

Institute for High Energy Physics
of the National Research Centre Kurchatov Institute

Andrey Ryzhov

**Study of vector boson pair production decaying into charged
leptons and hadrons with the ATLAS experiment**

Speciality 01.04.23 —
«high energy physics»

PhD thesis

Thesis supervisor:
Dr. Alexei Myagkov



Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логанова»
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»

На правах рукописи

Рыжов Андрей Валерьевич

**Исследование парного рождения векторных бозонов
с последующим распадом на заряженные лептоны и адроны
в эксперименте ATLAS**

Специальность 01.04.23 —
«физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник
Мягков Алексей Григорьевич

Протвино — 2021

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Теоретические представления	13
1.1 Стандартная модель	13
1.2 Рассеяние векторных бозонов	15
1.3 Новая физика за пределами Стандартной модели	16
1.4 Двухдублетные хиггсовские модели	18
1.5 Модель тяжёлого векторного триплета	19
1.6 Модель Рэндалл-Сандрума	20
Глава 2. Экспериментальная установка	23
2.1 Детектор ATLAS на Большом адронном коллайдере	23
2.2 Система координат	26
2.3 Внутренний детектор	27
2.4 Система калориметров	29
2.5 Мюонный спектрометр	31
2.6 Триггер и сбор данных	33
2.7 Модель обработки данных	36
Глава 3. Мюонный триггер адронного калориметра	38
3.1 Мотивация проекта	38
3.2 Новая электроника триггера	40
3.3 Микропрограммное обеспечение новой электроники	42
3.4 Программное обеспечение нового триггера	44
3.5 Ввод триггера в эксплуатацию и результаты работы	47
Глава 4. Реконструкция и идентификация физических объектов	50
4.1 Взаимодействие частиц с веществом детектора	50
4.2 Электроны	51
4.3 Мюоны	53
4.4 Алгоритм реконструкции адронных струй	54

	Стр.
4.5 Трековые струи	55
4.6 Тонкие струи	56
4.7 Алгоритм b -мечения тонких и трековых струй	56
4.8 Толстые струи	57
4.9 Мечение бозонов	60
4.10 Удаление совпадений	62
Глава 5. Методы обработки экспериментальных данных	64
5.1 Моделирование протон-протонных соударений методом Монте-Карло	64
5.2 Методика измерения сечений	67
5.3 Статистический анализ	68
5.4 Техники многомерного анализа данных	71
Глава 6. Поиск дибозонных резонансов ZZ и ZW	73
6.1 Программа поисков в эксперименте ATLAS	73
6.2 Стратегия анализа	73
6.3 Экспериментальные данные и триггеры	75
6.4 Моделирование сигнальных наборов данных	75
6.5 Моделирование фоновых наборов данных	77
6.6 Отбор объектов	79
6.7 Отбор и категоризация событий	79
6.8 Экспериментальные неопределенности	87
6.9 Неопределенности моделирования сигнальных и фоновых процессов	89
6.10 Влияние систематических неопределенностей	90
6.11 Статистический анализ и результаты	90
6.12 Пределы на сечения рождения тяжёлых резонансов	98
6.13 Результаты анализа на полной статистике второго сеанса	100
Глава 7. Поиск электрослабого рождения $ZZjj$ и $ZWjj$	107
7.1 Программа поисков в эксперименте ATLAS	107
7.2 Стратегия анализа	107
7.3 Многомерный анализ	109

	Стр.
7.4 Определение доступного эксперименту фазового объёма	114
7.5 Систематические неопределенности	117
7.6 Статистический анализ и результаты	119
7.7 Измерение сечений	122
Заключение	124
Список сокращений и условных обозначений	126
Список литературы	132
Список рисунков	150
Список таблиц	160
Приложение А. Оценка неопределенностей моделирования сигнальных процессов в анализе по поиску тяжёлых резонансов	163
Приложение Б. Список неинформативных параметров в поиске тяжёлых резонансов	166
Приложение В. Дополнительные детали статистического анализа в поиске массивного гравитона Рэндалл–Сандрума	170
Приложение Г. Дискриминирующие переменные многомерного анализа в поиске электрослабого рождения $ZZjj$ и $ZWjj$	173

Введение

Актуальность темы исследования и степень её разработанности. Современное состояние физики элементарных частиц, её развитие и достижения неразрывно связаны со Стандартной моделью (Standard Model, SM) — теорией, которая классифицирует все известные частицы, а также описывает сильное и электрослабое взаимодействия между ними. Триумфом SM считается открытие переносчиков слабого взаимодействия — векторных $W^\pm$ - и Z -бозонов — Европейской Организацией по Ядерным Исследованиям (ЦЕРН) в 1983 году [1]. Это событие отмечено Нобелевской премией по физике 1984 года, а теория получила признание и поддержку научного сообщества. Завершающим экспериментальным подтверждением Стандартной модели стало обнаружение в 2012 году на детекторах ATLAS и CMS Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC) бозона Хиггса — последнего недостающего элемента этой теории, ответственного за возникновение масс у фундаментальных частиц [2; 3].

Несмотря на поразительный успех SM в описании экспериментальных данных, целый ряд важных вопросов об окружающем нас мире остается без ответа. Например, в рамках этой теории невозможно объяснить существенный дисбаланс между материей и антиматерией во Вселенной, решить проблемы иерархии (большого разброса) энергетических масштабов взаимодействий и фермионных масс, определить происхождение тёмной материи и тёмной энергии, описать гравитационное взаимодействие и т. д.

Проверка новых теоретических моделей, выходящих за рамки SM и отвечающих на заданные вопросы, т. н. моделей новой (нестандартной) физики, является приоритетным направлением в экспериментах на LHC. Некоторые из этих моделей [4—8] предсказывают существование новых массивных резонансов X , распадающихся на пару бозонов VV ($V = Z, W^\pm$), т. н. дибозонную систему. Также прогнозируется нерезонансное проявление новой физики через изменение сечения процесса рассеяния векторных бозонов $VV \rightarrow VV$ (Vector Boson Scattering, VBS), предсказанного в электрослабом секторе SM [9—11]. Таким образом, для поиска новой физики на LHC особый интерес представляет исследование парного рождения векторных бозонов.

Данная диссертация посвящена изучению рождения дибозонных состояний с последующим их распадом по полулептонному каналу, в котором Z -бозон

распадается на лёгкие заряженные лептоны $\ell\bar{\ell}$ (пару мюонов $\mu^+\mu^-$ или электрон–позитрон e^+e^-), а второй Z - или $W^\pm$ -бозон распадается по адронной моде (на пару кварк–антикварк $q\bar{q}$). Таким образом, изучаются распады пар векторных бозонов $ZW \rightarrow \ell\ell qq$ и $ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ (в записи которых обозначение античастиц для простоты опускается).

Поиски новых частиц в канале распада $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$ осуществлялись в экспериментах ATLAS и CMS в ходе первого сеанса работы LHC в 2009–2013 годах, т. н. Run-1 [12; 13]. Несмотря на то, что резонансы не обнаружены, результатом стали экспериментальные ограничения, накладываемые на теоретические модели новой физики, которые позволили уменьшить спектр возможных значений параметров этих моделей. Поиски новых резонансов продолжились во втором сеансе набора данных в 2015–2018 годах, т. н. Run-2, и предоставляют хорошую возможность для проверки моделей, расширяющих SM, за счёт возросшей энергии протон-протонных (pp) столкновений и светимости LHC, недостижимых на других ускорителях.

Обе коллаборации ATLAS и CMS проводили поиск событий процесса VBS, предсказанного Стандартной моделью. Отличительной чертой этого процесса является наличие помимо электрослабого рождения VV двух дополнительных адронных струй jj , разлетающихся в противоположных направлениях рядом с осью пучка протонов. Измерения сечения электрослабого рождения $VVjj$ осуществлялись в полностью лептонных конечных состояниях по данным сеанса Run-1 и хорошо согласовывались с предсказаниями SM [14; 15]. На данных 2015–2016 годов сеанса Run-2 удалось достичь статистической значимости наблюдения сигнала в пять стандартных отклонений (5σ), что позволяет убедительно утверждать о существовании процесса VBS в рамках SM [16; 17]. Следующий важный шаг — выполнить первое измерение сечения электрослабого рождения $VVjj$ во всех полулептонных конечных состояниях, включая канал $ZV \rightarrow \ell\ell qq$. За счёт большей статистики в области высоких масс дибозонной системы, полулептонные каналы потенциально более чувствительны к проявлениям новой физики по сравнению с лептонными [18].

Увеличение светимости коллайдера в наборе данных сеанса Run-2 накладывает более жёсткие требования на триггерное подавление событий, не связанных с исследуемыми процессами (т. н. фоновых событий), без заметного уменьшения эффективности регистрации «полезных» событий. Поэтому перед вторым сеансом проведены работы по модернизации триггеров установки ATLAS [19],

в частности, введён в эксплуатацию новый мюонный триггер адронного калориметра (L1 Tile-Muon). Триггер использует информацию как с мюонного спектрометра, так и с адронного калориметра, что в результате позволяет усилить подавление фоновых мюонных событий.

Цели и задачи исследования. Основные цели данной работы:

- Провести поиск тяжёлых резонансов и наложить экспериментальные ограничения на теоретические модели в канале распада $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$ на данных, накопленных экспериментом ATLAS в течение сеанса Run-2.
- Измерить сечение электрослабого рождения $ZV jj$ с последующим распадом $ZV \rightarrow \ell\ell qq$ на данных 2015–2016 годов.

Сопутствующая цель — обеспечить триггерное подавление ложных мюонных событий в передних кинематических областях детектора ATLAS во время сеанса Run-2 путем введения в эксплуатацию L1 Tile-Muon триггера.

Для достижения поставленных целей автором решены следующие задачи:

1. Разработано программное обеспечение (ПО) в системе триггера и сбора данных (Trigger and Data Acquisition, TDAQ) установки ATLAS, которое обеспечивает управление и интеграцию новой электронной платы (Tile-Muon Digitizer Board, TMDB) со всей триггерной системой детектора ATLAS.
2. Создан онлайн декодировщик данных и триггерных решений, вырабатываемых TMDB, для обеспечения мониторинга стабильности функционирования и быстрой настройки L1 Tile-Muon триггера.
3. Используя разработанное триггерное ПО, протестирована, настроена и введена в эксплуатацию новая электроника L1 Tile-Muon триггера, установленная во время модернизации адронного калориметра перед сеансом Run-2.
4. Создано программное обеспечение для анализа данных установки ATLAS, с помощью которого выделены события распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$. Оптимизированы критерии отбора объектов, обеспечивающие высокую эффективность реконструкции и идентификации электронов, мюонов и адронных струй.
5. Используя данное ПО для поиска массивных дибозонных резонансов и поиска событий процесса VBS в канале распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$, сформулированы и оптимизированы критерии отбора событий, выбраны методики категоризации событий по сигнальным и контрольным областям.

