

на правах рукописи



Малеев Виктор Петрович

**Поиск тяжёлых нейтральных бозонов, распадающихся на
электрон и позитрон, в эксперименте ATLAS**

Специальность 01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург — 2017

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт».

Научный руководитель: **Федин Олег Львович**,
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник руководитель Отделения физики высоких энергий ФГБУ «Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова» Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

Официальные оппоненты : **Кондратьев Валерий Петрович**,
доктор физико-математических наук, старший научный сотрудник, профессор кафедры ядерно-физических методов исследования ФГБОУ ВО «Санкт-Петербургский государственный университет»;
Шматов Сергей Владимирович,
кандидат физико-математических наук, начальник сектора Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт ядерных исследований РАН».

Защита состоится 29 ноября 2017 г. в 16:00 на заседании диссертационного совета Д 212.229.29 при ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» по адресу: 195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 29, главное здание, ауд. 118.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке ФГАОУ ВО «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого» и на сайте <http://www.spbstu.ru>.

Автореферат разослан « » октября 2017 года.

Ученый секретарь диссертационного совета Д 212.229.29, к. ф.-м. н., доцент



Ермакова Н. Ю.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.

Данная диссертационная работа посвящена поиску тяжёлых нейтральных бозонов, распадающихся на электрон-позитронные пары, в эксперименте ATLAS на Большом адронном коллайдере (англ., Large Hadron Collider, LHC).

Актуальность темы. На протяжении многих лет Стандартная модель (СМ) элементарных частиц и взаимодействий, основанная на группах симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, успешно описывает большинство экспериментальных данных. Настоящим триумфом СМ стало недавнее обнаружение бозона Хиггса в экспериментах ATLAS [1] и CMS [2] на ускорителе LHC в CERN. Однако существует значительное число экспериментально подтверждённых фактов, относящихся, в частности, к строению и эволюции Вселенной, свидетельствующих о существовании «новой физики» за пределами СМ [3], к которым можно отнести:

- наличие не барионной тёмной материи во Вселенной, существование которой подтверждается астрофизическими наблюдениями;
- экспериментально зарегистрированное существование космических лучей сверхвысоких $\sim 3 \times 10^{19}$ эВ энергий;
- существование барионной асимметрии во Вселенной;
- расширение Вселенной.

Помимо перечисленных «внешних» проблем СМ, существуют «внутренние» [4]:

- СМ не включает гравитационное взаимодействие;
- в СМ постулируется закон сохранения лептонного числа, который, как теперь известно после открытия осцилляций нейтрино, нарушается [5];
- каждому из известных взаимодействий соответствует характерный энергетический масштаб. Для сильного взаимодействия этот масштаб определяется массой адронов, состоящих из лёгких кварков, т. е. $\Lambda_{QCD} \sim 200$ МэВ. Масштаб электрослабого взаимодействия определяется вакуумным средним поля Хиггса $v \approx 246$ ГэВ. Масштаб, на котором гравитационное взаимодействие становится сильным, задаётся массой Планка $M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ. Проблема калибровочной иерархии состоит в несоответствии этих характерных масштабов —

$$(\Lambda_{QCD}, v) \ll M_{Pl};$$

- проблема иерархии фермионных масс [6], которая никак не объясняется СМ, состоит в том, что массы трёх поколений фермионов сильно отличаются, в то время как все остальные их свойства одинаковы.

Для решения проблем СМ разрабатываются модели с привлечением дополнительных пространственных измерений или новых взаимодействий. Практически все такие модели предсказывают существование новых частиц, которые могут распадаться на лептонные пары.

Цели и задачи. Цель исследований, на которых основана данная работа, состояла в экспериментальном обнаружении распадов тяжёлых нейтральных бозонов на электрон-позитронную пару в данных, накопленных детектором ATLAS в 2012 г. при столкновении протонов с энергией в системе центра масс (с. ц. м.) $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на ускорителе LHC. Поиск осуществлялся путём сравнения распределений экспериментальных данных по инвариантной массе электрон-позитронной пары с предсказаниями СМ. В случае обнаружения нового диэлектронного резонанса предполагалось измерить его массу и сечение рождения, а также, если набранная статистика позволит, сопоставить свойства нового бозона с одной из теоретических моделей, предсказывающих существование таких частиц. В случае необнаружения событий распадов новых нейтральных бозонов на электрон-позитронную пару, цель работы состояла в определении экспериментальных ограничений на такие параметры, как масса и сечение рождения нового нейтрального бозона в протон-протонных столкновениях для некоторых теоретических моделей.

В соответствии с целью исследования были поставлены и решены следующие задачи:

- рассмотрены теоретические модели, предсказывающие существование новых нейтральных бозонов, регистрация которых возможна в диэлектронном канале экспериментом ATLAS в протон-протонных столкновениях;
- разработаны методы реконструкции и идентификации высокоэнергетичных электронов, которые были оптимизированы для получения максимальной эффективности регистрации при максимально возможном подавлении фона;
- исследованы свойства основных фоновых процессов, предсказываемых СМ;
- разработаны и оптимизированы критерии отбора событий для наибольшего подавления фоновых событий от известных фоновых процессов при

наибольшей эффективности регистрации событий от распада предсказываемых тяжёлых бозонов;

- создано программное обеспечение для отбора и анализа данных эксперимента ATLAS в диэлектронном канале;
- обработаны экспериментальные данные, полученные в протон-протонных столкновениях с энергией в с. ц. м. $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, набранные экспериментом ATLAS в 2012 г. и соответствующие интегральной светимости 20.3 фбн^{-1} . Проведено сравнение экспериментальных данных с предсказанием СМ;
- проанализированы источники и выполнены оценки систематических ошибок при моделировании процессов СМ;
- выполнен статистический анализ совместимости экспериментальных данных с предсказанием СМ;
- при отсутствии зарегистрированного сигнала от распада тяжёлых нейтральных бозонов получены ограничения на массу и сечение рождения таких частиц для некоторых моделей.

