смоделированных с помощью MC событий.

Изучение распределений по недостающему поперечному импульсу E_T^{miss} и кинематических характеристик лептонов является критически важным моментом для определения «поперечной массы» стандартного бозона Хиггса в канале распада $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$. Они рассматривались как в области сигнала в механизме слияния векторных бозонов (SR), так и в контрольных кинематических областях (CR) для измерения фонов.

Получены следующие результаты:

- 1) По распределениям по E_T^{miss} и производным от нее величинам:
 - в SR на начальных стадиях отбора формы распределений по модулю E_T^{miss} отличаются мало и можно говорить об удовлетворительном их согласии в целом;
 - в контрольных областях фонов от топ-кварков и $Z \rightarrow \tau\tau$, спектры неплохо описываются MC;
 - в специальной CR Z-бозона, где рассматривались события с двумя мюонами или двумя электронами есть заметные расхождения между наблюдаемыми и смоделированными спектрами, требующими дальнейшего изучения;
 - MC в целом удовлетворительно описывает эффекты, связанные с pile-up, в частности, рост средней величины недостающего поперечного

импульса с числом взаимодействий в одном пересечении пучков μ , который наиболее заметен в Z CR;

- Для варианта E_T^{miss} , основанного целиком на треkere, наблюдается лучшее согласие с МС, чем для стандартного варианта, основанного на треkere и калориметрах, включая Z CR, поэтому его целесообразно использовать для отбора событий сигнала в канале $h \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu e\nu + \mu\nu\mu\nu$, где нижнее ограничение необходимо для подавления фона от процессов Дрелла-Яна. Перспективно также использовать переменную, означающую значимость E_T^{miss} .

2) По кинематике лептонов:

- в SR и top CR большая часть спектров, за исключением поперечных импульсов лептонов, хорошо воспроизводится моделированием, расхождения в указанных распределениях связаны с недостатками физического МС генератора для парного рождения top-кварков;
- в $Z \rightarrow \tau\tau$ CR описание распределений удовлетворительное;
- в дополнительной CR для фона от парного рождения W -бозонов по некоторым переменным имеются незначительные расхождения, требующие более детального изучения.

Таким образом, в большинстве случаев МС-моделирование достаточно хорошо воспроизводит спектры по $|E_T^{miss}|$ и кинематическим характеристикам лептонов, наблюдаемые на эксперименте, для событий с электроном и мюоном в конечном состоянии, набранных в 2017 и 2018 гг., что является важным шагом в изучении свойств стандартного бозона Хиггса в канале $h \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. M. Gell-Mann, A schematic model of baryons and mesons, //Physics Letters. – 1964. – 8, 214; H.D. Politzer, Asymptotic freedom: An approach to strong interactions //Physics Reports. – 1974. – 14, 129; D. J. Gross and F. Wilczek, Asymptotically Free Gauge Theories. I and II //Physical Review. – 1973. – D8, 3633 and Physical Review. – 1974. – D9, 980, M.A. Shifman, A.I. Vainshtein and V.I. Zakharov, QCD and resonance physics. Theoretical foundations, //Nuclear Physics. – 1979. – B147, 385; В.Н. Грибов и Л.Н. Липатов, Глубоконеупругое ep -рассеяние в пертурбативной теории //Ядерная Физика. – 1972 – 15, 781; Ю.Л. Докшицер, Вычисление структурных функций для глубоконеупругого рассеяния и e^+e^- аннигиляции в пертурбативной КХД //Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 1977 – 73, 1216; G. Altarelli and G. Parisi, Asymptotic freedom in parton language //Nuclear Physics. – 1977. – B126, 298.
2. S.L. Glashow, Partial Symmetries of Weak Interactions //Nuclear Physics. – 1961. – B22, 579; S. Weinberg, A Model of Leptons //Physical Review Letters. – 1967. – 19, 1264; S.L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry //Physical Review. – 1970. – D2, 1285; A. Salam, Weak and electromagnetic interactions //Conf. Proc. C680519 367 (1968).
3. А.А. Артамонов и др. Результаты поиска бозона Хиггса в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере при энергиях 7 и 8 ТэВ //Ядерная физика. – 2016. – 03, 253.
4. F. Englert and R. Brout, Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons //Physical Review Letters. – 1964. – 13, 321.
5. P.W. Higgs, Broken symmetries, massless particles and gauge fields //Physics Letters– 1964. – 12, 132.
6. P.W. Higgs, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons //Physical Review Letters. – 1964. – 13, 508.
7. G.S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, Global Conservation Laws and Massless Particles //Physical Review Letters. – 1964. – 13, 585.

8. P.W. Higgs, Higgs Particle(s): Physics Issues and Experimental Searches in High-Energy Collision //Physical Review. – 1966. – 145, 1156.
9. LEP Working Group for Higgs boson searches and ALEPH and DELPHI and L3 and OPAL Collaboration, Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP //Physics Letters. – 2003. – B565, 61.
10. The LEP Electroweak Working Group, [Электронный ресурс]. – <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
11. LHC Machine //Journal of Instrumentation. – 2008. – 3, S08001.
12. ATLAS Collaboration, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC //Physics Letters. – 2012. – B 716, 1.
13. CMS Collaboration, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC //Physics Letters. – 2012. – B 716, 30.
14. ATLAS and CMS Collaborations, Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV //Journal of High Energy Physics. – 2016. – 08, 045.
15. ATLAS and CMS Collaborations, Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in *pp* Collisions at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments //Physical Review Letters. – 2015. – 114, 191803.
16. LHC Higgs cross section working group (электронный ресурс) https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCHXSWG#SM_Higgs
17. S. Gilardoni et al., Fifty years of the CERN Proton Synchrotron: Volume 2, tech. rep. CERN-2013-005, Sept. 2013, doi: 10.5170/CERN-2013-005
18. Total Integrated Luminosity in 2011 and 2012 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResults>
19. Total Integrated Luminosity and Data Quality in 2015-2017 <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>

20. ATLAS Collaboration / The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, JINST 3 (2008) S08003.
21. CMS Collaboration / The CMS experiment at the CERN LHC // Journal of Instrumentation 3 no. 08, (2008) S08004. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08004>.
22. ALICE Collaboration / The ALICE experiment at the CERN LHC // Journal of Instrumentation 3 no. 08, (2008) S08002. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08002>.
23. LHCb Collaboration / The LHCb Detector at the LHC // Journal of Instrumentation 3 no. 08, (2008) S08005. <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08005>.
24. ATLAS Collaboration, Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at 13 TeV, //European Physical Journal. – 2018. – C78, 903; ATLAS Collaboration, Performance of algorithms that reconstruct missing transverse momentum in 8 TeV proton–proton collisions in the ATLAS detector, Eur. Phys. J. C77 (2017) 241.
25. ATLAS Collaboration, Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector, Phys. Rev. D91 (2015) 012006; ATLAS Collaboration, Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector // Physics Letters. – 2019. – B 789, 508.
26. Элементы большой науки. Большой адронный коллайдер (электронный ресурс) <https://elementy.ru/LHC>
27. https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMSPublic//WorkBookMetAnalysis/tai_20150119_met_significance.pdf
28. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/HWWAnalysisCode>
29. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>