6. Произведена оценка вклада фоновых процессов, предсказываемых SM. Для этого смоделированные методом Монте-Карло (Monte Carlo, MC) фоновые события проходили отбор с помощью разработанного ПО.
7. С целью увеличения эффективности разделения сигнала VBS и фоновых процессов разработан и оптимизирован классификатор событий, основанный на одном из методов машинного обучения — ансамбле деревьев решений (Boosted Decision Trees, BDT).
8. Оценена эффективность работы классификатора BDT. В результате его применения ожидаемая статистическая значимость предсказанного сигнала повышается с 1.5σ до 2.5σ .
9. Выполнена оценка систематических погрешностей MC моделирования фоновых и сигнальных процессов.
10. Проведено сравнение распределений событий по кинематическим переменным между экспериментальными данными и смоделированными методом MC фоновыми процессами.
11. Ввиду отсутствия статистически значимых отклонений, для модели тяжёлого векторного триплета [4; 5], двухдублетной хиггсовской модели [6] и расширенной модели Рэндалл–Сандрума [7; 8] установлены верхние пределы на сечения рождения массивных резонансов в дибозонном канале распада $\sigma(pp \rightarrow X \rightarrow ZV)$ с полулептонным конечным состоянием, а также установлены нижние пределы по массе на существование таких резонансов на уровне достоверности 95 %.
12. Осуществлено измерение сечения электрослабого рождения $VVjj$ по всем полулептонным конечным состояниям VV , включая канал распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$. Статистическая значимость наблюдаемого сигнала составила 2.7 стандартных отклонений.

Научная новизна. Впервые проведены поиски массивных дибозонных резонансов с конечным состоянием $\ell\ell qq$ в эксперименте ATLAS на данных сеанса Run-2, полученных в pp -столкновениях при рекордно высоких энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на статистике, соответствующей интегральной светимости 139 фб^{-1} . Это позволило установить более жёсткие ограничения на сечения и массы резонансов по сравнению с результатами предыдущих анализов, проведенных на данных сеанса Run-1 в экспериментах ATLAS и CMS [20—22]. Полученные оценки пределов на сечения и массы резонансов являются наилучшими из существующих на данный момент.

Поиск событий VBS выполнен на статистике, набранной за период 2015–2016 годов, что соответствует интегральной светимости 36 fb^{-1} . Впервые измерено сечение электрослабого рождения $ZVjj$ с последующим распадом $ZV \rightarrow \ell\ell qq$ в фазовом объёме, доступном эксперименту для измерения (fiducial, fid):

$$\sigma_{\text{EW } ZVjj}^{\text{fid,obs}} = 14.2 \pm 3.6(\text{стат.})_{-4.2}^{+4.6}(\text{сист.}) \text{ fb},$$

которое находится в согласии с предсказаниями SM:

$$\sigma_{\text{EW } ZVjj}^{\text{fid,SM}} = 7.2 \pm 0.4(\text{теор.}) \text{ fb}.$$

После объединения полученных результатов с данными каналов распада дибозонов, содержащих нейтрино ν ($WV \rightarrow \ell\nu qq$ и $ZV \rightarrow \nu\nu qq$), впервые осуществлено измерение сечения электрослабого рождения $VVjj$ по всем полулептонным конечным состояниям:

$$\sigma_{\text{EW } VVjj}^{\text{fid,obs}} = 45.1 \pm 8.6(\text{стат.})_{-14.6}^{+15.9}(\text{сист.}) \text{ fb},$$

что хорошо согласуется в пределах погрешности с сечением SM:

$$\sigma_{\text{EW } VVjj}^{\text{fid,SM}} = 43.0 \pm 2.4(\text{теор.}) \text{ fb}.$$

Мюонный триггер адронного калориметра эксперимента ATLAS успешно введен в эксплуатацию в 2015 году. Триггер эффективно и стабильно функционировал на протяжении всего второго сеанса работы LHC до конца 2018 года в условиях высокой светимости и большой множественности наложенных протонных взаимодействий.

Теоретическая и практическая значимость. Новый мюонный триггер адронного калориметра эффективно подавляет фон в передних кинематических областях детектора ATLAS. Усовершенствованный триггерный отбор мюонных событий положительным образом влияет на точность результатов всех анализов данных, в которых необходима реконструкция мюонов.

Результаты поисков дибозонных резонансов, изложенные в данной диссертации, фактически являются проверкой модели тяжёлого векторного триплета, двухдублетной хиггсовской модели и расширенной модели Рэндалл-Сандрума и выступают ориентирами при дальнейшем развитии теорий таких классов. Кроме того, пределы на сечение рождения резонанса можно улучшить, объединяя

разные моды распада и тем самым повышая статистику. Полученные на данных 2015–2016 годов результаты поисков $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$ были использованы для совместного анализа с 13 другими каналами распадов массивных резонансов [23].

Проведённое в данной работе измерение сечения электрослабого рождения $VVjj$ является уникальным. Оно позволяет проверить предсказания SM для одного из самых интересных процессов в современной экспериментальной физике. Методика отбора событий и их классификация, разработанная в ходе поиска процесса VBS, легла в основу дальнейших аналогичных работ коллаборации ATLAS на полной статистике сеанса Run-2.

Разработанные автором компьютерные программы включены в стандартные пакеты ПО эксперимента ATLAS и хранятся во внутренних репозиториях коллаборации. Триггерное ПО непосредственно используется для работы детектора, а все прикладные программы применяются членами коллаборации при анализе данных.

Методология и методы исследования. Экспериментальные данные, набранные детектором ATLAS в 2015–2018 годах, анализировались и сравнивались с результатами компьютерного моделирования методом Монте-Карло. Проверка статистической совместимости экспериментальных данных с предсказаниями SM и определение верхних пределов на сечения рождения тяжёлых резонансов выполнялись в рамках частотного подхода.

Положения, выносимые на защиту:

1. Результаты триггерного подавления ложных мюонных событий в передних кинематических областях детектора ATLAS за счёт введения в эксплуатацию L1 Tile-Muon триггера.
2. Результаты оптимизации критериев отбора событий, а также классификации событий по сигнальным и контрольным областям для поиска тяжёлых дибозонных резонансов и поиска событий процесса VBS в канале распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$.
3. Результаты работы классификатора событий BDT, который усиливает разделение сигнала VBS от фоновых процессов.
4. Результаты оценки систематических погрешностей MC моделирования фоновых и сигнальных процессов.

5. Результаты статистического анализа по оценке степени согласованности между экспериментальными данными и предсказаниями Стандартной модели.
6. Верхние пределы на сечения $\sigma(pp \rightarrow X \rightarrow ZV)$ в полулептонных модах распада дибозонов и нижние пределы на массы X , при которых существование резонансов с меньшими массами исключено, на уровне достоверности 95 % для модели тяжёлого векторного триплета, двухдублетной хиггсовской модели и расширенной модели Рэндалл-Сандрума.
7. Результаты измерения сечения электрослабого рождения $VVjj$ по всем полулептонным конечным состояниям, и, в частности, результаты измерения в канале $ZV \rightarrow \ell\ell qq$.

Степень достоверности и апробация результатов. Достоверность представленных в диссертации результатов обеспечивается надлежащим функционированием всех подсистем детектора ATLAS на протяжении всего сеанса Run-2, использованием стандартных пакетов ПО эксперимента ATLAS, а также согласованностью результатов с теоретическими расчётами и с аналогичными измерениями, проведенными в эксперименте CMS [22].

Промежуточные результаты многократно докладывались автором и обсуждались на совещаниях рабочих групп «Экзотика» и «Электрослабый сектор SM» коллаборации ATLAS, семинарах НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, а также на совещаниях российских институтов, входящих в коллаборацию ATLAS.

Основные результаты данной работы были представлены автором на профильных международных конференциях по физике элементарных частиц: «Topical Workshop on Electronics for Particle Physics» (TWEPP 2016; 26–30 сентября 2016 г., Карлсруэ, Германия) и «The XXIII International Workshop High Energy Physics and Quantum Field Theory» (QFTHEP 2017; 26 июня – 3 июля 2017 г., Ярославль, Россия).

Полученные автором результаты также неоднократно докладывались членами коллаборации ATLAS на различных международных конференциях.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 9 работах [24–32], из которых удовлетворяют требованиям ВАК 6 статей [24–29] в журналах, индексируемых в международных базах Web of Science и Scopus.

Личный вклад. Начиная с 2014 года автор принимал активное участие в работе группы L1 Tile-Muon триггера эксперимента ATLAS. Непосредственно им разработано программное обеспечение по контролю и управлению TMDb в

системе TDAQ, необходимое для ввода L1 Tile-Muon триггера в эксплуатацию. Для обеспечения бесперебойной проверки стабильности работы триггера автором создан онлайн декодирующий данные и триггерных решений, вырабатываемых TMDb. С момента ввода триггера в эксплуатацию автор осуществлял поддержку ПО и сопутствующей инфраструктуры на протяжении всего сеанса Run-2 в течение 2015–2018 годов.

Начиная с 2015 года автор активно участвовал в работе международной группы учёных над анализами данных по поиску резонансов в канале распада $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$. По мере набора статистики сеанса Run-2 и при последовательном совершенствовании анализа были обработаны данные за 2015 год [24], 2015–2016 [25] и 2015–2018 года [26]. Автором разработано основное ПО анализов данных и непосредственно выполнены все ключевые этапы работы: подготовка смоделированных методом Монте-Карло наборов данных, поиск оптимальных критериев реконструкции объектов и отбора событий, оценка систематических неопределённостей, проверка статистической совместимости экспериментальных данных с предсказаниями SM. Также автором дополнительно протестирован и оптимизирован алгоритм поиска адронных струй большого радиуса, образовавшихся вследствие распада Z -бозона на пару b -кварков.

В период 2017–2019 годов автор работал в группе по поиску процесса VBS в полулептонных конечных состояниях и отвечал за канал $\ell\ell qq$ [29]. Основная деятельность была сосредоточена на выделении сигнала VBS: выборе критериев отбора событий, а также разработке, обучении и оптимизации классификатора событий BDT.

Кроме этого, во время набора данных сеанса Run-2 автор участвовал в сменных дежурствах по контролю за функционированием детектора ATLAS, впоследствии — в дежурствах по оценке качества данных, набранных адронным калориметром эксперимента ATLAS.

Работы [24–32] в эксперименте ATLAS выполнены и опубликованы при определяющем вкладе автора. Автор является одним из основных специалистов в соответствующих исследованиях коллаборации ATLAS, редактором внутренней документации анализов данных и опубликованных научных статей.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и четырёх приложений. Полный объём диссертации составляет 180 страниц, включая 78 рисунков и 21 таблицу. Список литературы содержит 155 наименований.