Научная новизна. В период работы коллайдера ЛНС в 2012 г. были достигнуты рекордные характеристики — максимальная светимость достигала $8 \cdot 10^{33} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ при энергии протон-протонных столкновений в с. ц. м. $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Это обеспечило уникальные возможности прямого поиска нейтральных бозонов в диапазоне масс > 1 ТэВ с сечениями рождения порядка $\mathcal{O}(0.1 \text{ фбн}^{-1})$, недостижимыми на ускорителях предыдущих поколений. В свою очередь это потребовало развития методов реконструкции и идентификации высокоэнергетичных электронов с поперечными импульсами $p_T > 100$ ГэВ.

В результате работы получены наилучшие на тот момент ограничения на массы и сечения рождения нейтральных бозонов для некоторых теоретических моделей.

Значимость работы. Научная значимость работы заключается в том, что в отсутствие зарегистрированных распадов новых тяжёлых бозонов, полученные ограничения на массу и сечение рождения таких частиц могут послужить основанием для пересмотра теоретических моделей, призванных решить проблемы СМ. Например, существование гравитона модели Рандалл — Сандрума [7] может быть полностью исключено в 2018 г., когда детектором ATLAS будет накоплено $\sim 70 \text{ фбн}^{-1}$ данных.

С практической точки зрения разработанные методы регистрации высоко-

энергетичных электронов, отработанные методики коррекции моделированных событий с учётом экспериментальных данных, разработанные способы вычисления масс-зависимых коэффициентов для учёта квантово-хромодинамических (КХД) и электрослабых поправок высших порядков, разработанное программное обеспечение для отбора и анализа данных, зарегистрированных детектором ATLAS могут быть использованы в дальнейшем для анализа данных эксперимента ATLAS.

Положения, выносимые на защиту.

1. Методика реконструкции и идентификации высокоэнергетичных электронов с помощью детектора ATLAS.
2. Оптимизированная процедура отбора событий с двумя электронами в конечном состоянии для получения максимальной эффективности регистрации гипотетического сигнала от распада тяжёлых бозонов при максимальном подавлении фона событий SM.
3. Методика учёта неточностей в моделировании фоновых процессов введением масштабных коэффициентов.
4. Оценка вклада струйных событий из экспериментальных данных.
5. Методика учёта систематических ошибок и оценка их вклада в распределение событий по инвариантной массе электрон-позитронной пары.
6. Проведение сравнительного анализа моделированных событий и экспериментальных данных с целью проверки их согласия.
7. Установление ограничений на массы тяжёлых нейтральных бозонов и сечения их рождения в протон-протонных столкновениях для нескольких моделей таких резонансов.

Апробация результатов. Полученные в данной работе результаты неоднократно докладывались автором на научных семинарах Отделения физики высоких энергий НИЦ КИ - ПИЯФ, на рабочих совещаниях коллаборации ATLAS и на совещании российских институтов, участвующих в коллаборации ATLAS (ОИЯИ, Дубна, 2013 г.), а также на следующих международных конференциях: International Conference on Particle Physics (Стамбул, Турция, 2008 г.); The XIX International Workshop «High Energy Physics and Quantum Field Theory» (Москва, 2010 г.); International Moscow Phenomenology Workshop (Москва, 2013 г.); The Third Annual Large Hadron Collider Physics (LHCP2015) Conference (Санкт-Петербург, 2015 г.); «(Re)interpreting the results of new physics searches at the LHC» (ЦЕРН, Женева, 2016 г.).

Личный вклад автора в выполнение данной работы является определяющим. Представленные результаты получены либо самим автором, либо при его непосредственном участии.

Публикации. Представленные в работе методы и результаты исследований опубликованы в 6 печатных работах, 5 из которых — в журналах, индексируемых в базах данных Scopus и Web of Science.

Структура и объём работы. Представленная диссертация состоит из введения, восьми глав и заключения. Работа изложена на 121 странице и включает 11 таблиц и 70 рисунков.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ.

Во введении обсуждаются цели исследований, их актуальность, практическая и научная ценность, а также кратко описывается стратегия поиска новых нейтральных бозонов в эксперименте ATLAS.

В первой главе представлены некоторые теоретические модели, направленные на решение проблем СМ, в которых возникают тяжёлые резонансные частицы, распадающиеся на электрон и позитрон. Во многих моделях возникают один или несколько дополнительных нейтральных калибровочных бозонов, имеющих общее название Z' [8].

Простейшая модель, в которой рассматривается дополнительный нейтральный бозон, — Sequential Standard Model (SSM). Эта модель является тривиальным расширением СМ и не имеет под собой какого-либо серьёзного физического обоснования. Нейтральный бозон в этой модели (Z'_{SSM}) обладает точно такими же свойствами, что и Z -бозон СМ, за исключением массы. SSM-модель используется в качестве реперной модели Z' , позволяющей легко сравнивать результаты различных экспериментов по поиску тяжёлых нейтральных бозонов.

