ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА» ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ КАФЕДРА ОБЩЕЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ РАБОТА

«Анализ кинематики лептонов в распадах W и Z бозонов в рр соударениях на БАК»

Выполнил студент 213М группы Рогатнев Степан Сергеевич

подпись студента Научный руководитель д. ф.-м. н., профессор Смирнова Лидия Николаевна

подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав.кафедрой ____

подпись зав.кафедрой

MOCKBA 2021

Оглавление

Введение	3
1. Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера	5
1.1 Большой адронный коллайдер	5
1.2 Детектор ATLAS	8
2 Исследования W и Z бозонов в эксперименте ATLAS	13
2.1 Измерение масс	14
2.2 Измерение дифференциальных сечений	21
3. Открытые данные ATLAS	27
4. Анализ данных	30
4.1 События с образованием Z бозона.	31
4.2 События с образованием W бозона.	34
Заключение	50
Список литературы	51

Введение

На сегодняшний день, описание физики элементарных частиц и их взаимодействий ведется в рамках Стандартной модели (СМ), которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Экспериментальное открытие бозона Хиггса (предсказанного более 50 лет назад) в экспериментах ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (БАК, LHC) завершило формирование Стандартной модели и стало убедительным её подтверждением. Однако, существует ряд экспериментальных и теоретических указаний на неполноту Стандартной модели. Современные исследования в области физики элементарных частиц направлены на уточнение параметров Стандартной модели и поиск явлений вне её рамок.

Существенно возросшие энергии экспериментов и точность детектирования позволяют искать отклонения от теоретических расчетов, позволяющие расширить существующую модель или проверить новые. Немалая часть исследований в этой области связана с изучением характеристик тяжелых векторных бозонов, открытие которых в 1983г. послужило основой для признания Стандартной модели.

Массы W и Z бозонов являются важнейшими параметрами CM. Масса и ширина Z бозона с высокой точностью измерены на LEP. Измерение массы W является одной из актуальных задач БАК. Измерения сечений рождения W и Z бозонов позволяют уточнять структурные функции протона (PDF). Измерения асимметрии лептонов в распадах W и Z позволяют измерить другие параметры CM. Важной характеристикой процессов рождения W и Z бозонов является зависимость сечений рождения от энергии взаимодействия протонов. Это определяет актуальность сравнения дифференциальных сечений лептонов от распадов W и Z бозонов при разных энергиях протонных взаимодействий.

Актуальность данной работы заключается в исследовании кинематических характеристик лептонов в распадах W и Z бозонов в pp соударениях при энергиях в системе центра масс 8 и 13 ТэВ и их сравнении.

Цель данной работы - анализ распределений лептонов от распадов W и Z бозонов в соударениях протонов в эксперименте ATLAS с использованием открытых данных эксперимента.

Структура работы: работа состоит из описания эксперимента ATLAS Большого адронного коллайдера и проекта открытых данных ATLAS, обзора результатов в исследуемой области и результатов анализа данных. В заключении приведены основные итоги работы, полученные значения массы W и Z бозонов.

1. Эксперимент ATLAS Большого адронного коллайдера

1.1 Большой адронный коллайдер

Современные исследования в физике высоких энергий ведутся преимущественно на Большом адронном коллайдере - ускорителе на встречных пучках, используемом для разгона протонов и тяжелых ионов. Он расположен вблизи Женевы в Европейском Центре ядерных исследований (ЦЕРН) и располагается на территории Швейцарии и Франции. БАК был спроектирован для ускорения заряженных части с энергиями: в столкновении ионов порядка 5 ТэВ на нуклон-нуклонную пару, а в столкновениях протонных пучков в системе центра масс с расчетной энергией 14 ТэВ, что превосходит энергию, достигнутую на предыдущем адронном коллайдере Тэватрон.

Ускоритель состоит из нескольких ускорительных секций и семи (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, TOTEM, LHCf, MoEDAL, FASER) детекторных систем.

В точках пересечения протонных пучков находятся детекторы общего назначения экспериментов ATLAS и CMS, со схожими научными задачами. К двум другим основным детекторным системам относятся ALICE и LHCb, изучающие столкновения тяжелых ионов и асимметрию материи и антиматерии во взаимодействии b кварков, соответственно. Схема ускорительного комплекса представлена на рисунке 1.1.



▶ p (proton) ▶ ion ▶ neutrons ▶ p̄ (antiproton) ▶ electron →→→ proton/antiproton conversion
Рисунок 1.1 Схема ускорительного комплекса Большого адронного коллайдера

Источником протонов служит ионизированный водород. Прежде чем попасть в основное кольцо частицы проходят несколько этапов ускорения. На первом этапе протоны попадают в линейный ускоритель LINAC 2, где ускоряются до скоростей порядка 0,314с или энергий 50 МэВ. На следующем этапе производится инжекция сгустков частиц в протонный синхротрон, где посредством 100 квадрупольных магнитов частицы продолжают движение по окружности длиной около 630 метров и, проходя около восьмидесяти трехметровых ускорительных секций на выходе достигают скоростей порядка 0,9993с или энергий 25 ГэВ. На следующем этапе протоны переносятся в суперпротонный синхротрон (СПС) с длиной кольца в 7 км и ускоряются до 450 ГэВ. Наконец, протоны попадают в БАК, который предназначен для ускорения каждого пучка до 7 ТэВ.

Основное кольцо Большого адронного коллайдера представляет собой две параллельные вакуумные трубы, с точками пересечения в местах расположения основных детекторов, по которому циркулируют встречные

пучки частиц, управляемые поворотными и фокусирующими магнитами и ускоряющими резонаторами. Кольцо разделено на 8 октантов, состоящих поворотных секторов и 528 метровых прямых участков. Поворотные секции состоят из 1232 дипольных магнитов, предназначенных для управления направлением движения пучков и 392 квадрупольных магнитов, фокусирующих частицы и предотвращающих поперечные колебания. Особенно важна фокусировка пучков в местах столкновений, поскольку эффективность получения физической информации напрямую зависит от числа столкновений частиц R в секунду, определяемого формулой:

$R = \sigma L$,

где σ - сечение взаимодействия пучков, а L - светимость коллайдера. Светимость L определяется числами частиц N₁ и N₂ в сгустках, числом сгустков в пучках n, а также площадью поперечного сечения пучков S (в предположении, что они полностью перекрываются) и частотой обращения частиц в ускорителе *f*[1]:

$\mathbf{L} = f \mathbf{n} \mathbf{N}_1 \mathbf{N}_2 / \mathbf{S}$

Первый сеанс работы при 7 ТэВ позволил набрать статистику для независимого обнаружения в 2012 году бозона Хигтса, в экспериментах ATLAS и CMS. Исследования первого этапа не выявили отклонений от Стандартной модели, и, после модернизации, началась новая серия экспериментов. После остановки БАК до 2015 года начался второй сеанс набора данных на БАК и протон-протонные пучки впервые столкнулись с энергией 13 ТэВ в системе центра масс при времени между столкновениями 25 нс. В 2016-2018гг. продолжился набор статистики протон-протонных столкновений при 13 ТэВ, а общий объем данных (интегральная светимость) составил 139 фб⁻¹.