Глава 1. Теоретические представления

1.1 Стандартная модель

Стандартная модель (SM) — современная теория элементарных частиц, описывающая электрослабое и сильное взаимодействия фундаментальных фермионов, основанная на принципах перенормируемости, калибровочной инвариантности и спонтанном нарушении калибровочной симметрии. В SM фундаментальными фермионами — элементарными частицами с полуцелым спином — являются шесть лептонов ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) и шесть кварков (u, d, c, s, t, b), объединенные в три поколения и представленные на рисунке 1.1, а также 12 соответствующих им античастиц. Взаимодействия между фермионами осуществляются посредством обмена элементарными частицами с целым спином 1 — калибровочными бозонами. Переносчиками электромагнитного взаимодействия являются фотоны γ , слабого — заряженные $W^\pm$ и нейтральные Z векторные бозоны, сильного — восемь типов глюонов g .

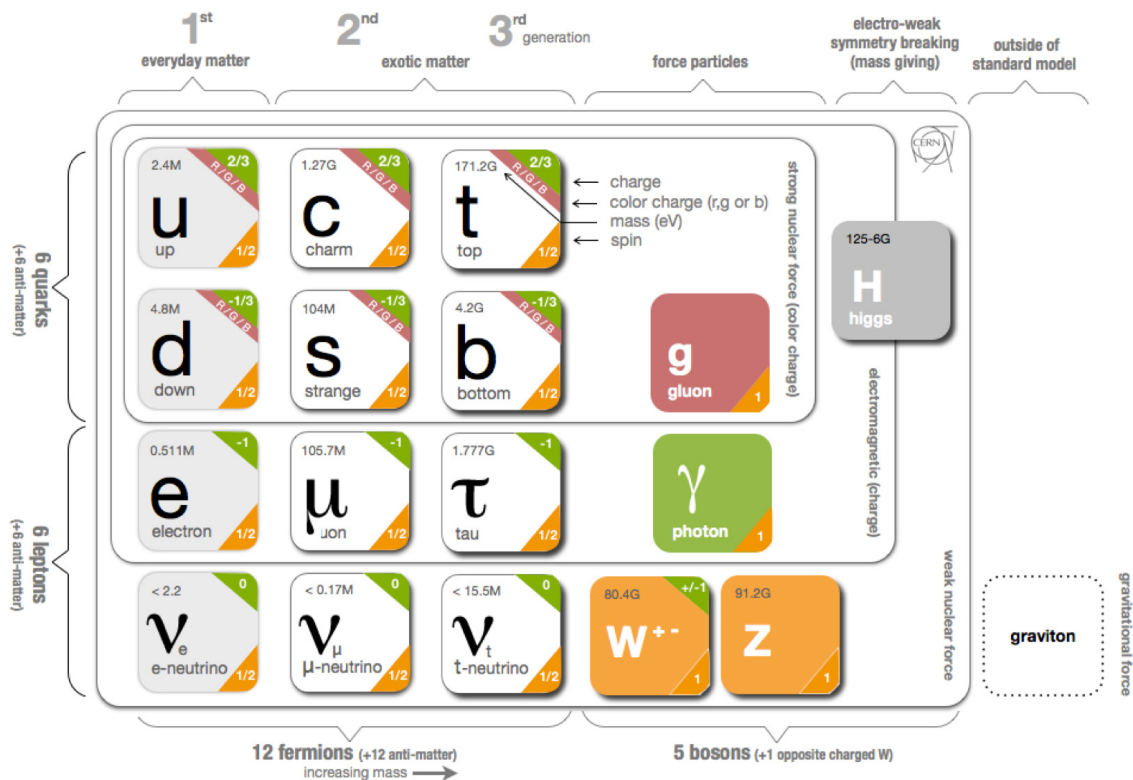


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение фундаментальных частиц SM: три поколения фермионов с их переносчиками взаимодействий и бозон Хиггса.

В основе Стандартной модели лежат две теории:

1. Квантовая хромодинамика (КХД, Quantum Chromodynamics, QCD) — теория, обладающая симметрией $SU(3)_C$ и описывающая сильное взаимодействие кварков и глюонов.
2. Объединенная теория электрослабого (Electroweak, EW) взаимодействия, описывающая электромагнитные и слабые взаимодействия лептонов и кварков на основе группы симметрии $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$.

Для окончательного построения теории электрослабого взаимодействия — объяснения возникновения масс у $W^\pm$ - и Z -бозонов, кварков и лептонов — необходимо было выяснить, как именно происходит спонтанное нарушение группы симметрии EW к электромагнитной подгруппе $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM}$. После открытия бозона Хиггса в 2012 году научным сообществом окончательно был принят механизм Браута-Энглера-Хиггса в качестве основной модели спонтанного нарушения электрослабой симметрии (Electroweak Symmetry Breaking, EWSB). В теорию вводят один комплексный скалярный изодублет

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix},$$

у которого калибровочно-инвариантный потенциал описывается функцией

$$V(\phi) = -m^2(\phi^\dagger\phi)/2 + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2/2, \quad (1.1)$$

где λ — константа самодействия полей Хиггса, $\phi^\dagger\phi = \sum_i \phi_i^* \phi_i$. Потенциал $V(\phi)$ при $m^2 > 0$ имеет минимум $|\phi| = m/\sqrt{2\lambda}$, что приводит к спонтанному нарушению симметрии вследствие ненулевого вакуумного среднего изодублета Хиггса и возникновению массы у векторных бозонов $W^\pm$ и Z . Фотон при этом остается безмассовым, а одна физическая степень свободы поля ϕ реализуется как скалярный бозон Хиггса.

Лагранжиан SM строится таким образом, чтобы быть инвариантным относительно локальных калибровочных преобразований $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ и может быть представлен в виде суммы частей:

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_{YM} + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_{HYM} + \mathcal{L}_{SH} + \mathcal{L}_{Yuk}, \quad (1.2)$$

где $\mathcal{L}_{YM}$ — лагранжиан калибровочных полей, второе слагаемое $\mathcal{L}_F$ описывает взаимодействие фермионов с калибровочными полями, третий член $\mathcal{L}_{HYM}$ отвечает за взаимодействие дублета Хиггса с электрослабыми калибровочными полями,

лагранжиан $\mathcal{L}_{\text{SH}} = -V(\phi)$ описывает самодействие изодублета полей Хиггса, а последнее слагаемое $\mathcal{L}_{\text{Yuk}}$ ответственно за возникновение фермионных масс за счёт взаимодействия фермионов со скалярным хиггсовским полем ϕ .

1.2 Рассеяние векторных бозонов

Требование локальной калибровочной инвариантности для калибровочных теорий с неабелевой группой симметрии, такой как $SU(2)$ или $SU(3)$, приводит к возникновению дополнительных членов в лагранжиане $\mathcal{L}_{\text{YM}}$ (см. формулу (1.2)). Эти члены соответствуют взаимодействиям неабелевых калибровочных полей друг с другом, что в результате приводит к существованию вершин трёхбозонных и четырёхбозонных взаимодействий в электрослабом секторе SM.

В то время как константы связи трёхбозонных вершин (Triple Gauge Couplings, TGC) довольно тщательно изучены и находятся в хорошем согласии с предсказаниями Стандартной модели [33], константы связи более редких четырёхбозонных вершин (Quartic Gauge Couplings, QGC) почти не исследованы.

Наиболее удобным способом исследования констант QGC на LHC является изучение процесса рассеяния векторных бозонов $VV \rightarrow VV$ (Vector Boson Scattering, VBS), который включает в себя помимо вершин взаимодействия векторных бозонов друг с другом, также вершины с бозоном Хиггса. На рисунке 1.2 представлены диаграммы Фейнмана, описывающие процесс VBS в лидирующем порядке теории возмущений.

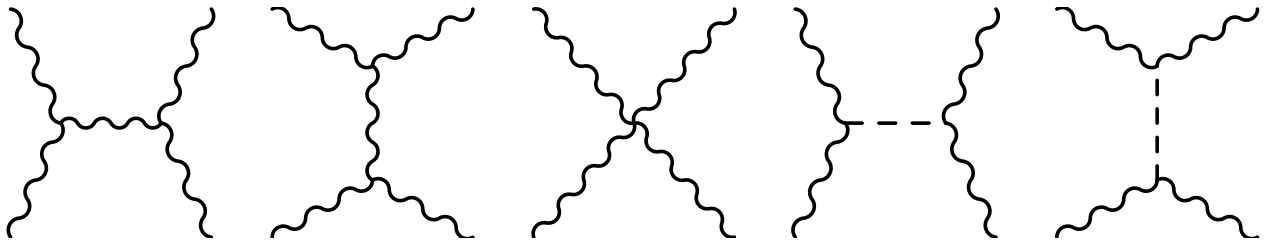


Рисунок 1.2 — Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс рассеяния векторных бозонов в лидирующем порядке теории возмущений. Пунктирные и волнистые линии представляют собой бозоны Хиггса и векторные бозоны соответственно.

В некоторые теориях, выходящие за рамки SM — моделях техницвета [34], малого Хиггса [35] и др. — константы QGC могут изменяться, это приводит к уве-

личению сечения процесса VBS при высоких поперечных импульсах векторных бозонов и при большой инвариантной массе системы дибозонов [9—11].

Также изучение процесса VBS обеспечивает важный тест SM путем проверки того, является ли механизм Браута-Энглера-Хиггса единственным источником нарушения электрослабой симметрии. Наличие дополнительных резонансов, например, тяжёлых Хиггсов, предсказанных в двухдублетной хиггсовской модели [6], приводят к изменению сечения процесса VBS [36; 37].

1.3 Новая физика за пределами Стандартной модели

Предсказания Стандартной модели довольно хорошо подтверждаются экспериментально. Тем не менее существуют значительные сомнения в фундаментальности этой теории, потому что количество нерешённых в SM вопросов включает в себя длинный список: не до конца объяснена барионная асимметрия Вселенной, отсутствует адекватное описание тёмной материи, полностью игнорируется гравитация. Механизм Хиггса указывает способ включения массового члена в лагранжиан SM, однако мы не можем получить из Стандартной модели ни массу бозона Хиггса, ни массы фермионов. В итоге девятнадцать параметров SM могут быть получены только из эксперимента. Также существует проблема иерархии — совершенно не понятно огромное различие между силами гравитационного и остальных взаимодействий. Например, характерный энергетический масштаб слабых взаимодействий, который определяет массы элементарных частиц, в 10^{16} раз меньше массы Планка, определяющей силу гравитационного взаимодействия.