Наиболее теоретически проработанными являются модели [9], включающие калибровочную группу E_6 , призванные, в частности, решить проблему «Великого объединения» — объединения электрослабого и сильного взаимодействий. При этом нарушение E_6 -симметрии приводит к возникновению дополнительных нейтральных калибровочных бозонов:

$$E_6 \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi, \quad (1)$$

где $SU(5)$ содержит калибровочные группы СМ $SU(3)_C \times SU(2)_L \times SU(1)_Y$.

Если в теории есть только один дополнительный калибровочный бозон, то он должен быть линейной комбинацией Z_χ и Z_ψ . т. е.

$$Z'(\theta) = Z_\chi \sin \theta + Z_\psi \cos \theta, \quad (2)$$

где θ — угол смешивания.

Другой интересной попыткой решения проблемы иерархии является модель с введением дублета векторных бозонов (Z^*, W^*) [10] с массами вблизи электрослабой шкалы, что делает их поиск доступным на ЛНС. Предполагается, что взаимодействие этих бозонов с фермионами СМ имеет вид

$$\mathcal{L}_{NC}^* = \frac{g}{2\sqrt{2}M} (\bar{l}\sigma^{\mu\nu}l + \bar{d}\sigma^{\mu\nu}d)(\partial_\mu Z'_\nu - \partial_\nu Z'_\mu), \quad (3)$$

что приводит к существенным отличиям кинематических распределений от аналогичных для Z'_{SSM} и Z'_{E_6} . Также, из-за множителя $1/M$, такое взаимодействие подавлено при низких энергиях.

Альтернативные решения проблемы иерархии с одновременным включением гравитации предлагаются моделями, которые рассматривают дополнительные размерности пространства, в которых действуют гравитационные силы. Одна из таких моделей — модель Randall-Sundrum (RS) предполагает существование пятимерного пространства, в котором наше пространство-время «скручено» вокруг пятого измерения. Взаимодействия СМ в этом случае локализованы на инфракрасной бране (т. е. внутри четырёхмерного пространства-времени), где гравитация экспоненциально подавлена относительно остальных взаимодействий, а гравитация распространяется вглубь пятого измерения до ультрафиолетовой (планковской) браны, где она становится относительно сильным взаимодействием. RS-модель предсказывает существование возбуждённых состояний гравитона — кванта гравитационного поля. Легчайшее возбуждённое состояние гравитона называется G^* . Его взаимодействие с частицами СМ не так сильно подавлено уменьшенной планковской массой $\overline{M_{Pl}} = M_{Pl}/\sqrt{8\pi}$ как взаимодействие безмассовой нулевой моды, ассоциируемой с силой гравитационного взаимодействия. RS гравитон G^* — бозон со спином 2, который может распадаться на пару лептонов с константой связи $k/\overline{M_{Pl}}$, где k — параметр определяющий кривизну дополнительного измерения.

Помимо уже перечисленных, существует множество моделей расширения

СМ, предсказывающих существование тяжёлых частиц, распадающихся на пару лептонов, таких как модели дополнительных размерностей, например Калуцы - Кляйна, или модели техницвета.

Также в первой главе описаны существующие экспериментальные ограничения на массу тяжёлых резонансов распадающихся на электрон-позитронную пару, полученные в предшествующих экспериментах.

Наиболее широко представлены результаты по поиску тяжёлых калибровочных бозонов Z' . Полученные ограничения на существование Z' -бозона вытекающие из анализа экспериментальных данных делятся на два типа: прямые и косвенные.

Косвенные ограничения получаются из анализа прецизионных измерений Z -пика, а также из измерения спектров как ниже Z -пика, так и выше него по энергии. Такие измерения чувствительны как к самому существованию Z' -бозона, так и к смешиванию $Z - Z'$. Результаты полученные LEPWWG (LEP ElectroWeak Working Group) из анализа данных LEP II (CERN) и SLD (Standfort, USA) дают ограничение на угол смешивания $Z - Z'$ $|\phi| \leq 10^{-3}$. Анализ измеренных на LEP II спектров выше Z -пика даёт следующие ограничения на массы Z' -бозона: $M_{Z_{SSM}} > 1787$ ГэВ, $M_{Z_\chi} > 673$ ГэВ, $M_{Z_{psi}} > 481$ ГэВ. В эксперименте E-158 (Fermilab, USA), проводившем прецизионные измерения рассеяния поляризованных частиц, получено ограничение $M_{Z_\chi} > 960$ ГэВ. Измерения нарушения чётности в тяжёлых ядрах (Atomic Parity Violation, APV) дают ограничение на существование Z' -бозона $M_{Z_\chi} > 1050$ ГэВ.

Результаты предыдущих экспериментов по прямому поиску Z' -бозона суммированы в таблице 1.

Таблица 1: Ограничения на массу Z'_{SSM} -бозона, полученные в предыдущих экспериментах, на 95% уровне достоверности

Experiment	CDF	D0	ATLAS	CMS
$M_{Z'}^{limit}$ (ТэВ)	0.97	1.02	2.22	2.33

Поиск Z^* -бозона в других экспериментах не осуществлялся.