1.2 Детектор ATLAS

ATLAS — один из двух самых крупных детекторов общего назначения на Большом адронном коллайдере. Основные задачи, стоящие перед экспериментом - уточнение параметров Стандартной модели, поиск новой физики и новых моделей, изучение топ кварка и многие другие [2]. Эксперименты ATLAS и CMS позволили открыть бозон Хиггса в 2012 году.

По сути ATLAS - это целая система различных детекторов с общим диаметром 22 метра и протяженностью - 44 метра. Детекторы обеспечивают регистрацию продуктов реакций практически по всему телесному углу для всех частиц кроме нейтрино, параметры которых определяются из законов сохранения в поперечной к оси пучка плоскости. Структурная схема детектора эксперимента ATLAS приведена на рисунке 1.2.



Рисунок 1.2 Структурная схема детектора ATLAS и подписи основных элементов

В детекторе можно выделить несколько основных подсистем. Первая - внутренний детектор, расположенный непосредственно вокруг точки

столкновения протонов. Внутренний детектор помещен в магнитное поле напряженностью 2 Тл и, используется для определения координат и импульсов частиц с высокой точностью и восстановления вершин. Ближе всего к точке столкновений расположен пиксельный детектор (PD), который обеспечивает высокую точность определения треков и вершин взаимодействия. Он состоит из множества пиксельных сенсоров (более 80 миллионов), расположенных в виде трех концентрических цилиндров вдоль оси пучка. Разрешающая способность PD - 10 мкм по $(R - \varphi)$ и 115 мкм по продольной оси Z. Сразу за пиксельным детектором располагается кремневый микростриповый детектор (SCT). Он состоит из нескольких концентрических цилиндров и торцевых дисков из кремниевых полос. Такое расположение позволяет производить серию пространственных измерений (в среднем 8) на протяженности трека заряженных частиц. Использование этих двух детекторов (PD и SCT) позволяет с высокой точностью восстановить траектории частиц, однако они не могут идентифицировать их, поэтому система внутреннего детектора дополнена трековым детектором переходного излучения (TRT), позволяющем выделять электроны. Он состоит из множества параллельных трубок, помещенных в специальный радиатор и заполненных газом, поглощающим гамма кванты, излучаемые пролетающими радиатор заряженными частицами. В этот момент, на концах трубок регистрируются сигналы высокой амплитуды. Схема внутреннего детектора и его подсистем представлена на рисунке 1.3.



Рисунок 1.3 Внутренний детектор эксперимента ATLAS

За внутренним детектором (в направлении от центра детектора) располагается система калориметров. Ближайший к центру электромагнитный калориметр. Он предназначен для регистрации фотонов и электронов. Следующий за электромагнитным - адронный калориметр, основная задача которого - восстановление адронных струй и определение потерянной поперечной энергии, используемой для идентификации незарегистрированных частиц.

На внешней части калориметрической системы расположены мюонные спектрометры. Такое расположение обусловлено низкими энергопотерями мюонов в веществе ввиду слабого взаимодействия с атомными ядрами.



Рисунок 1.4 Поперечное сечение детектора ATLAS и треки частиц. 1 – вакуумная труба, 2 – трековый детектор, 3 – соленоидальный магнит, 4 – электромагнитный калориметр, 5 – адронный калориметр, 6 – мюонный детектор. [1]

крупнейшая ATLAS. Мюонный спектрометр -ЭТО система Траектории мюонов искривляются магнитным полем тороидальных магнитов. Мюонный спектрометр также состоит из двух систем - трековой и триггерной. К первой относятся мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes, MDTs) заполненные смесью аргона и CO₂. Совокупность координат ионизации во многих трубках позволяет с высокой точностью восстановить траекторию мюонов. Вся система состоит из около 350000 алюминиевых трубок длиной от 1.2 до 6 метров. Пространственное разрешение составляет 40 микрон, время дрейфа 700 нс. К триггерной системе относят тонко-зазорные камеры и плоские резистивные камеры. Их задачей являются точные измерения поперечных импульсов в пороговых областях для запуска триггера и определение координат треков мюонов. Информация от мюонных спектрометров часто дополняется информацией от внутреннего детектора, что позволяет существенно повысить импульсное разрешение для мюонов с поперечным импульсом ниже 60 ГэВ. На рисунке 1.5 представлена схема мюонного спектрометра.



Рисунок 1.5 Мюонный спектрометр эксперимента ATLAS

2 Исследования W и Z бозонов в эксперименте ATLAS

Большой адронный коллайдер часто называют "Фабрикой бозонов". Например, при энергии столкновений протонов в системе центра масс 8 ТэВ на коллайдере LHC в эксперименте ATLAS на 1 фбн⁻¹ набранной интегральной светимости регистрируется порядка ~ 4×10^6 распадов W \rightarrow еv_e, μv_{μ} и порядка ~ 4×10⁵ распадов Z $\rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ [3]. А общее число событий с регистрацией W и Z в одном лишь первом запуске БАК многократно превысило число зарегистрированных событий со всех детекторов LEP, работавших в 90 годы. Одна из главных причин изучения таких электрослабых процессов - простая сигнатура конечного состояния, обеспечивающая эффективную регистрацию событий при помощи систем, описанных выше. W-бозон распадается на изолированный лептон и нейтрино, не регистрируемые напрямую, но детектируемые через потерянную поперечную энергию. Z-бозон, в свою очередь, распадается на два изолированных лептона. Высокая эффективность детектирования обеспечивает большую накопленную статистику, которая имеет ряд различных приложений. Например, может быть использована для калибровки детектора [4,5,6] или уменьшения неопределенностей, но наиболее важная составляющая - высокоточное измерение характеристик электрослабых процессов. Возросшая точность экспериментов позволяет провести сравнение с теоретическими вычислениями (выполняемых в настоящее время в Next-to-Next Leading Order EW/QCD) или углубить вычисления в рамках КХД (например, дифференциальные сечения лептонных распадов W- и Z-бозонов чувствительны к плотности распределения партонов. Сравнивая измеренные дифференциальные сечения с рассчитанными, можно не только проверить пертурбативные расчеты КХД, но и прямо измерить партонные плотности). Таким образом, спектр применения данных исследований электрослабых процессов очень

широк. Остановимся здесь более подробно на некоторых последних результатах.

2.1 Измерение масс

Массы векторных бозонов позволяют наложить ограничения на физику за пределами Стандартной модели и поэтому уточнение масс - одна из актуальных задач Большого адронного коллайдера. В низшем порядке электрослабой теории масса W-бозона может быть выражена следующим образом:

$$m_w^2 \left(1 - \frac{m_w^2}{m_z^2} \right) = \frac{\pi \alpha}{\sqrt{2}G_{\mu}} (1 + \Delta r)$$

[3] где m_Z - масса Z-бозона, α - постоянная тонкой структуры, G_µ - константа Ферми, определяющая интенсивность взаимодействия частиц или полей, а Δr - поправки более высокого порядка. Учет поправок высших порядков, вводит дополнительную зависимость массы W-бозона от калибровочных связей и масс тяжелых частиц CM (топ-кварка и бозона Хиггса) [7,8]. Именно поэтому, повышение точности измерения m_w - ключ к поиску физики за пределами Стандартной модели.