Всё это означает, что физика элементарных частиц в настоящее время далека от завершения. С целью преодоления недостатков SM был высказан ряд идей, на основе которых построены теории, получившие название физика за пределами Стандартной модели (Physics beyond the Standard Model, BSM) или новая физика. Новые теоретические построения можно достаточно условно разделить на две группы: первая включает в себя различные расширения Стандартной модели, во второй используются совершенно новые подходы и гипотезы. В первую группу входят теория Суперсимметрии [38] и теории Великого Объединения [39], которые расширяют рамки Стандартной модели путем добавления новых симметрий, операторов и полей. Вторая группа объединяет теории, выдвигающие совершен-

но новые объяснения: ADD-модель [40], теория Рэндалл-Сандрума [41], М-теория и Теория Струн [42]. Подходы, взятые за основу в этих моделях, приводят к более глубокому взгляду на структуру материи и пространства-времени, в котором Стандартная модель рассматривается в качестве низкоэнергетического приближения.

Любая теория, в том числе и описывающая новую физику, привлекает внимание учёных предсказаниями, которые могут быть проверены в эксперименте. Поиски новой физики в pp -соударениях на установке ATLAS проходят в трёх основных направлениях:

1. Поиск новой физики в рождении и распадах B -мезонов.
2. Поиск новых частиц (см. рисунок 1.3а).
3. Поиск новой физики по отклонению сечений известных процессов от предсказаний SM (см. рисунок 1.3б).

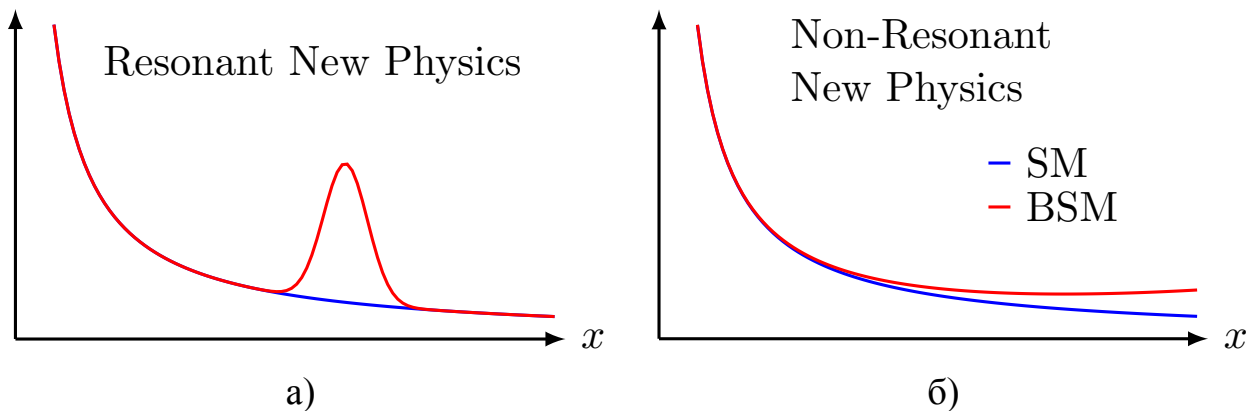


Рисунок 1.3 — Схематическое изображение возможных ситуаций обнаружения новой физики через поиск резонансной структуры над фоном SM (а) и через поиск небольшого отклонения распределения событий по наблюдаемым величинам относительно предсказаний SM (б). Возможные проявления новой физики показаны красной линией, а предсказания SM — синей.

Автор в своей дипломной работе проводил поиск в первом направлении. В данной диссертации освещается второе и третье направление: измерение сечения предсказанного в SM процесса VBS и поиск тяжёлых частиц со спинами 0, 1 и 2 в дибозонном канале распада $X \rightarrow VV$. В качестве ориентиров, с целью оптимизации поиска новых частиц и интерпретации результатов, используются три класса моделей новой физики, которые кратко рассматриваются ниже в данной главе.

1.4 Двухдублетные хиггсовские модели

Механизм EWSB может быть реализован также в неминимальных моделях, содержащих несколько фундаментальных хиггсовских полей ϕ_i . Их добавление позволяет естественным образом ввести нарушение CP-симметрии, изменяющие аромат нейтральные токи, кандидатов на роль частиц тёмной материи [43] и т. д.

Простейшую альтернативу минимальному варианту SM составляют модели с двумя хиггсовскими дублетами, ϕ_1 и ϕ_2 (Two-Higgs-Doublet Model, 2HDM) [6]. Разные варианты 2HDM моделей отличаются не только видом потенциала $V(\phi_1, \phi_2)$, но и видом взаимодействия Юкавы $\mathcal{L}_{\text{Yuk}}$. В общем случае потенциал описывается 14 параметрами [43]:

$$\begin{aligned} V(\phi_1, \phi_2) = & -\frac{1}{2}\{m_{11}^2(\phi_1^\dagger\phi_1) + m_{22}^2(\phi_2^\dagger\phi_2) + [m_{12}^2(\phi_1^\dagger\phi_2) + h.c.]\} + \\ & + \frac{\lambda_1(\phi_1^\dagger\phi_1)^2 + \lambda_2(\phi_2^\dagger\phi_2)^2}{2} + \lambda_3(\phi_1^\dagger\phi_1)(\phi_2^\dagger\phi_2) + \lambda_4(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_1) + \\ & + [\frac{\lambda_5}{2}(\phi_1^\dagger\phi_2)^2 + \lambda_6(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_1^\dagger\phi_1) + \lambda_7(\phi_1^\dagger\phi_2)(\phi_2^\dagger\phi_2) + h.c.], \end{aligned} \quad (1.3)$$

где $h.c.$ — эрмитово-сопряженные слагаемые.

Существует восемь степеней свободы хиггсовских дублетов. После EWSB три из них превращаются в продольные компоненты массивных калибровочных полей $W^\pm$ и Z , а оставшиеся пять трансформируются в пять скалярных частиц: два нейтральных скаляра h и H , псевдоскаляр A , и два заряженных хиггсовских поля $H^\pm$.

Двухдублетные хиггсовские модели привлекательны тем, что они детально обоснованы теоретически и способны решить многие проблемы SM. Многие суперсимметричные теории, в частности, минимальная суперсимметричная Стандартная модель (Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM) [44], содержат 2HDM. Основная задача в подтверждении 2HDM — поиск новых тяжёлых нейтральных хиггсовских бозонов, ширина Γ которых зависит от конкретной модели. В данной диссертации выполнен поиск тяжёлого бозона Хиггса со спином 0 в приближении узкого резонанса (Narrow-Width Approximation, NWA) — в предположении, что его ширина значительно меньше массы [45; 46].

1.5 Модель тяжёлого векторного триплета

Многие суперсимметричные электрослабые модели и теории великого объединения, основанные на расширенных калибровочных группах ($SU(5)$, $SO(10)$, E_6 и т. д.) [47—49], предсказывают существование новых тяжёлых V' (нейтральных Z' и заряженных W') векторных бозонов со спином 1. При анализе экспериментальных данных для обобщения целого ряда альтернативных теорий удобно использовать одну упрощенную модель. Например, в модели тяжёлого векторного триплета (Heavy Vector Triplet, HVT) [4; 5] вводится упрощенный феноменологический лагранжиан, описывающий V' -бозоны и их взаимодействия с полями Стандартной модели. Лагранжиан включает в себя только параметры, определяющие массы и константы связей V' -бозонов с фермионами и бозонами SM, а константами связи между двумя и более тяжёлыми векторными бозонами пренебрегают. Новые V' -бозоны образуют связь с калибровочными и Хиггс бозонами Стандартной модели через комбинацию параметров $g_V c_H$, а с фермионами через комбинацию $g^2 c_F / g_V$, где g — константа связи SM $SU(2)_L$. Параметр g_V представляет собой типичную силу взаимодействия новых векторных бозонов, в то время как параметры c_H и c_F явно вводятся для учёта предсказаний различных моделей, и ожидается, что в большинстве из них они будут порядка единицы.

Ширину распада V' -бозона с массой M_V на пару фермионов или бозонов SM можно оценить как [5]:

$$\Gamma_{W' \rightarrow ff} \sim 2\Gamma_{Z' \rightarrow ff} \sim M_V \left(\frac{g^2 c_F}{g_V} \right)^2, \quad (1.4)$$

$$\Gamma_{W' \rightarrow W^\pm Z} \sim \Gamma_{Z' \rightarrow W^+ W^-} \sim \Gamma_{W' \rightarrow W^\pm h} \sim \Gamma_{Z' \rightarrow Zh} \sim M_V g_V^2 c_H^2. \quad (1.5)$$

В поисках на LHC обычно выбирают константы связи двумя способами, отвечающие слабому и сильному взаимодействию новых векторных бозонов:

1. Модель А, в которой $g_V = 1$, а $c_F \sim 1$ и $c_H \sim -g^2/g_V^2$.
2. Модель В, в которой $g_V = 3$, а $c_F \sim c_H \sim 1$.

Относительные парциальные ширины распадов новых тяжёлых резонансов можно оценить из формул (1.4 и 1.5). Из рисунка 1.4 следует, что для Модели А вероятности распада Z' на бозоны и фермионы сравнимы между собой, в то время как для Модели В распады на фермионы подавлены и доминирует дибозонный распад.

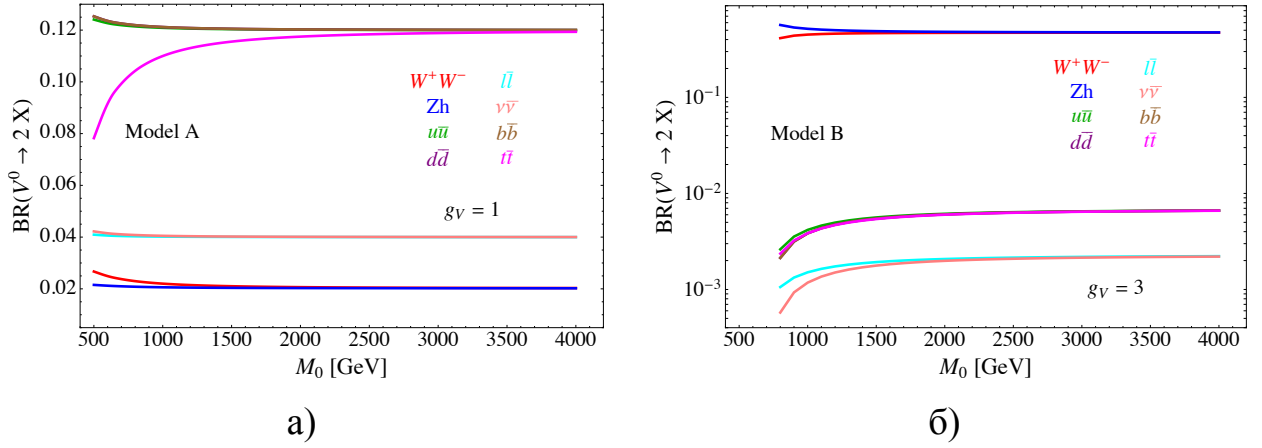


Рисунок 1.4 — Относительные парциальные ширины двухчастичных распадов нейтральных Z' в зависимости от их массы для Модели А (а) и Модели В (б) [5].