Во второй главе приведено описание детектора ATLAS [11], который состоит из внутреннего детектора, электромагнитного и адронного калориметров, отвечающих за измерение энергии частиц, а также мюонного спектро-

метра, обеспечивающего измерение импульса мюонов. Внутренний детектор (ВД), отвечающий за реконструкцию треков заряженных частиц в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.45$, состоит из прецизионных полупроводниковых пиксельного и стрипового детекторов и трекового детектора переходного излучения на основе дрейфовых трубок, покрывающего диапазон псевдобыстрот до $|\eta| < 2.0$. Внутренний детектор помещён внутрь сверхпроводящего соленоида, обеспечивающего магнитное поле напряжённостью 2 Тл, направленное вдоль оси пучка, и окружён калориметром, обеспечивающим трёхмерную реконструкцию электромагнитных и адронных ливней вплоть до $|\eta| < 4.9$. В электромагнитном калориметре использована жидкоаргоновая технология. В адронном калориметре используется пластиковый сцинтиллятор в центральной части (до $|\eta| < 1.7$) и жидкоаргоновая технология для $|\eta| > 1.5$. Часть электромагнитного калориметра, перекрывающаяся с внутренним детектором ($|\eta| < 2.5$), имеет высокую гранулярность для обеспечения эффективной идентификации электронов. Вокруг калориметра расположен сверхпроводящий воздушный тороид, внутри поля которого расположен магнитный спектрометр. Прецизионные измерения мюонных треков обеспечиваются тремя станциями дрейфовых трубок и катодными стриповыми камерами в области высокой загрузки. Для триггерирования мюонов используются резистивные камеры в центральной части мюонного спектрометра и так называемые тонкоззорные камеры в торцевых его частях. Также в этой главе описаны системы сбора данных, включая триггер.

В третьей главе приведены алгоритмы реконструкции и идентификации электронов. Реконструкция электрона основана на построении энергетического кластера в электромагнитном калориметре с использованием алгоритма скользящего окна [12]. Кандидат в электроны должен иметь хорошо реконструированный во внутреннем детекторе трек, указывающий в центр электромагнитного кластера. Кластер и трек должны удовлетворять набору идентификационных критериев [13], оптимизированных для получения высокой эффективности идентификации электронов при максимальном подавлении фона в условиях высокой светимости. Для подавления фона от конверсионных электронов требуется срабатывание первого слоя пиксельного детектора. Для реконструированного электрона в качестве его энергии берётся энергосодержание в электромагнитном калориметре, а направление его вылета берётся из параметров реконструированного трека.

Для дополнительного подавления фона КХД-процессов используется тре-

бование, что электрон должен быть изолированным. Калориметрическая изоляция электрона определяется как сумма энерговыделения во всех ячейках электромагнитного калориметра в конусе радиусом $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ вокруг центра электронного кластера за вычетом энергии самого электрона. При этом учитываются поправки на поперечную утечку энергии в электромагнитном кластере и на наложение событий.

В четвёртой главе описана процедура отбора событий и электронов внутри них. В данной работе отбирались вызвавшие срабатывание триггера события, содержащие как минимум два электрона, и в которых была реконструирована хотя бы одна вершина взаимодействия с не менее чем тремя треками. Для отбора событий использовался двухплечевой фотонный триггер с наиболее мягкими условиями отбора — *EF_g35_loose_g25_loose*. Выбор триггера обусловлен тем, что электронные триггеры используют фиксированный порог на выделение энергии в адронном калориметре, что приводит к снижению эффективности регистрации высокоэнергетичных электронов. Кроме того, так как в данной работе использовался матричный метод оценки фона из данных, идентификационные критерии в триггере должны быть более слабыми, чем идентификационные критерии, используемые при отборе электронов.

На уровне объектов, реконструированных в каждом событии, отбираются электроны с псевдобыстротами в аксептансе внутреннего детектора. При этом электромагнитный кластер, соответствующий этому электрону, не должен находиться в переходной области между центральной и торцевой частями калориметра. Также событие должно содержать хотя бы один электрон с поперечным импульсом $p_T > 40$ ГэВ (лидирующий электрон) и хотя бы один электрон с поперечным импульсом $p_T > 30$ ГэВ, которые удовлетворяют идентификационному критерию *Medium* [13]. Оба электрона должны быть изолированными. Калориметрическая изоляция лидирующего электрона должна быть меньше $0.007 \times E_T + 5.0$ ГэВ, где E_T — поперечная энергия электрона. В свою очередь, изоляция сублидирующего электрона не должна превышать значения $0.022 \times E_T + 6.0$ ГэВ. Различие в отборах учитывает разницу в энергетических потерях из-за тормозного излучения для лидирующего и сублидирующего электронов, а коэффициенты выбраны таким образом, чтобы обеспечить эффективность отбора $\approx 99\%$ для обоих электронов.

Пятая глава посвящена сравнению экспериментальных данных с моделированными событиями предсказанного СМ фона. В ней описаны коррек-

ции применяемые к данным и моделированным событиям. Также в этой главе приведена оценка КХД-фона, полученная из данных.

Единственная коррекция, применяемая к данным, — это коррекция энергетической шкалы электромагнитного калориметра. К моделированным событиям применяются поправки, учитывающие различие данных и моделированных событий. К таким поправкам относятся поправки на множественность соударений за одно пересечение пучков, энергетическое разрешение калориметра, разницу эффективностей срабатывания триггера в данных и моделированных событиях, различие работы алгоритмов идентификации в данных и моделированных событиях, а также на разницу эффективностей отборов электронов по калориметрической изоляции в данных и в моделированных событиях. Триггерные, идентификационные и изоляционные поправки вычислялись с помощью метода тагирования электронов (*Tag&Probe*) [14].