Масса W-бозона определяется из кинематических характеристик конечного состояния, измеренных в плоскости, перпендикулярной направлению пучка в Дрелл – Яновских процессах [9] вида W \rightarrow lv, где l - электрон или мюон [3]. Основные изучаемые характеристики - поперечные импульсы лептонов и поперечная масса W-бозона. На экспериментально измеренные значения p_T и p^{miss}_T влияет калибровка энергии лептона и отклик детектора. Данные для m_T подвержены большей неопределенности, однако менее "чувствительны" к ошибкам моделирования. [3] Для калибровки в таком случае применяется ряд стандартных процедур, как

правило основанных на выборке событий с распадами Z-бозона. Для моделирования отклика детектора используются процессы $Z \rightarrow 1l$. Поправки лептонного импульса выводятся с использованием точно измеренного значения массы Z-бозона, m_Z [10], а отклик отдачи калибруется на основе баланса импульса с p^{ll}_{T} [3]. Отклик детектора и правильность физического моделирования проверяются при измерении массы Z-бозона тем же методом, который используется для определения массы W-бозона, и сравнения результатов с измеренным ранее значением m_Z [3]. Измерения завершаются получением массы m_Z из m_{ll} , p_T и m_T , с точностью, зависящей от числа событий с W.

Дополнительной проверкой служит согласованность данных в электронном и мюонном каналах распада W-бозона. Согласованность результатов для различных каналов и областей значений переменной псевдобыстроты |η| служит проверкой модели рождения W-бозонов [3]. Кроме того, авторами статьи вводятся неопределенности угловых коэффициентов, неопределенность в предсказаниях партонных ливней и мюонные и электронные калибровки, влияющие на измерение массы W-бозона.

На рисунках ниже приведены полученные в работе [3] распределения поперечных импульсов пары лептонов p^{ll}_т и быстроты пары y_{ll} в электронных и мюонных каналах. Эти измерения не чувствительны к массе m_Z. Также приведены распределения p¹_T и m_T в электронном и мюонном каналах, зависящие от m_Z. Согласие экспериментальных и модельных данных на всех распределениях достигает 1-2%. Масса Z-бозона может быть извлечена из кинематических распределений p¹_T и m_T методом Полученные значения m_Z используются при калибровке шаблонов. импульсов мюонов И энергии электронов И отклика детекторов. Аналогично массе W-бозона значение m_Z определяется путем минимизации функции χ^2 и сравнения шаблонов и измеренных распределений.



Рисунок 2.1 Распределения p^{ll}_T и y^{ll} в электронных и мюонных каналах. Фоновые события составляют менее 0,2% наблюдаемых распределений. На нижних вставках показаны отношения данных к результатам моделирования, а полосы ошибок соответствуют статистической неопределенности.



Рисунок 2.2 Распределения p¹ти тт в электронном и мюонном каналах. Фоновые события составляют менее 0,2% наблюдаемых распределений. На нижних вставках показаны отношения данных к результатам моделирования, а полосы ошибок соответствуют статистической неопределенности.

С учетом всех поправок было получено приведенное ниже распределения для димюонной составляющей инвариантной массы распадов вида $Z \rightarrow \mu\mu$. В качестве кандидатов в мюоны в событиях $W \rightarrow \mu\nu$ и $Z \rightarrow \mu\mu$ отбирались события, повлекшие срабатывание мюонного тригтера и с изолированным треков во внутреннем детекторе и мюонном спектрометре.



Рисунок 2.3 Распределение массы Z-бозона в мюонном канале

Данные сравнивались с результатами моделирования, включая вклады сигнала и фона. В моделировании учитывались описанные выше масштабу поправки поправки по импульсов, И разрешения, И эффективность восстановления мюонов в исследуемых событиях. Фон составил менее 0,2%. На нижней вставке показано отношение данных к ошибки. прогнозным значениям учетом полос статистической с Аналогичные распределения были получены и в электронном канале:



Рисунок 2.4 Распределение массы Z-бозона в электронном канале

Ниже приведена группировка результатов для различных методов определения m_Z в электронном и мюонном каналах. Серым выделено значение m_Z LEP, оно использовалось как входное эталонное значение.

Горизонтальная и вертикальная полосы соответствуют погрешностям определения m_Z и значения LEP, соответственно. Слева указан канал и метод вычисления.



Рисунок 2.5 Группировка результатов для различных методов вычисления тг.

Преобладающими источниками фона в событиях распада $W \rightarrow lv$ являются события $Z \rightarrow ll$, в которых один из двух лептонов не детектируется, и события $W \rightarrow tv$, когда t распадается на электрон или мюон. В частности, фон $Z \rightarrow$ ее составляет 2,9% для $W^+ \rightarrow$ еv и 4,0% для $W^ \rightarrow$ ev. В мюонном канале фон $Z \rightarrow \mu\mu$ составляет 4,8 и 6,3% для $W^+ \rightarrow \mu v$ и $W^- \rightarrow \mu v$ соответственно. В работе эти фоновые события оценивались с использованием моделирования генераторами Powheg + Pythia 8 после применения поправок, обсуждаемых выше, и поправок КХД к угловым коэффициентам и распределениям по быстроте, проявляющимся в относительно большой доле кварков второго поколения, индуцирующих образование W (порядка 25% индуцируется по крайней мере одним кварком второго поколения, s или с при 7 ТэВ) в рр столкновениях [11]. Как следствие этого, измерение массы W чувствительно к распределению партонов и требует учета поправок КХД. Кроме того, учитывались теоретическое описание электрослабых поправок, в частности моделирование фотонного излучения лептонов распада W- и Z-бозонов.

Вычисление массы W-бозона аналогично производилось по шаблонным аппроксимациям кинематических распределений продуктов распада W-бозона. Окончательное значение получено комбинацией измерений электронного и мюонного каналов, отдельно для положительно и отрицательно заряженных W-бозонов и различным интервалам псевдобыстрот. Результат расчета массы W приведен на рисунке 2.6.



Рисунок 2.6 Измерения массы W-бозона в различных каналах распада и областях |η|. Цветные полосы и сплошные линии показывают статистическую и общую погрешности соответственно. Горизонтальная линия и полоса соответствуют комбинированному результату и его неопределенности.

В работе не было обнаружено каких-либо существенных отклонений в значениях m_w в зависимости от канала распада или областей псевдобыстроты. Усредненное значение массы равно:

 $m_w = 80369.5 \pm 6.8$ (стат.) ± 10.6 (эксп.) ± 13.6 (сист. мод.)МэВ = 80369.5 ± 18.5 МэВ

где первая ошибка статистическая, вторая экспериментальная, а последняя - систематическая неопределенность моделирования. Для W⁺ и W⁻ измерена разность масс:

$$m_{w^+} - m_{w^-} = -29.2 \pm 12.8$$
(стат.) ± 7.0 (эксп.) ± 23.9 (сист. мод.)МэВ
= -29.2 ± 28.0 МэВ

Итоговое значение массы соответствует проведенным ранее экспериментам и уточняет их. Сравнение результатов приведено на рисунке 2.7.



Рисунок 2.7 Сравнение результатов различных экспериментов по определению массы Z-бозона

2.2 Измерение дифференциальных сечений

Поперечный импульс векторных бозонов - одна из важнейших кинематических характеристик, исследуемых в физике высоких энергий. Прецизионное измерение спектра $p^{\ell\ell}_{T}$ обеспечивает важный вклад в прогнозирование фона при поиске событий за рамками Стандартной модели, например при поиске темной материи и новой физики [12], а также при уточнении параметров СМ, например, как уже говорилось выше, для измерения массы W-бозона [3], поскольку прямое измерение поперечного импульса W - сложная задача[13].