Рождение V' -бозонов происходит не только через процессы Дрелла-Яна (Drell-Yan, DY), но также через слияние векторных бозонов (Vector Boson Fusion, VBF), как представлено на рисунке 1.5. Поэтому в данной диссертации дополнительно рассматривается третий вариант HVT — Модель VBF, аналогичная Модели А, но с подавленными фермионными связями, т. е. $c_F = 0$.

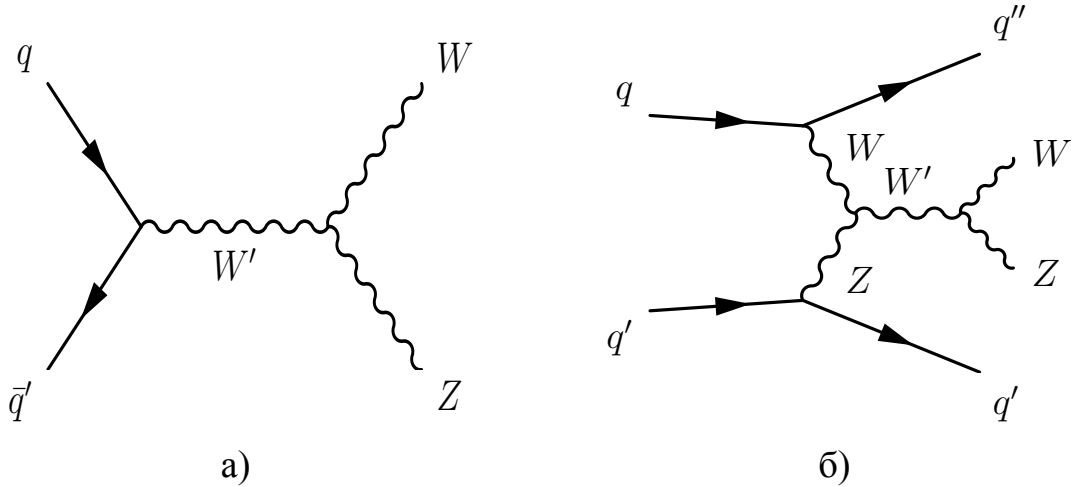


Рисунок 1.5 — Диаграммы Фейнмана для рождения W' -бозонов через процессы Дрелла-Яна (а) и слияния векторных бозонов (б).

1.6 Модель Рэндалл-Сандрума

Модель Рэндалл-Сандрума (Randall-Sundrum, RS) [41] пытается решить проблему иерархии добавлением дополнительного искаженного измерения как

показано на рисунке 1.6. Гравитация присутствует в 5-мерном пространстве анти-де-Ситтера с метрикой [41]:

$$ds^2 = e^{-2k|y|} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + dy^2, \quad (1.6)$$

где $y = r_c \phi$ ($0 \leq \phi \leq \pi$), $\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ — обычная метрика Минковского, k определяет скалярную кривизну пространства, а r_c — «радиус» дополнительного измерения. Из-за присутствия экспоненциального искажающего фактора $e^{-2k|y|}$ это пространство называется искажённым пространством [50].

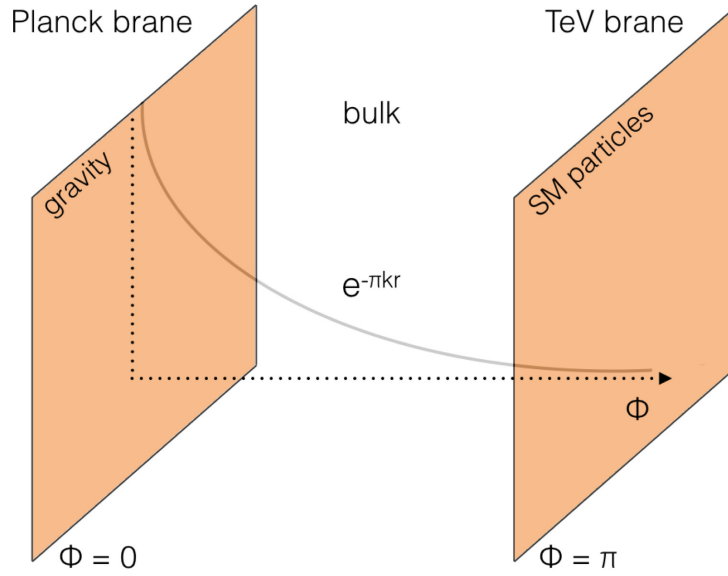


Рисунок 1.6 — Схематический рисунок пятимерного пространства с двумя бранами в RS модели.

В расширенной RS модели [7; 8], рассмотренной в данной диссертации, предполагаются две $(3+1)$ -мерные браны: одна планковская брана при $y = 0$, а другая тэвная брана при $y = \pi r_c$, на которой находится поле Хиггса, в то время как остальные поля SM и гравитация распространяются в дополнительной размерности. Большая разница между масштабами масс двух бран порождается искажением пространства–времени между ними и влияет на силу гравитации, измеряемую в различных точках пространства, что и объясняет проблему иерархии. Влияние искажающего фактора на юкавские константы приводит к эффекту уменьшения массы фермиона при его «приближении» к планковской бране [51]. Таким образом, можно также заодно решить проблему иерархии фермионных масс, которая заключается в том, что наблюдаемые массы трёх поколений фермионов отличаются в десятки раз, при том что остальные свойства этих частиц и их квантовые числа абсолютно одинаковы.

В RS модели дополнительное пространство приводит к тому, что безмассовый гравитон приобретает массивные уровни возбужденных состояний — моды Калуцы-Клейна (КК-гравитоны). Если учесть, что для физического масштаба порядка 1 ТэВ на тэвной бране $kr_c \sim 11$, массу первого возбужденного КК-гравитона со спином 2 можно оценить как [50]:

$$m_{G_{KK}} \sim \overline{M}_{Pl} e^{-kr_c \pi} \sim 1 \text{ ТэВ}, \quad (1.7)$$

где $\overline{M}_{Pl} = M_{Pl}/\sqrt{8\pi} = 2.4 \cdot 10^{18} \text{ ГэВ}$ — приведённая масса Планка. Таким образом, первое возбужденное состояние гравитона G_{KK} можно обнаружить на ЛНС. Так как лёгкие фермионы локализируются далеко от тэвной браны, КК-гравитоны на тэвной бране слабо взаимодействуют с ними. Как результат, в рождении G_{KK} доминирует процесс слияния глюонов (gluon-gluon fusion, ggF), показанный на рисунке 1.7. А распады G_{KK} в $W^\pm$ - и Z -бозоны могут быть значительными за счёт сильной связи КК-гравитонов с хиггсовским полем на тэвной бране.

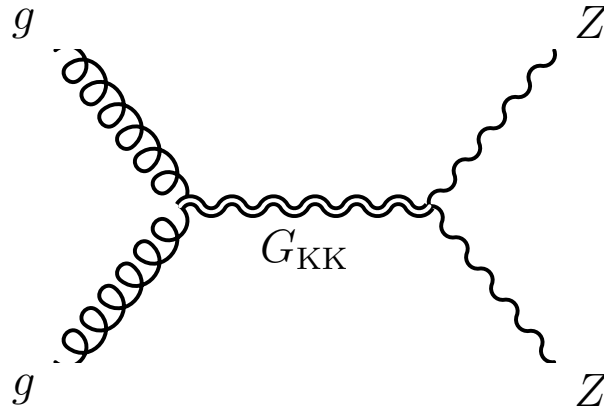


Рисунок 1.7 — Диаграмма Фейнмана для основного канала рождения G_{KK} .

Ширина G_{KK} пропорциональна $(k/\overline{M}_{Pl})^2$. Заметим, что если масштаб кривизны слишком мал и $k/\overline{M}_{Pl}$ принимает большие значения, то эффекты квантовой гравитации доминируют, и наше рассмотрение становится некорректным [50]. Поэтому в представленной диссертации рассматриваются два небольших значения $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ и $k/\overline{M}_{Pl} = 1$.

Глава 2. Экспериментальная установка

2.1 Детектор ATLAS на Большом адронном коллайдере

Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC) [52] — крупнейшая установка в физике высоких энергий, предназначенная для ускорения и последующего столкновения встречных пучков заряженных частиц (протонов или ионов свинца). Прежде чем попасть в LHC, протоны проходят ускорительный комплекс (см. рисунок 2.1), состоящий из линейного ускорителя (Linear accelerator 2, Linac2), бустерного кольца (Proton Synchrotron Booster, PSB), протонного синхротрона (Proton Synchrotron, PS) и протонного суперсинхротрона (Super Proton Synchrotron, SPS). Затем пучки протонов, ускоренные до энергии 450 ГэВ, подаются в противоположных направлениях в два главных ускорительных кольца LHC, в которых их энергия возрастает до 6.5 ТэВ. Пучок протонов состоит из 2808 сгустков, в каждом из которых содержится $1.15 \cdot 10^{11}$ частиц (реальные значения в разные периоды работы LHC незначительно отличаются от представленных здесь проектных параметров [53]). Столкновения сгустков происходит с частотой 40 МГц в четырёх точках пересечения двух главных колец ускорителя, в каждой из которой установлены детекторы частиц (см. рисунок 2.1): ATLAS, ALICE, CMS, LHCb.

Детектор ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [19] является экспериментом с широким кругом исследовательских задач: от изучения и прецизионного измерения параметров SM до наблюдения прямых и косвенных проявлений новой физики, например, поисков новых массивных частиц. Общий вид детектора представлен на рисунке 2.2. Ниже в данной главе приводится краткое описание основных его подсистем: внутреннего детектора, системы калориметров и мюонного спектрометра.