Кроме вышеперечисленных поправок, к событиям, моделирующим процесс Дрелла — Яна, применялись массзависимые поправки, учитывающие вклад в сечение процессов более высоких порядков по теории возмущения. Также применялись поправки, учитывающие вклад фотониндуцированных процессов в сечение рождения диэлектронных пар в протон-протонных столкновениях. Эти поправки вычислялись с помощью программных пакетов FEWZ и VRAP.

Вклад фоновых событий, содержащих КХД-струи, к которым относятся мультиструйные события и события ассоциированного рождения W -бозона и одной или нескольких струй, оценивался из данных с использованием матричного метода. Суть метода заключается в том, что доля отобранных событий, содержащих хотя бы один фоновый объект, может быть выражена через измеряемые наборы событий. Соотношение между ними может быть записано в виде матричного уравнения

$$\begin{pmatrix} N_{TT} \\ N_{TL} \\ N_{LT} \\ N_{LL} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_1 & f_1 r_1 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N_{RR} \\ N_{RF} \\ N_{FR} \\ N_{FF} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где индекс R обозначает электрон, F — фоновый объект, индекс T означает, что соответствующий объект в событии прошёл все отборы, индекс L — что соответствующий объект прошёл предварительный отбор, но не прошёл окончательный. N_{ab} , где $a, b \in \{T, L\}$ — число событий, в которых лидирующий и сублидирующий объекты прошли или не прошли окончательные отборы.

И тогда из уравнения (4) число фоновых событий — это число событий, в которых оба объекта идентифицированы как электроны, но хотя бы один из них является фоновым:

$$N_{TT}^{fake} = r_1 f_2 N_{rf} + f_1 r_2 N_{fr} + f_1 f_2 N_{ff} \quad (5)$$

Решив матричное уравнение (4) относительно $\{N_{RR}, \dots, N_{FF}\}$ можно найти число фоновых событий, в которых хотя бы один объект — это КХД-струя, ошибочно реконструированная как электрон.

После того как были определены все поправочные коэффициенты для моделированных событий и сделаны оценки КХД-фона из данных, для проверки полученных результатов было сделано сравнение основных кинематических распределений для экспериментальных данных и моделированных событий. Сравнения были сделаны для распределения отобранных событий по псевдобыстроте и азимутальному углу, для распределения лидирующих и сублидирующих электронов по импульсу, псевдобыстроте и азимутальному углу. Ни в одном из этих распределений не наблюдалось скольнибудь значимого отклонения данных от предсказания СМ. Распределение по инвариантной массе (m_{ee}) диэлектронных пар, прошедших все отборы, приведено на рис. 1.

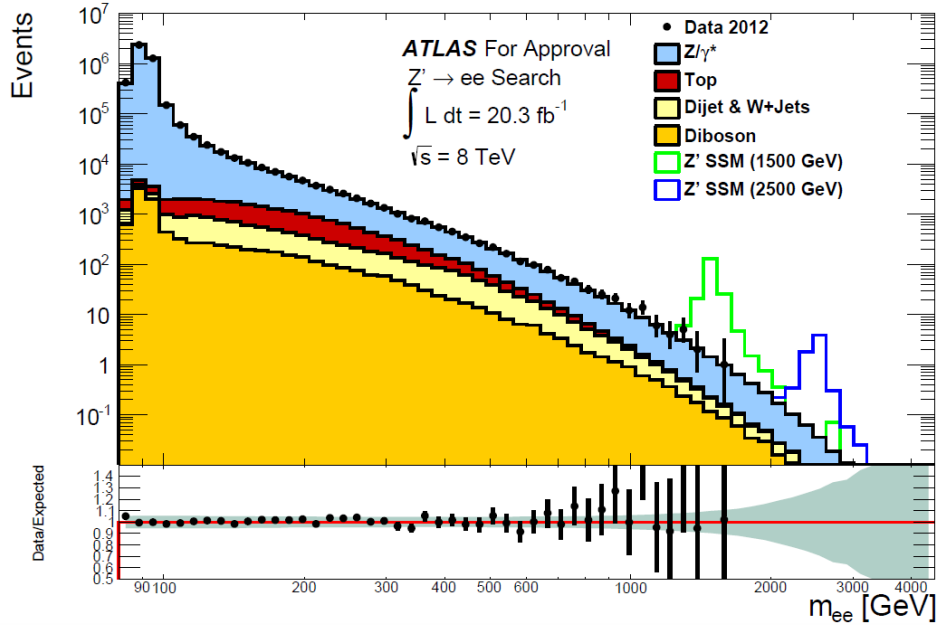


Рис. 1: Распределение событий после всех отборов по инвариантной массе диэлектронной пары. Заштрихованные гистограммы представляют фон от наиболее значимых процессов СМ, экспериментальные данные представлены точками. На графике внизу показано отношение данных к сумме всех фонов

Горизонтальная шкала выбрана в логарифмическом масштабе так, чтобы, с одной стороны, возможный пик от искомого резонанса занимал несколько бинов, а, с другой стороны, размер бина позволяет уменьшить статистические флуктуации данных при больших массах.

В шестой главе проведены оценки систематических ошибок, которые учитывались в данной работе. Все систематические ошибки разделены на две группы: теоретические — связанные с вычислением сечений процессов, принимаемых во внимание, и экспериментальные — к которым относятся ошибки калибровки детектора, ошибки определения эффективностей триггера, реконструкции и идентификации электронов и т. п.