Ранее спектр $p^{\ell\ell}$ был измерен коллаборацией ATLAS в протонпротонных (*pp*) столкновениях для масс вблизи Z резонанса и вдали от него, на Большом адронном коллайдере (LHC) при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 8 ТэВ [14,15]. Кроме того, соответствующие измерения были также выполнены коллаборациями CMS [16,17,18] и LHCb [19,20] на БАК и коллаборациями CDF [21] и D0 [22], в *pp*-столкновениях на Tevatron. Аналогичные спектры были получены и для 13 ТэВ [23].

Векторные бозоны имеют ненулевой поперечный импульс из-за испускания кварков и глюонов в столкновениях партонов, а также из-за собственного поперечного импульса партонов в начальном состоянии в сталкивающихся частицах. При малом поперечном импульсе Z-бозона $p^{\ell\ell}_{T}$ может быть описан с использованием глюонного пересуммирования [24] и непертурбативных моделей учета собственного поперечного импульса партонов. При высоких $p^{\ell\ell}_{T}$ используются предсказания пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) [25, 26] с учетом электрослабых эффектов NLO EW [27].

Для анализа в статье [23] отдельно рассматривались события в электронном и в мюонном каналах. Значения поперечного импульса были выбраны в области $p_T > 27$ ГэВ, а псевдобыстрота лептонов | η | < 2.5, кроме того, был сокращен интервал (в этом интервале определяется Z бозон) инвариантных масс m = 66–116 ГэВ. Для измерений в области низких $p^{\ell\ell}_T$ была введена характеристика:

$$\varphi_{\eta}^* = \tan\left(\frac{\pi - \Delta \varphi}{2}\right) \cdot \sin(\theta_{\eta}^*)$$

где $\Delta \phi$ - азимутальный угол в радианах между двумя лептонами, угол θ_{η}^* отвечает рассеянию лептонов относительно направления протонного пучка и определяется как:

$$\cos(\theta_{\eta}^{*}) = \tanh\left(\frac{\eta^{-}-\eta^{+}}{2}\right)$$

Где η^- и η^+ - псевдобыстроты отрицательно и положительно заряженного лептона соответственно. Таким образом, ϕ^*_{η} зависит только от направлений двух лептонов, которые измеряются с более высокой точностью, чем их импульсы. Данные анализа дополнялись модельными событиями с использованием метода Монте-Карло для оценки отклика детектора, а также фоновых процессов. Моделирование процессов адронизации и партонных ливней осуществлялось при помощи генераторов событий Powheg-Box V1 MC и Pythia [28]. Оценка фона дает общую долю фоновых процессов порядка 0,6% как в электронном, так и в мюонном каналах. В фоне преобладают вклады дибозонных и tt⁻-процессов. Кроме того, учитывались вклады неопределенностей, связанных с эффективностью реконструкции и отбора лептонов, идентификацией и сопоставлением треков с вершинами [29,30,31,32].

Отбор событий в Z — ее предполагал наличие хотя бы одного идентифицированного электрона с p_T> 24 ГэВ для данных при 13 ТэВ 2015 года и p_T > 26 ГэВ для данных 2016 года [33,34]. Для событий в мюонном канале производился аналогичный отбор: p_T>20 ГэВ для данных при 13 ТэВ 2015 года и p_T > 26 ГэВ [34] для данных 2016 года, при регистрации хотя бы одного изолированного мюона. Кроме того, в отобранных событиях содержаться ровно два лептона одинакового должны аромата противоположного электрического заряда, а их инвариантная масса должна в пределах 66 < m_{ll} <116 ГэВ. Распределение событий, лежать соответствующих условиям отбора, в электронном канале (слева) и мюонном канале (справа) в зависимости от поперечного импульса (верхняя строка) и характеристики ϕ^*_{η} (нижняя строка) представлены на рисунке ниже. Данные MC смоделированы с помощью Powheg + Pythia8. Погрешности, полученные в статье, меньше маркеров данных.

23



Рисунок 2.8 Распределения по поперечному импульсу в электронном и мюонном каналах распада. (сверху) Распределения характеристики φ^*_{η} (снизу)

В таблице ниже приведены количества событий, удовлетворяющих указанным выше критериям в электронном и мюонном каналах, а также дана оценка вкладов фоновых источников.

	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$Z/\gamma^* \to \mu \mu$
Two reconstructed leptons within fiducial volume	13649239	18162641
Electroweak background $(Z \rightarrow \tau \tau, WW, WZ, ZZ)$	40000 ± 2000	50000 ± 2500
Photon-induced background	2900 ± 140	4100 ± 200
Top-quark background	38000 ± 1900	45400 ± 2200
Multijet background	8500 ± 4900	1000 ± 200
Total background	89400 ± 5600	100500 ± 3300

На рисунке 2.9 представлены рассчитанные инвариантные массы и графики для псевдобыстроты в электронном и мюонном каналах. Полученные экспериментальные распределения находятся в хорошем согласии с модельными данными.



Рисунок 2.7 Распределения инвариантных масс и псевдобыстрот в электронном и мюонном каналах для чисел событий.

Измеренные сечения реакций с учетом статистических и систематических неопределенностей находятся в хорошем соответствии со значениями, измеренными ранее коллаборацией ATLAS [35] для обоих каналов. Результаты для двух различных лептонных каналов после учета эффективностей находятся в хорошем соответствии. Данные для поперечных сечений для электронного и мюонного каналов были совмещены с использованием χ^2 минимизации и в результате было получено общее значение сечения:

 $\sigma(pp \to Z \to ll) = 736.2 \pm 0.2$ (стат.) ± 6.4 (сист.) ± 14.7 (свт.) пб Уменьшение итогового значения погрешностей в сравнении с отдельными измерениями для электронного и мюонного каналов связано с некоррелированностью основных источников систематической погрешности лептонных каналов.

Channel	Measured cross-section $\times \mathcal{B}(Z/\gamma^* \to \ell\ell)$ (value \pm stat. \pm syst. \pm lumi.)	Predicted cross-section $\times \mathcal{B}(Z/\gamma^* \to \ell\ell)$ (value \pm PDF $\pm \alpha_S \pm$ scale \pm intrinsic)
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$738.3 \pm 0.2 \pm 7.7 \pm 15.5 \text{pb}$	
$Z/\gamma^* \to \mu\mu$	$731.7\pm0.2\pm11.3\pm15.3\text{pb}$	
$Z/\gamma^* \to \ell \ell$	$736.2 \pm 0.2 \pm 6.4 \pm 15.5 pb$	$703^{+19}_{-24} \stackrel{+6}{_{-8}} \stackrel{+4}{_{-6}} \stackrel{+5}{_{-5}} \text{pb} [72]$

Уточненное значение для комбинированного результата в будущем может быть использовано при уточнении массы W-бозонов. Полученные значения для поперечного импульса сравнивались с различными теоретическими моделями, так в области низких $p^{\ell\ell}$ наблюдалось хорошее соответствие экспериментальных данных и предсказаний Pythia8, калиброванных на данные при 7 ТэВ, а в области высоких поперечных импульсов наблюдается хорошее соответствие с теоретическими расчетами в NLO при и без учета параметров электрослабых поправок.