Количество набранных детектором событий N определенного физического процесса с сечением σ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s}$ зависит от интегральной светимости $\mathcal{L}$:

$$N = \sigma(\sqrt{s}) \cdot \varepsilon \cdot \int L dt = \sigma(\sqrt{s}) \cdot \varepsilon \cdot \mathcal{L}, \quad (2.1)$$

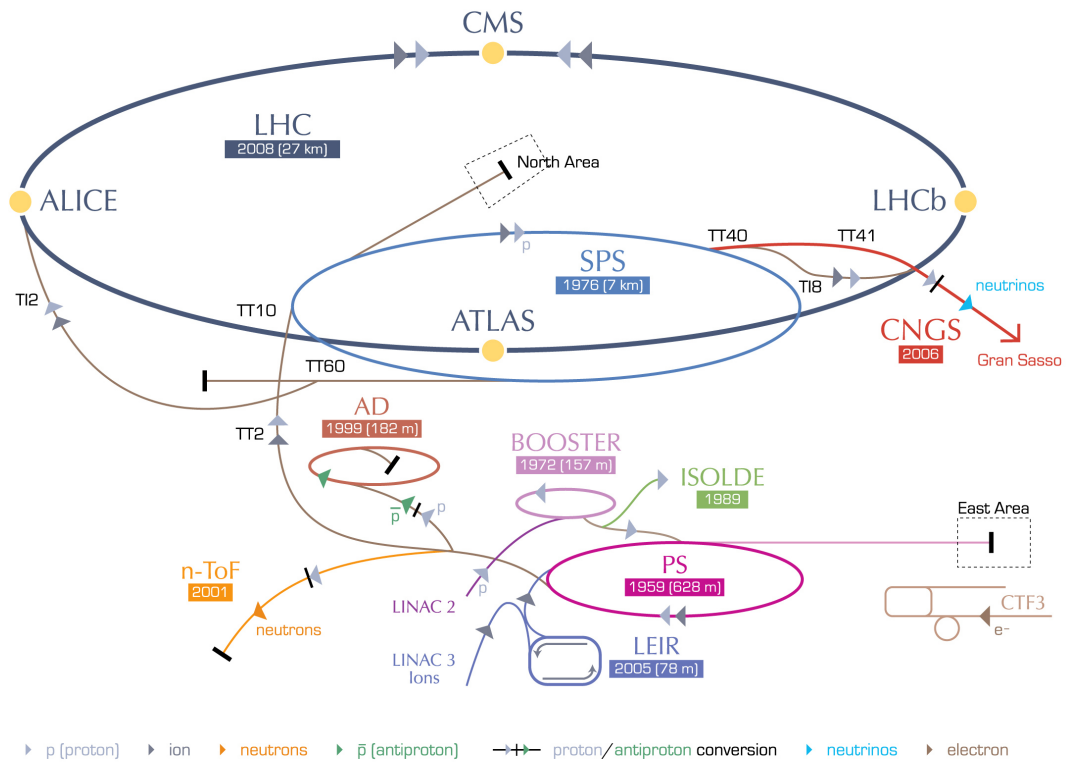


Рисунок 2.1 — Схема ускорительного комплекса LHC.

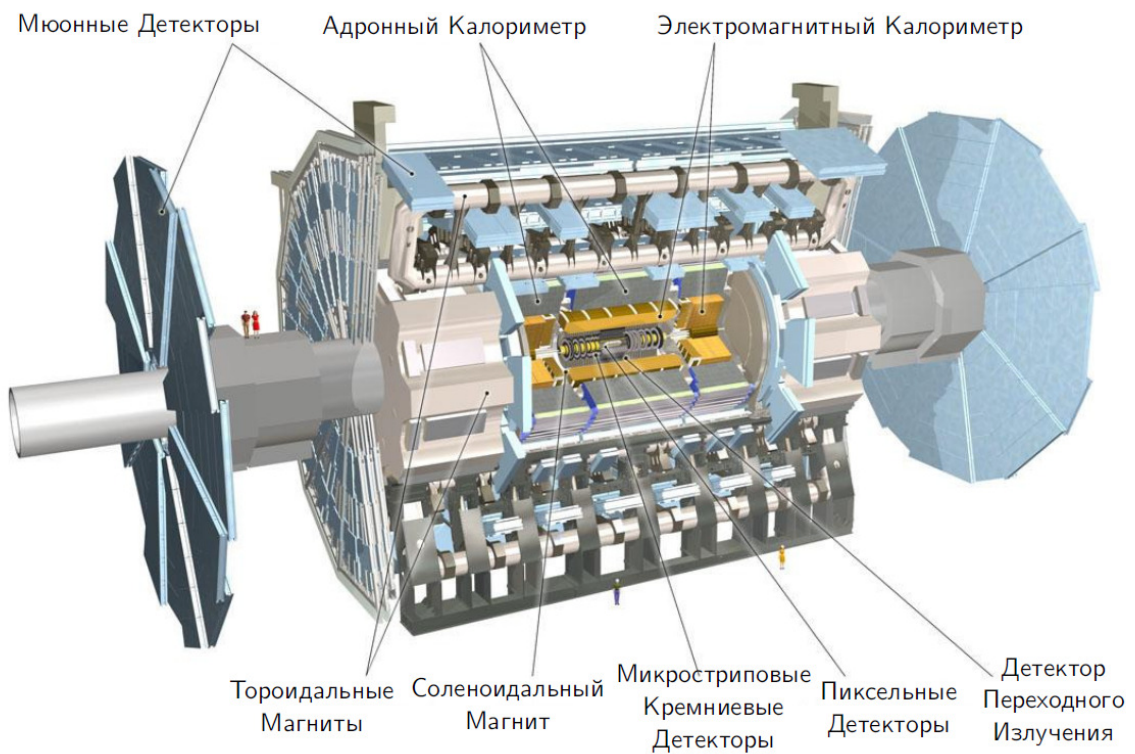


Рисунок 2.2 — Схематичный вид установки ATLAS.

где ε — это эффективность детектирования, L — мгновенная светимость коллайдера, характеризующая интенсивность столкновения частиц двух встречных пучков. Проектная светимость LHC составляет $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. При таких высоких значениях светимости возникает эффект наложенных pp -соударений (pile-up), когда в одном акте столкновения сгустков происходит большое количество неупругих протонных взаимодействий. При этом в событии многократно увеличивается число родившихся частиц, что затрудняет реконструкцию физических объектов и, соответственно, усложняет анализ данных.

Первый сеанс работы LHC, т. н. Run-1, проходил с 2009 по 2013 года. Суммарная энергия сталкиваемых протонов в системе центра масс достигала $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ в 2009–2011 годах и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ в 2012 году. За это время детектором ATLAS была накоплена статистика данных, соответствующая интегральной светимости порядка 25 фб^{-1} . После длительного периода модернизации ускорителя и детекторных установок второй сеанс работы, Run-2, проходил в течение 2015–2018 годов при энергии столкновений $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. К концу 2018 года статистика, накопленная детектором ATLAS, соответствует интегральной светимости порядка 139 фб^{-1} , в которой среднее количество наложенных pp -соударений в событии, т. н. средняя множественность $\langle\mu\rangle$, составляет 33.7 (см. рисунок 2.3) [54].

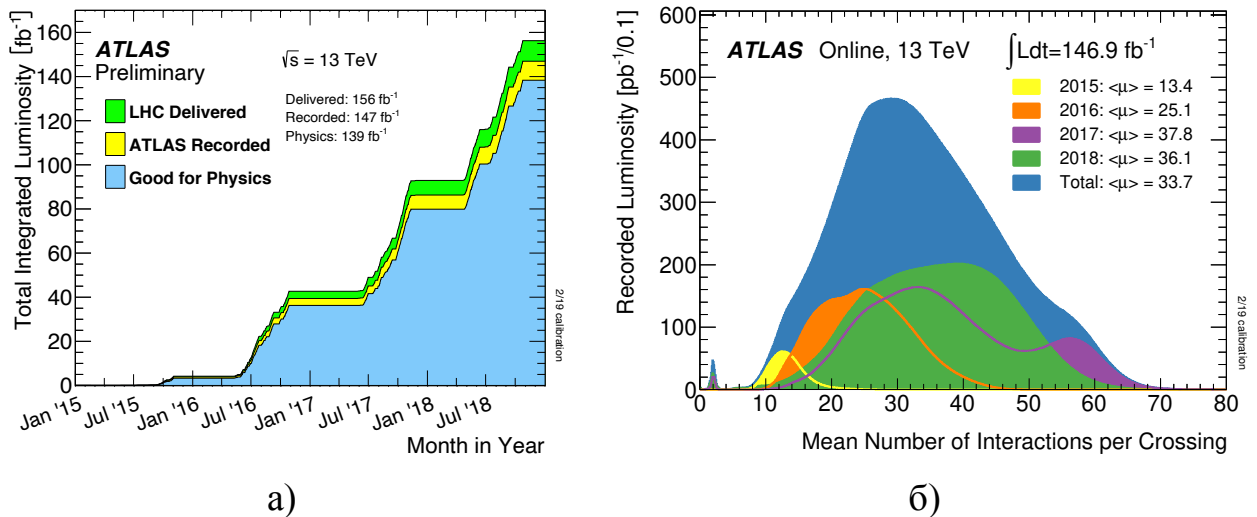


Рисунок 2.3 — Зависимость полной интегральной светимости от времени (а) и распределение количества наложенных протонных соударений (б) в детекторе ATLAS в течение сеанса Run-2 [54].

Несколько описанных в диссертации анализов данных по поиску проявлений новой физики на установке ATLAS выполнены на статистике, набранной

за период 2015–2016 годов, что соответствует интегральной светимости порядка 36 фб^{-1} при средней множественности наложенных протонных соударений $\langle \mu \rangle = 23.7$.

2.2 Система координат

В эксперименте ATLAS используется правая прямоугольная декартова система координат с началом в центре детектора, в точке, где происходит столкновение встречных пучков. Положительное направление оси X указывает на центр ЛНС. Ось Y направлена вертикально вверх, ось Z — против часовой стрелки по касательной к оси пучка (см. рисунок 2.4). Для удобства расчетов вводятся понятия азимутального и полярного углов. Азимутальный угол φ ($-\pi \leq \varphi \leq \pi$) лежит в плоскости XY и отсчитывается от положительного направления оси X по часовой стрелке. Полярный угол θ ($0 \leq \theta \leq \pi$) отсчитывается от положительного направления оси Z . Используются также понятия псевдобыстроты η , определяемой выражением $\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}$, и поперечного импульса частицы p_T , который находится как проекция её импульса на плоскость XY . Угловое расстояние между объектами определяется как $\Delta R = \sqrt{(\Delta \eta)^2 + (\Delta \varphi)^2}$.