Ошибка вычисления сечения рассматривалась только для основного фона в данной работе — процесса Дрелла — Яна, который даёт $\sim 90\%$ вклада в фоновые события. Основной вклад в эту ошибку даёт ошибка вычисления параметров для набора партонных функций распределения (ПФР). Поскольку в настоящей работе для вычисления сечения процесса Дрелла — Яна в NNLO-приближении использовался MSTW-набор ПФР, эта ошибка была вычислена в соответствии с рекомендациями MSTW-группы. Для оценки ошибки, обусловленной выбором конкретного набора ПФР, было сделано сравнение сечений процесса Дрелла — Яна, вычисленных с использованием четырёх наборов ПФР: CT10NNLO, NNPDF2.3, ABM11 и HERAPDF1.5. В качестве оценки ошибки вычисления электрослабых поправок была взята разница в сечениях, вычисленных с использованием G_μ и α_μ схем электрослабых параметров. Для оценки неопределённостей, связанных с вариациями константы сильного взаимодействия α_S , были, используя пакет VRAP, вычислены сечения процесса Дрелла — Яна для значений α_S от 0.11365 до 0.12044 с использованием набора ПФР MSTW и с центральным значением $\alpha_S = 0.117$. Крайние значения вычисленных сечений в каждой массовой точке были использованы как асимметричные систематические ошибки, связанные с константой сильного взаимодействия. Сечение фотониндуцированных процессов зависит от плотности распределения фотонов в протоне и от массы кварка, с которым взаимодействует фотон. В данной работе вклад от фотониндуцированных процессов оценивался с помощью пакета FEWZ для двух значений массы кварков — массы токового кварка и структурной массы кварка. Разница между этими вычислениями была взята как систематическая ошибка вклада этих процессов в сечение рождения электрон-позитронной пары в протон-протонных столкновениях.

В работе была сделана оценка экспериментальных систематических ошибок, таких как энергетическая калибровка калориметра, эффективность триггера, эффективность реконструкции и идентификации электронов, эффективность отбора по калориметрической изоляции электрона, неопределённость энергии протона в пучке и оценка КХД-фона из данных. Только ошибки оценки КХД-фона из данных и ошибки определения энергии протона в пучке дают заметный вклад в суммарную ошибку числа предсказанных событий. Систематические ошибки, учитываемые для моделированных событий фона и сигнала, приведены в табл. 2. Эти ошибки приведены для двух значений массы дилептонной пары $m_{ll} = 2$ ТэВ и $m_{ll} = 3$ ТэВ, поскольку ожидаемый предел на массы тяжёлых резонансов находится в этом диапазоне масс.

Таблица 2: Систематические ошибки числа предсказанных событий при массе дилептонной пары $m_{ll} = 2$ ТэВ и $m_{ll} = 3$ ТэВ, учитываемые в статистическом анализе данных

Источник	2 ТэВ		3 ТэВ	
	сигнал	фон	сигнал	фон
Нормировка	4%	—	4%	—
Выбор ПФР	—	7%	—	22%
ПФР	—	11%	—	30%
α_s	—	3%	—	5%
EW поправки	—	2%	—	4%
PI поправки	—	3%	—	6%
Энергия пучка	<1%	3%	<1%	5%
Оценка КХД фона	—	5%	—	21%
ИТОГО	4%	15%	4%	44%

Седьмая глава посвящена статистическому анализу данных. В целях модельно-независимого поиска отклонений экспериментальных данных от предсказания СМ, было проведено побиновое сравнение спектра инвариантных масс дилептонных пар данных и моделированных событий. Сравнение было сделано с использованием программного пакета VumpHunter [15]. Статистическая значимость отклонений вычислялась с учётом статистической и систематической ошибок. Значимость отклонений данных от СМ нигде не превосходит двух стандартных отклонений (2σ), что говорит о соответствии полученных результатов предсказанию СМ.

В отсутствие наблюдаемого сигнала, были получены ограничения на сечение рождения тяжёлых бозонов, умноженное на вероятность их распада на лептоны, а также на массу этих бозонов для нескольких моделей, предсказывающих их существование. Для вычисления таких ограничений использовалась функция правдоподобия для обнаружения в данных n событий при ожидании найти μ событий. Функция правдоподобия вычислялась как произведение функций правдоподобия для каждого бина k спектра инвариантных масс в области поиска ($128 \text{ ГэВ} < m_{ll} < 4\,500 \text{ ГэВ}$):

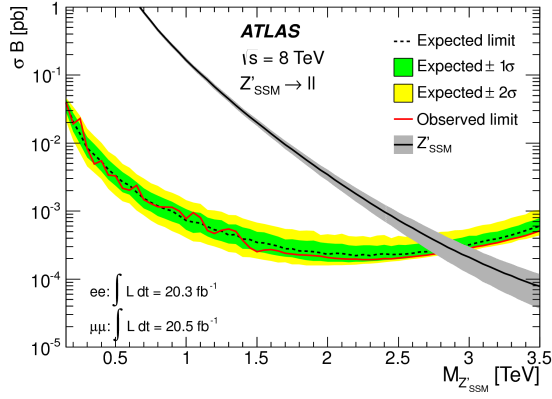
$$\mathcal{L}(n|N_{sig}, N_{bkg}, \bar{\theta}) = \prod_{k=1}^{N_{bin}} \frac{\mu_k^{n_k} e^{-\mu_k}}{n_k!} \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\theta_i, 0, 1). \quad (6)$$

Здесь μ — ожидаемое число событий с учётом всех ошибок, а n , N_{sig} , N_{bkg} и $\bar{\theta}$ представляют собой массивы значений с размерностью соответствующей числу рассматриваемых бинов.