3. Открытые данные ATLAS

В 2014 году в ЦЕРН был запущен портал открытых данных Open Data Portal. Основная цель которого - предоставление доступа к части данных, полученных в экспериментах БАК, программной документации и готовых инструментов анализа данных в образовательных целях. Свои наборы данных есть у всех экспериментов, а в 2016 году ATLAS опубликовали свой первый открытый набор данных при 8 ТэВ.

Первая версия портала открытых данных содержала три основных В «Live **Events**» раздела. разделе содержалась информация 0 зафиксированных экспериментом ATLAS событиях в режиме реального времени или в записи, в зависимости от времени функционирования коллайдера. Кроме того, на портале имелась возможность провести анализ данных в упрощенном формате в режиме онлайн, в разделе «Web Analysis». В нем использовалась онлайн версия ROOT-browser с подробным разбором рождения пары топ кварков и разбирались основы работы с различными типами гистограмм, кроме того, была представлена трехмерная модель детектора ATLAS с описанием подсистем и свойств. Более подробно остановимся на разделе «Data & Tools». В нем пользователю доступны различные виртуальные машины под управлением операционной системы на базе Linux для установки на свой компьютер. В них содержатся полные наборы данных, полученные для протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс 8 ТэВ в 2012 году и соответствующие интегральной светимости 1 фб⁻¹. Для их анализа также использовался программный пакет ROOT, скрипты для анализа были написаны на языке Python.

ATLAS Набор открытых данных содержит не только рр-столкновений, зарегистрированные экспериментальные данные детектором ATLAS, модельными событиями, но И дополняется

27

соответствующими процессам стандартной модели и полученными методом Монте Карло. Модельные данные имеют тот же формат, что и экспериментальные, и необходимы для получения ожидаемых распределений исследуемых реакций и фоновых событий.

В 2019 году портал открытых дынных ATLAS претерпел серьезную модернизацию. Структура основных разделов не изменилась, на портале также можно провести онлайн анализ части данных в системе Jupyter или загрузить виртуальные машины с различными готовыми пакетами анализа в формате ROOT. Теперь для анализа доступны данные протон-протонных столкновений LHC 2016 года при энергии в системе центра масс 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости $10,06 \pm 0,37 \text{ ф}6^{-1}$. Новый набор соответствует самой высокой энергии протон-протонных данных столкновений, доступной на БАК, в 10 раз большую светимости, почти в 3 раза большему количеству модельных данных МС и в 7 раз большему числу данных доступных для изучения. В новой версии открытых данных имеется большее количество физических объектов (фотоны и тау-лептоны в дополнение к электронам и мюонам), модельные данные были также существенно расширены, например появились события с возбуждением гравитонов. Структура данных также изменилась, появились возможности для более глубокого анализа, а число переменных возросло с 50 до 90. Существенно возросший объем данных повысил объем дискового пространства виртуальных машин и вычислительную нагрузку, однако виртуальные машины нового поколения могут быть использованы в качестве сервера и запущены из браузера хост-машины, что уменьшает нагрузку. Таким образом, в процессе работы виртуальной машины используются распределенные вычисления. В качестве инструмента анализа также используется программное обеспечение ROOT и ряд написанных специально для обработки экспериментальных данных

скриптов на языке C++. На рисунке 3.1 приведены основные различия двух наборов данных.



Рисунок 3.1 Схематическое изображение основных различий старого и нового наборов ATLAS Open Data.

4. Анализ данных

В данной работе, на основании открытых данных ATLAS, анализируются события с рождением W и Z бозонов. Для анализа используются два набора открытых данных. Первый был получен в протонпротонных столкновениях LHC в 2016 году при энергии в системе центра масс 13 ТэВ и соответствует интегральной светимости 10,06 \pm 0,37 фб⁻¹. Второй набор данных был получен для протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс 8 ТэВ в 2012 году и соответствует интегральной светимости 1 фб⁻¹.

Для анализа данных использовались описанное выше программное обеспечение ROOT и скрипты на C++ и Python. Набор открытых данных ATLAS содержит не только экспериментальные данные pp-столкновений, зарегистрированные детектором ATLAS. Данные дополнены модельными событиями, соответствующими процессам стандартной модели и полученными методом Монте Карло. Эти модельные данные представлены в том же формате, что и экспериментальные, и используются для получения ожидаемых распределений исследуемых реакций и фоновых событий.

Оба набора данных прошли первичный отбор, который включал следующие критерии: в зарегистрированных событиях присутствовал по крайней мере один лептон, величина поперечного импульса которого удовлетворяла условию $p_T > 25$ ГэВ, кроме того, события должны не иметь фоновых струй, не связанных с первичной вершиной. Первичная вершина должна содержать 2 или более трека. Данные Монте Карло прошли аналогичный предварительный отбор.

4.1 События с образованием Z бозона.

Из распределения инвариантной массы двух лептонов были получены значения массы Z бозона при различных энергиях центра масс. События отбирались таким образом, чтобы инвариантная масса была близка к табличному значению массы Z бозона $m_Z = 91,1876 \ \Gamma_9B$: $|m_{ll} - m_Z| < 20$ ГэВ. В процессе было зарегистрировано по крайней мере два лептона одного аромата, но противоположных знаков с $p_T^l > 25 \ \Gamma_9B/c$. На рисунке 4.1 представлены соответствующие распределения.



Рисунок 4.1 Распределения инвариантной массы двух заряженных лептонов в событиях с распадом Z бозона на два электрона в pp-соударениях при 8 ТэВ (слева) и 13 ТэВ (справа).

Полученные значения находятся в хорошем соответствии табличными данными о массе Z бозона ($m_Z = 91, 1876 \ \Gamma_{9}B$) и соответствуют обсуждаемым выше результатам [3]. Фоновые события имеют малый вклад,





Рисунок 4.2 Распределения инвариантной массы двух заряженных лептонов в событиях с распадом Z бозона на два мюона в pp-соударениях при 8 ТэВ (справа) и 13 ТэВ (слева).

На графиках ниже представлены распределения по поперечному импульсу мюонов и электронов от распада Z бозона при различных энергиях pp соударений в системе центра масс. Из графиков для 8 ТэВ видно наличие максимума в распределении поперечных импульсов в области от 40 до 50 ГэВ, что соответствует половине массы Z бозона. При энергии 13 ТэВ максимум присутствует при тех же значениях поперечного импульса. Сравнение с данными MC позволяет установить хорошее соответствие модельных и экспериментальных распределений.



Рисунок 4.3 Распределения по поперечному импульсу электронов (слева) и мюонов (справа) от распада Z бозона в pp соударениях при 8 ТэВ.



Рисунок 4.4 Распределения по поперечному импульсу электронов (слева) и мюонов (справа) от распада Z бозона в pp соударениях при 8 ТэВ в логарифмическом масштабе.



Рисунок 4.5 Распределения по поперечному импульсу лептонов в pp-соударениях при 13 ТэВ и в логарифмическом масштабе (справа).

Из рисунков видно, что при энергии 13 ТэВ наблюдается лучшее согласие с модельными распределениями.