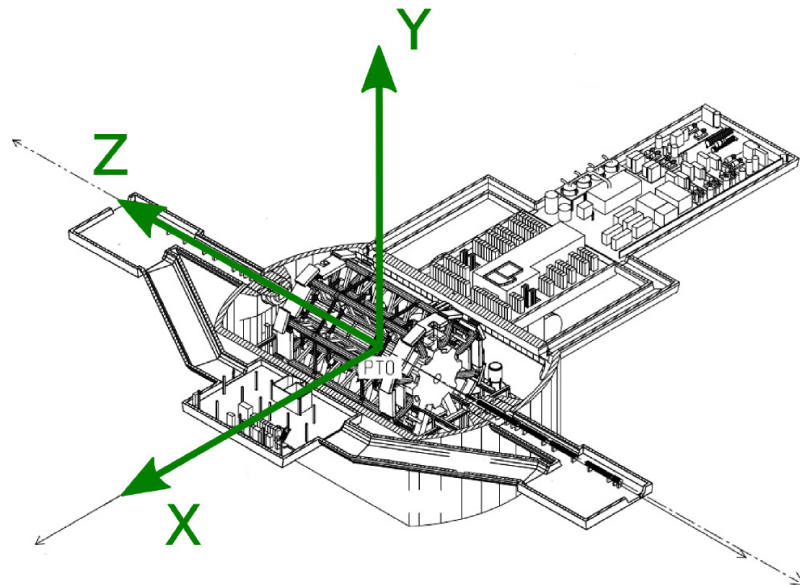


Рисунок 2.4 — Система координат детектора ATLAS.

2.3 Внутренний детектор

Внутренний детектор (Inner Detector, ID) фиксирует пространственные координаты пролетающих через него заряженных частиц. По этой информации восстанавливаются треки, а по их искривлению в магнитном поле измеряются импульсы частиц. Внутренний детектор расположен в центральном соленоиде, создающем аксиальное магнитное поле с индукцией 2 Тл, и находится в непосредственной близости от точки столкновения пучков. Конструктивно ID выполнен из трёх частей (см. рисунок 2.5). Непосредственно точку столкновения окружает пиксельный детектор (Pixel Detector, PIXEL). Следом за ним расположен микростриповый детектор (Semiconductor Tracker, SCT). С внешней стороны SCT находится детектор переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT). Пиксельный и микростриповый детекторы выполнены из кремниевых полупроводников, соответственно, принципы их функционирования одинаковы. Пересекая детектор, заряженная частица создает в его объеме свободные заряды (электроны и дырки), которые дрейфуют к электродам в приложенном электрическом поле.

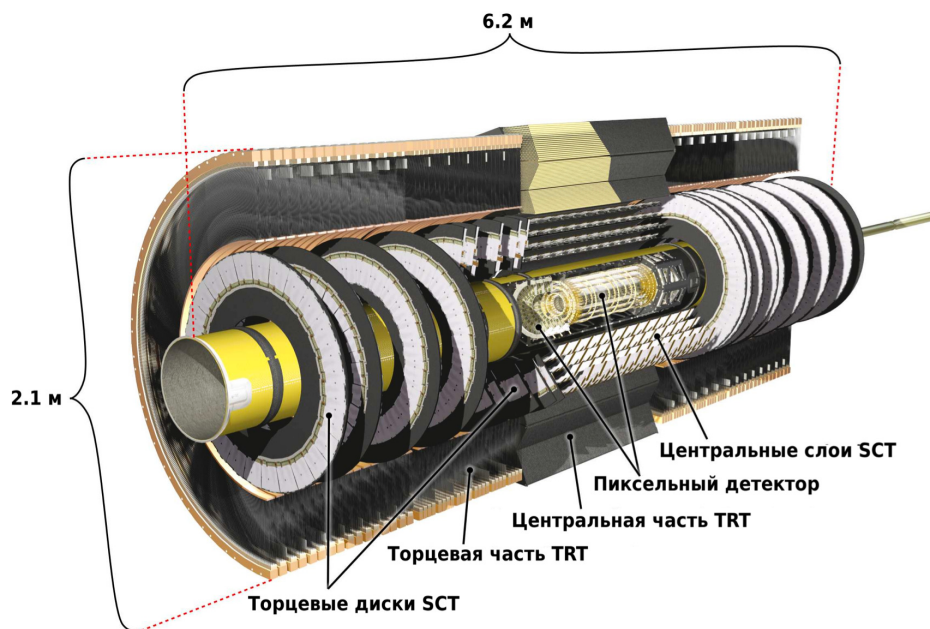


Рисунок 2.5 — Схематичный вид внутреннего детектора.

Сенсорные элементы пиксельного детектора, которые имеют размеры $50\text{ мкм} \times 400\text{ мкм}$, размещены на трёх соосных цилиндрах в центральной части и на шести дисках по торцам (по три с каждой стороны). Размеры пикселей самого внутреннего четвёртого т. н. *B*-слоя (Insertable *B*-Layer, IBL) — $50\text{ мкм} \times 250\text{ мкм}$.

Высокая гранулярность этого слоя позволяет проводить восстановление близких вторичных вершин распадов тяжёлых частиц. Пространственное разрешение пикселей в центральной части по оси Z и на дисках вдоль радиуса R одинаково и равно 115 мкм, разрешение по $(R - \varphi)$ в центральной части и на дисках также совпадает и равно 10 мкм.

Микростриповый детектор содержит 15 912 сенсоров, которые объединены в 4088 двухслойных модуля. Модули смонтированы на четырёх коаксиальных цилиндрах в центральной части и девяти дисках с каждого торца. Каждый сенсор состоит из 770 параллельных кремниевых стрипов (от англ. strip — полоска) с размером 80 мкм $\times$ 6.4 см. Стрипы в сенсорных слоях каждого модуля повернуты на 40 мрад относительно друг друга, что позволяет проводить координатные измерения. Разрешение по $(R - \varphi)$ составляет 17 мкм, а по оси Z и вдоль радиуса диска — 580 мкм. Таким образом, для заряженной частицы, пролетающей в центральной части сквозь слои пиксельного и микрострипового детекторов, определяется с прецизионной точностью семь пространственных координат. Поэтому, PIXEL и SCT образуют так называемую «дискретную» трековую систему, обеспечивающую измерения в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.

Третья составляющая ID — детектор переходного излучения, чувствительными элементами которого являются пропорциональные дрейфовые трубки малого диаметра (4 мм), заполненные газовой смесью на основе ксенона. Трубки помещены в радиатор, изготовленный из слоев пластика (полипропилен), между которыми находится углекислый газ. В центральной части трубки расположены вдоль оси пучка, в торцевой части — радиально. Вдоль оси трубок натянута анодная проволока, которая в трубках центральной части имеет пластиковую опору по центру, изолирующую половинки проволоки. Подобное конструктивное решение позволяет снимать сигналы независимо с каждой из половинок трубки. В центральной части детектор переходного излучения определяет координату $(R - \varphi)$, на торцах — $(Z - \varphi)$ с разрешением 130 мкм. Обычно измеряется около 36 координат трека частицы.

Слоистый радиатор физически представляет собой среду с изменяющейся диэлектрической проницаемостью. Заряженная частица, двигаясь в таком веществе, при пересечении границы испускает фотоны переходного излучения, интенсивность которого пропорциональна лоренц-фактору γ частицы и, соответственно, $\sim E/m$, где E и m — полная энергия и масса покоя частицы. Так как масса электрона на несколько порядков меньше масс других частиц, величина испус-

каемой электронами энергии переходного излучения значительно больше. Как и заряженная частица, кванты переходного излучения ионизируют молекулы газа в трубках. Отличие в том, что количество пар ионов, образуемых переходным излучением электронов значительно больше, соответственно, входной сигнал электроники от них сильнее. Поэтому устанавливаются два порога срабатывания приемного канала: высокий (~ 5 кэВ) для обнаружения фотонов переходного излучения и низкий (~ 300 эВ) для детектирования ионизационных потерь частицы. Таким образом, регистрация фотонов переходного излучения дает возможность идентифицировать электроны.

В результате внутренний детектор позволяет измерять с прецизионной точностью координаты и импульсы заряженных частиц выше значения 0.5 ГэВ в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$, восстанавливать вершины первичных и вторичных взаимодействий, а также обеспечивает идентификацию электронов для $|\eta| < 2.0$ в диапазоне импульсов от 0.5 до 150 ГэВ.

2.4 Система калориметров

Детектор ATLAS содержит электромагнитный (electromagnetic, EM), адронный (hadronic) и передний (forward) калориметры (см. рисунок 2.6), которые в совокупности перекрывают область $|\eta| < 4.9$. Первый из них охватывает внутренний детектор и предназначен для определения энергии электронов и фотонов. Конструктивно он состоит из центральной (LAr electromagnetic barrel) с областью псевдобыстрот $|\eta| < 1.475$ и двух торцевых (LAr electromagnetic end-cap) частей с $1.375 < |\eta| < 3.2$, в которых свинцовые пластины, используемые в качестве поглотителей, помещены в жидкий аргон. Проходя через свинцовые пластины, электроны и фотоны образуют каскады вторичных частиц, которые генерируют электрон-ионные пары в жидком аргоне. В последнем имеется электрическое поле, в результате заряженные частицы перемещаются к электродам, на которых формируется сигнал, пропорциональный выделившейся энергии.

Непосредственно за электромагнитным следует адронный калориметр, который служит для реконструкции адронных струй. Адронный калориметр состоит из центральной и двух торцевых частей. Торцевая часть (LAr hadronic end-cap) выполнена из медных пластин, между которыми находится жидкий аргон, и со-

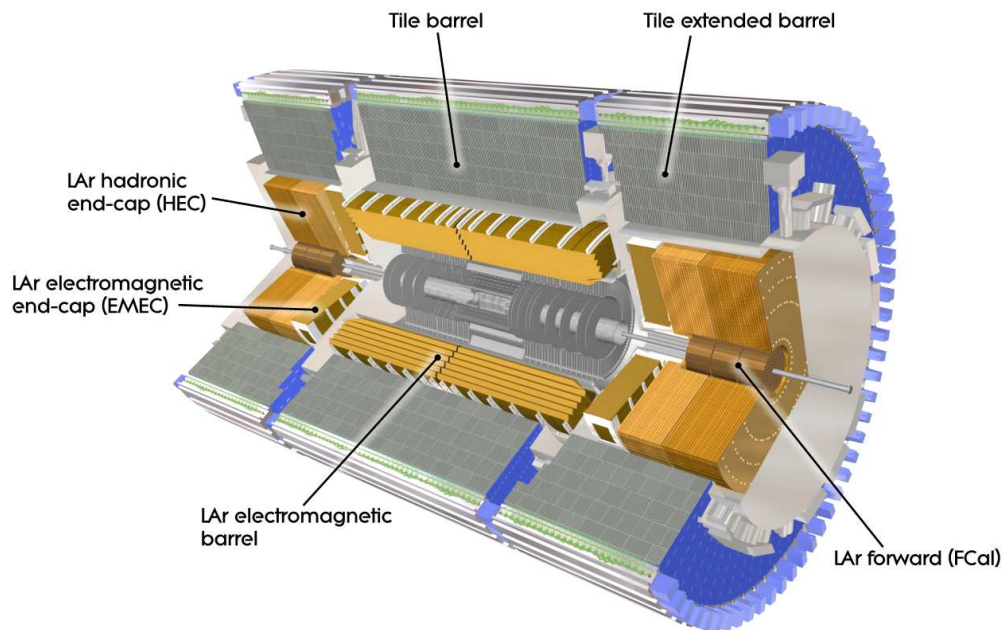


Рисунок 2.6 — Система калориметров детектора ATLAS.