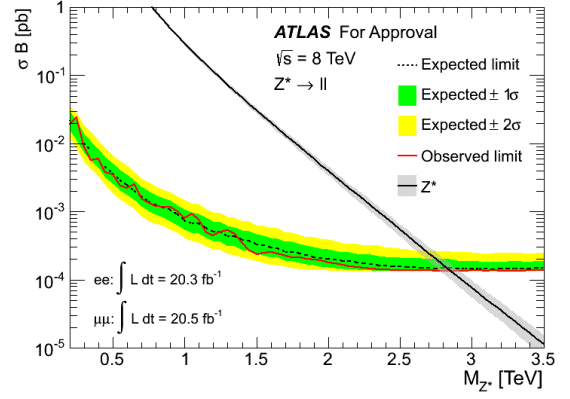
Для более полного использования экспериментальных данных, помимо вычисления ограничений для электронного и мюонного каналов распада новых тяжёлых бозонов, были вычислены ограничения для комбинации обоих каналов. При этом комбинированная функция правдоподобия вычислялась как произведение функций правдоподобия для каждого канала:

$$\mathcal{L}(data|\sigma B, \bar{\theta}) = \prod_{l=1}^{N_{channel}} \prod_{k=1}^{N_{bin}} \frac{\mu_k^{n_k} e^{-\mu_k}}{n_k!} \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\theta_i, 0, 1). \quad (7)$$

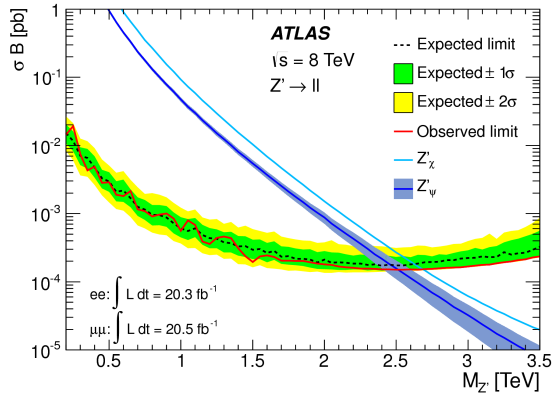
В восьмой главе представлены полученные результаты. На основании сравнения экспериментальных данных и моделированных событий сделан вывод о совпадении данных с предсказанием СМ и, соответственно, о необнаружении распадов новых частиц в накопленных данных. В отсутствие зарегистрированного сигнала от распадов новых нейтральных бозонов получены ограничения на сечения рождения и массы новых частиц для некоторых моделей, таких как Z'_{SSM} , киральный бозон Z^* , Z'_ψ - и Z'_χ -бозоны, возникающие в модели «Великого объединения», основанной на E_6 -группе симметрии, а также гравитон G^* , возникающий в модели Рандал — Сандрума. Результаты для четырёх перечисленных моделей, полученные комбинированием электронного и мюонного каналов, показаны на рис. 2.



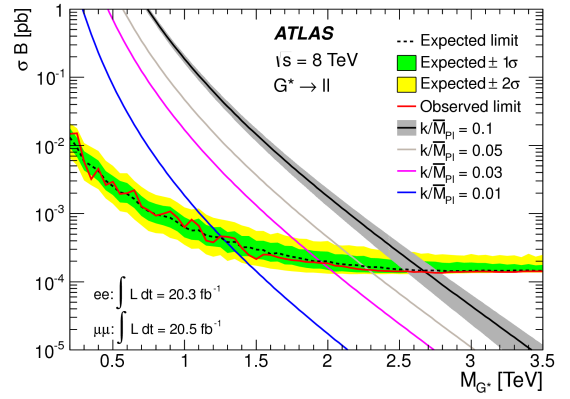
(a)



(б)



(в)



(г)

Рис. 2: 95% C.L. ограничения на существование дилептонных резонансов основных моделей: а) Z'_{SSM} , б) Z^* , в) Z'_{E6} , г) RS-гравитон G^*

Численные значения, полученных нижних ограничений на массу тяжёлых нейтральных бозонов приведены в табл. 3. Результат для гравитона приведён для $k/\bar{M}_{Pl} = 0.1$. Верхняя строка таблицы показывает ожидаемый предел, а нижняя — наблюдаемый.

Таблица 3: Нижние пределы на массу дилептонных резонансов различных моделей, установленные на уровне достоверности 95%, полученные комбинированием результатов измерений в электронном и мюонном каналах

Модель	Z'_{SSM}	Z'_{Ψ}	Z'_{χ}	Z^*	G^*
Ожидаемый предел (ТэВ)	2.87	2.46	2.60	2.82	2.67
Наблюдаемый предел (ТэВ)	2.90	2.51	2.62	2.85	2.68

В заключении подведены итоги выполнения работы:

1. Разработаны и оптимизированы методы реконструкции и идентифика-

- ции высокоэнергетичных электронов с помощью детектора ATLAS.
2. Оптимизированы критерии отбора событий с двумя электронами в конечном состоянии для получения максимальной эффективности регистрации гипотетического сигнала для Z' и Z^* векторных бозонов при максимальном подавлении фона событий СМ. При этом уделялось особое внимание уменьшению систематической ошибки в области больших инвариантных масс пары электронов.
 3. Проведён анализ моделированных событий фона. Учтены неточности в моделировании фоновых процессов введением масштабных коэффициентов.
 4. Проанализированы источники систематических неопределённостей и сделана оценка их вклада в зависимости от массы диэлектронной пары.
 5. Выполнено сравнение моделированных событий и экспериментальных данных. Показано, что экспериментальные распределения хорошо согласуются с предсказаниями СМ.
 6. При отсутствии зарегистрированного сигнала от распадов тяжёлых нейтральных бозонов получены ограничения на сечения рождения и массы для нескольких моделей таких резонансов.