4.2 События с образованием W бозона.

Импульс налетающих частиц в плоскости поперечной оси столкновения пучка равен нулю, из закона сохранения импульса следует, что и импульс продуктов реакции в данной плоскости должен быть равен нулю. Любое отклонение суммарного значения от нулевого может являться следствием наличия стабильных недетектируемых частиц, например, нейтрино. Значения недостающей поперечной энергии могут быть применимы для анализа и в теориях, выходящих за рамки Стандартной модели, например при поиске темной материи или нейтралино,

Векторный бозон W[±] распадается на заряженный лептон и нейтрино. Нейтрино не регистрируется детектором и его характеристики определяются по величине недостающей поперечной энергии E_T^{miss} в событии. Величину E_T^{miss} можно определить как величину всей измеренной поперечной энергии в событии, взятой с противоположным вектором направления [36]:

$$E_T^{miss} = -\left(\sum_{i \in Muons} p_T^i + \sum_{i \in Elect.} p_T^i + \sum_{i \in photons} p_T^i + \sum_{i \in hadronic} p_T^i + \sum_{i \in jets} p_T^i\right)$$

Полученные распределения по недостающей поперечной энергии для событий с рождением W бозона при различных энергиях в системе центра масс представлены ниже:



Рисунок 4.6 Распределения по недостающей поперечной энергии в pp-соударениях в событиях с рождением W при 13 ТэВ и в логарифмическом масштабе (слева) и при 8 ТэВ (справа).

Для сравнения на рисунке 4.7 приведены аналогичные распределения для событий с рождением Z бозона при 8 ТэВ в электронном и мюонном каналах:



Рисунок 4.7 Распределения по недостающей поперечной энергии для событий с Z бозонами в pp-соударениях при 8 ТэВ и в логарифмическом масштабе в электронном канале (слева) и мюонном канале распада (справа).

Отметим, что при 13 ТэВ согласие спектров с модельными расчетами лучше, чем при 8 ТэВ. Распределения по недостающей поперечной энергии в событиях с Z бозонами, в отличие от событий с W, практически обрываются при значении 140 ГэВ.

Величина недостающей поперечной энергии в событиях с W бозонами превышает соответствующее значение в событиях с Z, что обусловлено присутствием нейтрино в конечном спектре. Поэтому для событий с распадом W[±] бозонов вводится дополнительное ограничение на величину недостающей поперечной энергии в первичном отборе: $E_T^{miss} > 30$ ГэВ. Кроме того, по крайней мере один из лептонов в событии имеет поперечный импульс $p_T^l > 25$ ГэВ/с. Для анализа использовались лептоны и адронные струи в интервале по псевдобыстроте $|\eta| < 2.5$. Ниже приведены распределения по поперечному импульсу заряженных лептонов от распадов W бозонов в pp-соударениях для разных наборов данных.



Рисунок 4.8 Распределения по поперечному импульсу в pp-соударениях для электронов (слева) и мюонов справа, от распадов W бозона при 8 ТэВ.



Рисунок 4.9 Распределения по поперечному импульсу в pp-соударениях для электронов (слева) и мюонов справа, от распадов W бозона при 8 ТэВ в логарифмическом масштабе.



Рисунок 4.10 Распределения по поперечному импульсу лептонов в pp-соударениях от распадов W бозона при 13 ТэВ и в логарифмическом масштабе (справа).

Выполненное сравнение кинематических распределений, полученных путем отбора событий в экспериментальных данных и в моделированных событиях для процессов СМ, дающих вклад в фон, показало отсутствие статистически значимых отклонений экспериментальных данных от теоретических предсказаний.

5 Сравнение данных при двух энергиях рр взаимодействий

5.1 События с рождением Z бозона

Отдельно в ходе данной работы проводилось сравнение результатов полученных при 8 и 13 ТэВ. Для событий с рождением Z бозона были получены следующие распределения по поперечному импульсу лептонов:



Рисунок 5.1 Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов при различных энергиях pp-соударений. Красным обозначены события при 13 ТэВ черным - при 8 ТэВ.



Рисунок 5.2 Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов при различных энергиях pp-соударений в логарифмическом масштабе. Красным обозначены события при 13 ТэВ черным - при 8 ТэВ.

Отсутствие данных в области < 25 ГэВ обусловлено критериями отбора данных. Максимумы распределений лежат в интервале 40-45 ГэВ для наборов данных при энергии в системе центра масс 8 ТэВ и 13 ТэВ, что близко к половине массы Z бозона. Распределения подобны, но заметно относительное увеличение вклада событий при больших р_т для 13 ТэВ.

Сравнение распределений массы Z бозона как инвариантной массы пары лептонов с противоположными знаками электрического заряда представлено на графике ниже (рис.5.3):



Рисунок 5.3 Сравнение распределений инвариантной массы двух заряженных лептонов в событиях с распадом Z бозона 8 ТэВ (черный) и 13 ТэВ (красный). Данные аппроксимированы функцией Гаусса (13 ТэВ – синий, 8 ТэВ – зеленый).

В результате аппроксимации распределений функцией Гаусса в области пиков были получены значения $m_Z = 90,648 \pm 0,019$ ГэВ для 13 ТэВ и 90,708 ± 0,009 для 8 ТэВ при коэффициенте детерминации свыше 0,98 (определенного как единица минус доля дисперсии, не соответствующей распределению) для обоих наборов данных. Полученные значения близки к значению массы в таблице мировых данных (PDG 2020): 91,1876 ± 0,0021.

5.2 События с рождением W бозона

Аналогичное сравнение проводилось и для анализа W бозонов. Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов приведено на графиках ниже на рис. 5.4 и 5.5:



Рисунок 5.4 Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов при различных энергиях pp-соударений. Красным обозначены события при 13 ТэВ черным - при 8 ТэВ.



Рисунок 5.5 Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов при различных энергиях pp-соударений в логарифмическом масштабе. Красным обозначены события при 13 ТэВ черным - при 8 ТэВ.

Данные прошли аналогичный отбор. Представленные распределения находятся в хорошем согласии между собой и распределениями, представленными ранее. Аналогично с событиями с распадом Z бозонов, при 13 ТэВ увеличивается доля событий при больших p_{T} . Однако в отличие от распадов Z, в области малых импульсов: $P_{T}^{l} < 45$ ГэВ максимум при 13 ТэВ «размыт», особенно это видно при малом шаге гистограммы. Возможная причина – влияние процессов образования W бозона за счет распада t-кварков. В связи с этим дополнительно были построены



Рисунок 5.6 Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов в событиях с рождением t-кварков: абсолютные значения – слева и в логарифмическом масштабе - справа.



Рисунок 5.7 Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов в tt -канале абсолютные значения – слева и в логарифмическом масштабе - справа.

аналогичные распределения данных Монте-Карло для событий с рождением t-кварков (рисунок 5.6).

Аналогичные распределения были построены и для данных Монте-Карло в $t\bar{t}$ канале (рисунок 5.7). Соответствующие распределения в абсолютной и логарифмической шкалах представлены выше. В них распределения лептонов более гладкие в области максимумов, чем при 8 и 13 ТэВ в инклюзивном спектре (рис. 5.4 и 5.5). Таким образом, причиной «размывания» максимума при 13 ТэВ является увеличение доли событий с рождением W от распада t кварков. В этом канале рождения очевидно наличие большего поперечного импульса W, что при его распаде приводит к «размытию» максимума спектра лептонов.

Кроме того, было построено сравнение распределений по недостающей поперечной энергии без разделения по каналам:



Рисунок 5.8 Сравнение распределений по недостающей поперечной энергии для событий с распадом W бозона (слева) и Z бозона (справа). Красным обозначены события при 13 ТэВ черным - при 8 ТэВ.



Рисунок 5.9 Сравнение распределений по недостающей поперечной энергии для событий с распадом W бозона (слева) и Z бозона (справа) в логарифмическом масштабе. Красным обозначены события при 13 ТэВ черным - при 8 ТэВ.

Для сравнения справа приведено аналогичное распределение для данных, полученных из анализа событий с Z бозоном. Отсутствие данных в области менее 30 ГэВ обусловлено критериями отбора. Существенное различие спектров в области больших значений энергии обусловлено наличием недетектируемого нейтрино в спектре распада W бозона.



Рисунок 5.10 Сравнение распределений по недостающей поперечной энергии при равной энергии в системе центра масс для событий с распадом W бозона и Z бозона в логарифмическом масштабе. Красным обозначены события с W черным - с Z.

Изменение спектров недостающей поперечной энергии в событиях с Z и W для двух энергий pp взаимодействий показано на puc.5.10. Даже в области

перекрытия спектров до 150 ГэВ распределения в событиях с Z и W выглядят по-разному, различие больше при 13 ТэВ.

5.3 Распределения по поперечной массе

Дополнительно проводилось сравнение распределений поперечной массы W бозона, рассчитанной по формуле:

$$m_T^w = \sqrt{2p_T^l E_T^{miss} (1 - \cos(\Delta \varphi(p_T^l, E_T^{miss})))}$$

Соответствующие графики представлены на рисунке 5.11:



Рисунок 5.11 Сравнение распределений поперечной массы m_T^w 8 ТэВ (черный) и 13 ТэВ (красный). Данные аппроксимированы функцией Гаусса (13 ТэВ – синий, 8 ТэВ – зеленый).

Общий вид распределений согласуется между собой и с распределениями представленными ранее, однако имеет существенное отличие в области значений < 50 ГэВ. Это обусловлено отсутствием учета вклада КХД событий, особенно существенных в области низких значений.

Аппроксимация данных функцией Гаусса позволяет получить следующие значения максимумов распределений: 72,289 ± 0,026 для 8 ТэВ и 74,128 ± 0,046 для набора данных при 13 ТэВ. Величина поперечной массы практически всегда меньше фактического значения массы и может быть использована для расчета последнего методом шаблонов.

5.4 Сравнение спектров лептонов

Сравнение распределений по поперечному импульсу лептонов для событий с рождением W и Z бозонов при различных энергиях в системе центра масс приведено ниже на рис.5.12:



Рисунок 5.12 Сравнение распределений по поперечному импульсу в событиях с W и Z бозонами. Для 13 ТэВ слева и 8 ТэВ – справа. Красным обозначены события с W бозонами

Видно, что спектры лептонов больше различаются при 8 ТэВ, чем при 13 ТэВ. Отличия есть как при больших, так и малых р_т. Заметно некоторое сглаживание максимума в спектре для Z бозонов при 13 ТэВ. Возможная причина – присутствие большего собственного р_т для Z бозонов.

6. Зарядовая асимметрия лептонов от распада W

В ходе работы была изучена зарядовая асимметрия, проявляющаяся в превышении числа событий с W^+ над событиями с W^- . Эта особенность возникает из-за положительного заряда протона, обусловленного и кварками в его составе [37], и проявляется как в событиях, зарегистрированных при энергии центра масс pp взаимодействий-8 ТэВ:

$$\frac{N^{W+}}{N^{W-}} = 1,359 \pm 0,001$$

Так и в наборе данных 2016 года при 13 ТэВ:

$$\frac{N^{W+}}{N^{W-}} = 1,298 \pm 0,001$$

Для приведенных значений отношений указаны статистические погрешности. Видно, что превышение количества W⁺ бозонов уменьшается с ростом энергии протонных соударений. Этот результат согласуется с опубликованными результатами эксперимента ATLAS [38,39].

Зарядовая асимметрия несет информацию о структурной функции протона и является одной из важнейших характеристик для исследования в различных типах ускорителей. Величину зарядовой асимметрии лептонов в зависимости от псевдобыстроты можно вычислить по формуле:

$$N(\eta) = \frac{N_{+} - N_{-}}{N_{+} + N_{-}}$$

Здесь N₊ число положительно заряженных лептонов (электронов или мюонов), N₋ число отрицательно заряженных.

В ходе работы сравнивались распределения для 8 и 13 ТэВ в мюонном и электронном каналах и суммарные значения асимметрии, полученные без разделения по типу лептона в зависимости от значения модуля псевдобыстроты. Из-за заряда протона на всем спектре значение асимметрии положительна. На рисунке 6.1 представлены полученные распределения:



Рисунок 6.1 Сравнение зарядовой асимметрии в зависимости от модуля псевдобыстроты для различных энергий в системе центра масс 8 *ТэВ* (оранжевый) и 13 *ТэВ* (синий). Слева распределения полученные в мюонном канале справа – в электронном.



Рисунок 6.2 Сравнение зарядовой асимметрии в зависимости от модуля псевдобыстроты для различных энергий в системе центра масс 8 *ТэВ* (оранжевый) и 13 *ТэВ* (синий). Суммарные значения без разделения по типу лептонов

Значения погрешностей малы и не видны в данном масштабе. Общий вид зависимостей совпадает, в области больших значений модуля псевдобыстрот наблюдается некоторое проседание спектров в мюонном

канале и общей асимметрии без разделения на каналы. Заметно, что с ростом энергии протонных соударений величина асимметрии уменьшается. Это подтверждается данными опубликованными коллаборацией ATLAS.

Заключение

В данной работе на основании открытых данных эксперимента ATLAS был проведен анализ кинематических характеристик лептонов в распадах W и Z бозонов. Выполнено сравнение распределений, полученных путем отбора событий в экспериментальных данных и в моделированных событиях. Проведено сравнение результатов с опубликованными данными эксперимента ATLAS.

Рассчитаны значения инвариантной массы Z бозона при различных энергиях в системе центра масс: $m_Z = 90,648 \pm 0,019$ ГэВ для 13 ТэВ и 90,708 $\pm 0,009$ для 8 ТэВ. Полученные значения близки к значению массы в таблице суммарных данных PDG 2020: 91,1876 $\pm 0,0021$.

Найдены значения поперечной массы W бозона: 72,289 ± 0,026 для 8 ТэВ и 74,128 ± 0,046 для набора данных при 13 ТэВ. Полученные значения находятся в хорошем соответствии с опубликованными результатами и не превышают значение массы W бозона.

Кроме того, на основании данных моделирования были изучены распределения поперечного импульса лептонов в событиях с W бозоном, образованных от распада t-кварков при энергии 8 и 13 ТэВ. Полученные распределения объясняют выявленные «размывания» максимумов поперечных импульсов.

В ходе выполнения данной работы были получены навыки обработки и анализа данных в программном пакете Root с использованием распределенных вычислений, приобретен опыт работы с модельными событиями.