Также в заключении отмечено, что несмотря на то, что тяжёлых нейтральных резонансов не обнаружено, их существование полностью не исключено не только для масс больше полученных ограничений, но и для меньших масс. Это связано с тем, что рассмотренные в данной работе модели, предсказывающие существование новых бозонов, не имеют ограничений ни на массы новых частиц, ни на константы их взаимодействия с частицами СМ. Как видно из рис. 2, если ограничения сечения в области больших масс ($M > 2$ ТэВ) для выбранных констант связи составляют $0.2 - 0.3$ фбн⁻¹ для всех моделей, то в области масс $M < 1$ ТэВ это ограничение составляет $20 - 30$ пбн⁻¹. Поэтому при дальнейших поисках тяжёлых резонансов представляется важным не только накапливать большую статистику, что приведёт к усилению ограничений на минимальную массу гипотетического резонанса, но и улучшать чувствительность метода в области промежуточных масс, что позволит усилить ограничения на константы взаимодействия гипотетических бозонов с частицами Стандартной Модели.

Список работ, опубликованных по теме диссертации:

1. Aad, G. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad, ..., **V.P. Maleev** (ATLAS Collaboration) // JINST — 2008. — Vol. 3. — S08003.
2. Aad, G. Expected Electron Performance in the ATLAS Experiment / G. Aad, ..., **V.P. Maleev** (ATLAS Collaboration) // Geneva: CERN. — 2011. — no. ATL-PHYS-PUB-2011-006 —<http://cdsweb.cern.ch/record/1345327>.
3. Aad, G. Electron Efficiency Measurements with the ATLAS Detector Using 2012 LHC Proton-Proton Collision Data / G. Aad, ..., **V.P. Maleev** (ATLAS Collaboration) // Eur. Phys. J. — 2017. — Vol. C77. — P. 195.
4. Aad, G. Search for Dilepton Resonances in pp-collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS Detector / G. Aad, ..., **V.P. Maleev** (ATLAS Collaboration) // Phys. Rev. Lett. — 2011. — Vol. 107. — P. 272002.
5. Aad, G. Search for High-Mass Resonances Decaying to Dilepton Final States in pp-collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS Detector / G. Aad, ..., **V.P. Maleev** (ATLAS Collaboration) // J. High Energ. Phys. — 2012. — Vol. 121.1 — P. 138.
6. Aad, G. Search for High-Mass Dilepton Resonances in pp-collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector / G. Aad, ..., **V.P. Maleev** (ATLAS Collaboration) // Phys. Rev. D — 2014. — Vol. 90. — P. 052005.

Список литературы

- [1] Aad, G. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / ATLAS collaboration // Phys. Lett. B — 2012. — Vol. 716. — P. 1 - 29.
- [2] Khachatryan, V. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / CMS Collaboration // Phys. Lett. B — 2012. — Vol. 716. — P. 30.
- [3] Рубаков, В. А. Физика частиц и космология: состояние и надежды / В. А. Рубаков // УФН. — 1999. — Т. 169. — С. 1299.
- [4] Троицкий, С. В. Нерешённые проблемы физики элементарных частиц / С. В. Троицкий // УФН. — 2012. — Т. 182. — С. 77. - 103.

- [5] Fukuda, Y. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos / Super-Kamiokande Collaboration // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Vol. 81. — P. 1562.
- [6] Рубаков, В. А. Иерархии фундаментальных констант / В. А. Рубаков // УФН. — 2007. — Т. 177. — С. 407.
- [7] Randall, L. A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension / L. Randall and R. Sundrum // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Vol. 83. — P. 3370 - 3373.
- [8] Langacker, P. The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons / P. Langacker // Rev. Mod. Phys. — 2009. — Vol. 81. — P. 1199 - 1228.
- [9] London, D. Extra Gauge Bosons in E_6 / D. London and J. L. Rosner // Phys. Rev. D — 1986. — Vol. 34. — P. 1530. - 1546.
- [10] Chizhov, M. V. Origin and Phenomenology of Weak-Doublet Spin-1 Bosons / M. V. Chizhov and G. Dvali // Phys. Lett. B — 2011. — Vol. 703. — P. 593 - 598. — arXiv:hep-ph/0908.0924.
- [11] Aad, G. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / The ATLAS Collaboration // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
- [12] Aad, G. Expected Electron Performance in the ATLAS Experiment / ATLAS Collaboration // Geneva: CERN. — 2011. — no. ATL-PHYS-PUB-2011-006. — <http://cdsweb.cern.ch/record/1345327>.
- [13] Aad, G. Electron Efficiency Measurements with the ATLAS Detector Using 2012 LHC Proton-Proton Collision Data / ATLAS Collaboration // Eur. Phys. J. — 2017. — Vol. C77. — P. 195.
- [14] Aad, G. Electron Performance Measurements with the ATLAS Detector Using the 2010 LHC Proton-Proton Collision Data / ATLAS Collaboration // Eur.Phys.J. — 2014. — Vol. C74. — P. 3071. — arXiv:hep-ex/1407.5063.
- [15] Choudalakis, G. On Hypothesis Testing, Trials Factor, Hypertests and the BUMPHUNTER / G. Choudalakis // arXiv:physics.data-an/1101.0390.