50

Список литературы

1. http://nuclphys.sinp.msu.ru/zbozon/z1.htm

2. https://atlas.cern/about

3. Aaboud M. et al. Measurement of the W-boson mass in pp collisions at \$ (s)= 7\, box {TeV} \$ s= 7 TeV with the ATLAS detector //The European Physical Journal C. - 2018. - T. 78. - No. 2. - C. 1-61.

4. Aad G., Buonocore L. Performance of the ATLAS muon triggers in Run 2 //Journal of Instrumentation. $-2020. - T. 15. - N_{\odot}. 9.$

5. ATLAS collaboration et al. Operation of the ATLAS trigger system in Run 2 //Journal of Instrumentation. $-2020. - T. 15. - N_{\odot}. 10. - C. P10004.$

6. Aad G. et al. arXiv: Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2\$ pp \$ collision data set at s = 13 TeV. – 2020. – No. CERN Preprint ID: CERN-EP-2020-199.

7. M. Awramik, M. Czakon, A. Freitas, G.Weiglein, Precise prediction for the W boson mass in the standard model. Phys. Rev. D 69, 053006 (2004).

8. A. Sirlin, Radiative corrections in the SU(2)L \times U(1) theory: a simple renormalization framework. Phys. Rev. D 22, 971–981 (1980)

9. S. D. Drell, T.-M. Yan, Massive lepton pair production in hadronhadron collisions at high-energies. Phys. Rev. Lett. 25, 316-320 (1970) [Erratum: Phys. Rev. Lett. 25, 902(1970)]

10. S. Schael et al., Precision electroweak measurements on the Z resonance.Phys. Rept. 427, 257–454 (2006)

11. M. Krasny, F. Dydak, F. Fayette, W. Placzek, A. Siodmok, $MW \le 10 MeV/c2$ at the LHC: a forlorn hope?. Eur. Phys. J. C 69, 379–397 (2010)

12. Aaboud M. et al. Search for dark matter and other new phenomena in events with an energetic jet and large missing transverse momentum using the ATLAS detector //Journal of High Energy Physics. -2018. - T. 2018. - No. 1. - C. 1-53.

13. ATLAS C. et al. Measurement of the transverse momentum distribution of W bosons in pp collisions at \sqrt{s} = 7 TeV with the ATLAS detector //Physical review. D-particles, fields, gravitation, and cosmology. – 2012. – T. 85. – No. 1. – C. 12005.

14. Aad G. et al. Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at \$ at \$ at \$ at \$ and \$ and \$ and \$ and \$ are the ATLAS detector //Journal of High Energy Physics. – 2014. – T. 2014. – No. 9. – C. 145.

15. Alconada Verzini M. J. et al. Measurement of the transverse momentum and $\phi * \eta$ distributions of Drell–Yan lepton pairs in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector //The European Physical Journal C. – 2016. – T. 76.

16. Sirunyan A. M. et al. Measurement of inclusive and differential Higgs boson production cross sections in the diphoton decay channel in proton-proton collisions at \$ at \$ at \$ and and \$ and \$ and \$ and \$ and and \$ and

17. CMS collaboration et al. Measurements of differential Z boson production cross sections in proton-proton collisions at s = 13 TeV //arXiv preprint arXiv:1909.04133. – 2019.

18. Chatrchyan S. et al. Measurement of the rapidity and transverse momentum distributions of Z bosons in p p collisions at (s)= 7 TeV //Physical Review D. – 2012. – T. 85. – No. 3. – C. 032002.

19. Aaij R. et al. Measurement of forward W and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ at \$ at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ at \$ and Z boson production in association with jets in proton-proton collisions at \$ at \$.

20. LHCb Collaboration et al. Measurement of the forward Z boson production cross-section in pp collisions at \sqrt{s} = 13 TeV //Journal of High Energy Physics. – 2016. – T. 2016. – No. 9. – C. 136.

21. Aaltonen T. et al. Transverse momentum cross section of $e^+ e^-$ pairs in the Z-boson region from p p⁻ collisions at s= 1.96 TeV //Physical Review D. - 2012. - T. 86. - No. 5. - C. 052010.

22. Abazov V. M. et al. Precise Study of the Z/γ^* Boson Transverse Momentum Distribution in p p⁻Collisions Using a Novel Technique //Physical review letters. $-2011. - T. 106. - N_{\odot}. 12. - C. 122001.$

23. Aad G. et al. Measurement of the transverse momentum distribution of Drell– Yan lepton pairs in proton–proton collisions at \$ (s]= 13\, \$ s= 13 TeV with the ATLAS detector //The European Physical Journal C. – 2020. – T. 80. – N 7. – C. 1-28.

24. Catani S. et al. Vector boson production at hadron colliders: transversemomentum resummation and leptonic decay //Journal of High Energy Physics. – $2015. - T. 2015. - N_{\odot}. 12. - C. 1-47.$

25. Melnikov K., Petriello F. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through O (α s 2) //Physical Review D. – 2006. – T. 74. – No. 11. – C. 114017.

26. Li Y., Petriello F. Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in the framework of the FEWZ simulation code //Physical Review D. $-2012. - T. 86. - N_{\odot}. 9. - C. 094034.$

27. Denner A. et al. Electroweak corrections to dilepton+ jet production at hadron colliders //Journal of High Energy Physics. $-2011. - T. 2011. - N_{\odot}. 6. - C. 69.$

28. Sjöstrand T. et al. An introduction to PYTHIA 8.2 //Computer physics communications. – 2015. – T. 191. – C. 159-177.

29. Collaboration A. Performance of the ATLAS trigger system in 2015 //Eur. Phys. J. C. – 2017. – T. 77. – C. 317.

31. ATLAS Collaboration, Electron reconstruction and identification

in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton– proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV. Eur. Phys. J. C 79, 639 (2019).

32. ATLAS Collaboration, Performance of electron and photon triggers

in ATLAS during LHC Run 2 (2019)

33. Collaboration A. Performance of electron and photon triggers in ATLAS during LHC Run 2 //Eur. Phys. J. C. -2020. - T. 80. - C. 47.

34. Aad G. et al. Muon recontruction performance of the ATLAS detector in proton–proton colliion data at \$ (\$ = 13 TeV //The European Physical Journal C. – 2016. – T. 76. – No. 5. – C. 292.

35. ATLAS collaboration et al. Measurements of top-quark pair to Z-boson crosssection ratios at \sqrt{s} = 13, 8, 7 TeV with the ATLAS detector //Journal of High Energy Physics. – 2017. – T. 2017. – No. 2. – C. 117.

36. Характеристики событий соударений протонов в открытых данных эксперимента ATLAS / И. О. Волков, И. С. Дьячков, Л. Н. Смирнова и др. // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.. — 2019., № 2.

37. Рождение тяжелых векторных бозонов в pp соударениях в эксперименте ATLAS / А. А. Короткова // Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.. — 2020., №
2.

38. ATLAS C. et al. Measurement of W±and Z-boson production cross sections in pp collisions at \sqrt{s} = 13 TeV with the ATLAS detector //Physics letters. B. – 2016. – T. 759. – C. 601-621.

39. ATLAS Collaboration // Eur. Phys. J. C. 2018. 77. P. 367.