ответствует диапазону $1.5 < |\eta| < 3.2$. В центральной части ($|\eta| < 1.7$) — в т. н. сцинтилляционном адронном калориметре (Tile Calorimeter, TileCal) — стальные пластины (поглотитель) разделены детектирующими слоями из органического сцинтиллятора (полистирола), испускающего кванты ультрафиолетового излучения при прохождении ионизирующей частицы.

В свою очередь, TileCal состоит из одной центральной (Tile Long Barrel, LB), и двух боковых (Tile Extended Barrel, EB) цилиндрических секций. Каждый из трёх цилиндров разбит по азимутальному углу на 64 независимых модуля, схематически изображенного на рисунке 2.7а. Свет, возникший в сцинтилляционных пластинах, доставляется пучками спектросмещающего волокна к фотоумножителям (ФЭУ), формируя ячеистую структуру каждого модуля калориметра (см. рисунок 2.7б). Две стороны каждой калориметрической ячейки соединены с двумя разными ФЭУ, и таким образом реализуются два независимых канала считывания (левый и правый каналы), что увеличивает надёжность и качество сбора света. Фотоумножитель преобразует свет в электрические сигналы, амплитуда которых после формирования импульса пропорциональна выделившейся энергии.

Передний калориметр (LAr forward), который перекрывает область псевдобыстрот $3.1 < |\eta| < 4.9$, состоит из трёх блоков. Внутренний блок изготовлен из меди и предназначен для измерения параметров электромагнитных ливней. Следующие два блока выполнены из вольфрама и предназначены для измерения параметров адронных струй. Все блоки выполнены в виде металлической матрицы с отверстиями, в которые вставлены трубки с закрепленными на их оси

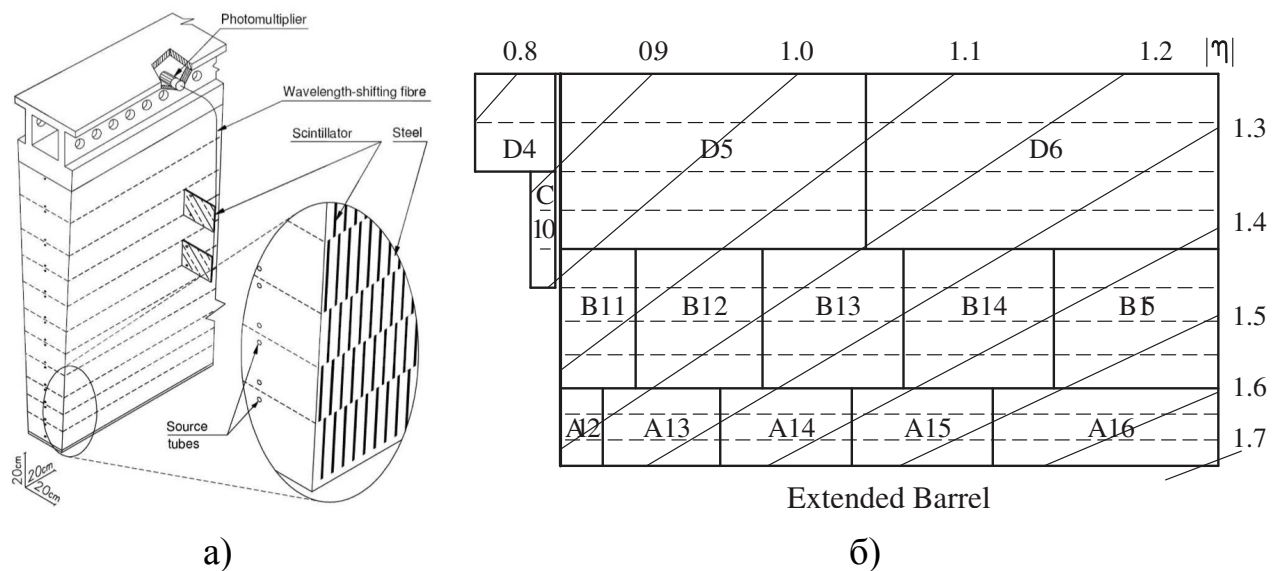


Рисунок 2.7 — Общая схема модуля TileCal (а) и структура его ячеек в боковой цилиндрической секции (б).

стержнями. Отверстия и, соответственно, трубки и стержни параллельны оси пучка. Жидкий аргон — активная среда — находится между стержнями и трубками.

Принцип функционирования переднего калориметра и торцевой части адронного калориметра аналогичен вышерассмотренному в электромагнитном калориметре.

2.5 Мюонный спектрометр

Мюонный спектрометр окружает адронный калориметр и является, таким образом, периферическим устройством детектора ATLAS, которое предназначено для определения координат и импульсов мюонов. Подобное расположение продиктовано высокой проникающей способностью мюонов, которые практически не поглощаются в калориметрах. Спектрометр находится в магнитном поле, которое искривляет траектории пролетающих через него частиц. В области $|\eta| < 1.4$ поле создается центральными тороидальными магнитами, в передней области ($1.6 < |\eta| < 2.7$) — двумя торцевыми тороидами, а в промежуточной области ($1.4 < |\eta| < 1.6$) поле является суперпозицией двух вышерассмотренных полей.

Спектрометр состоит из четырёх видов газонаполненных камер (см. рисунок 2.8). Первая пара: мониторируемые дрейфовые трубки (Monitored Drift Tubes,

MDT) и катодные полосковые камеры (Cathode Strip Chambers, CSC) используются для прецизионного измерения координат треков мюонов.

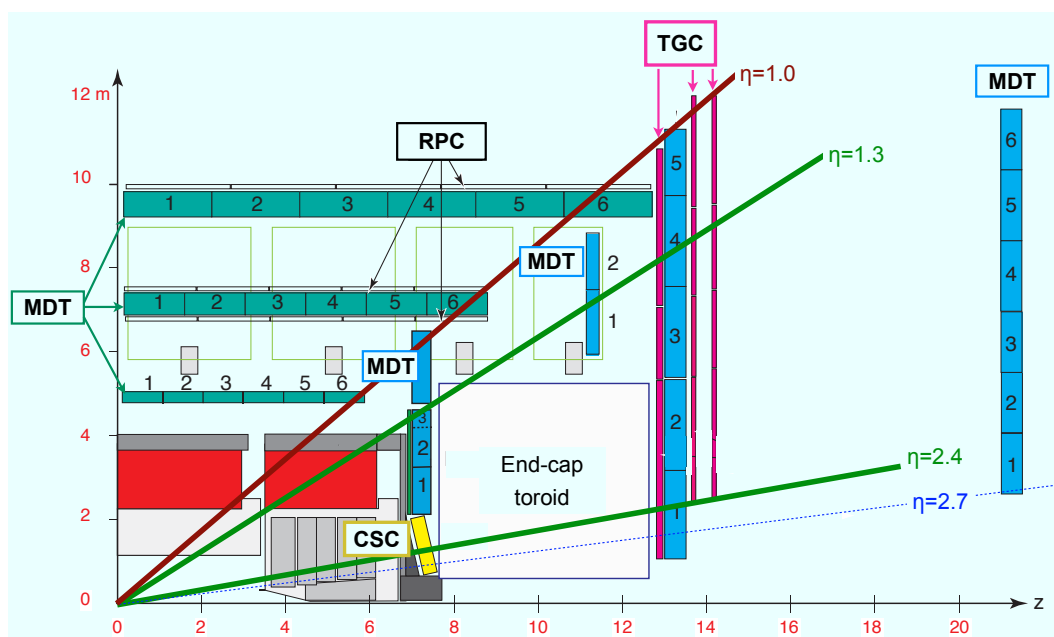


Рисунок 2.8 — Четверть мюонного спектрометра в разрезе.

С помощью MDT-камер проводят измерения в широкой области псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Чувствительным элементом этих камер являются катодные дрейфовые трубки с анодной проволочкой из вольфрама-рений вдоль оси, заполненные смесью газов Ar/CO₂. В центральной области камеры располагаются в трёх цилиндрических слоях, параллельных оси пучка, в каждой торцевой области — в четырёх плоскостях перпендикулярных оси пучка. Разрешение этих камер составляет 35 мкм.

В передних областях детектора, где плотность потока мюонов существенно выше, применяют CSC-камеры. Эти камеры установлены на ближайшем к точке столкновения слое MDT в области псевдобыстрот $2.0 < |\eta| < 2.7$. Камеры CSC являются многопроволочными пропорциональными камерами. Конструктивно CSC-камера имеет четыре слоя, каждый из которых выполнен из анодных проволочек, направленных по радиусу, и двух плоских катодов, разделенных на полоски. Стрипы одного катода направлены по проволочкам, а второго — перпендикулярно. Подобное исполнение обеспечивает пространственное разрешение с точностью в 60 мкм по направлению прогиба траектории и в 5 мм по азимуту.

Для триггерного отбора событий используют вторую пару камер, перекрывающих область $|\eta| < 2.4$. Беспроволочные камеры с резистивными пластинами (Resistive Plate Chambers, RPC) установлены в центральной части спектрометра

($|\eta| < 1.05$), в то время как тонкоззорные камеры (Thin Gap Chambers, TGC) — в области псевдобыстрот $1.05 < |\eta| < 2.4$.

Камеры RPC установлены в трёх цилиндрических слоях в непосредственной близости к MDT-камерам: по обеим сторонам среднего слоя и снаружи от внешнего слоя MDT. Камера выполнена из двух блоков, каждый из которых имеет два плоских чувствительных слоя, разделенных газовым промежутком. Сигналы снимаются с обоих чувствительных слоёв, стрипы которых перпендикулярны. Временное разрешение камер RPC равно 1.5 нс, пространственное по азимуту — 10 мм.

Камеры TGC расположены на каждом из торцов установки ATLAS в виде трёх перпендикулярных оси пучка дисковых слоёв, разбитых по азимутальному углу на 48 секторов. Они представляют собой многопроволочные пропорциональные камеры, где анодные проволочки натянуты по азимуту, а стрипы, с которых снимается информация, расположены ортогонально проволочкам. Временное разрешение TGC равно 4 нс, а пространственное по азимуту — от 3 мм до 7 мм.

Таким образом, триггерные камеры обеспечивают грубое измерение поперечных импульсов мюонов, эта информация является входной для триггеров первого уровня, а измерение координаты по азимуту дополняет данные MDT-камер.

2.6 Триггер и сбор данных

Для того чтобы обработать все столкновения пучков протонов в детекторе ATLAS, необходимо записывать события со скоростью порядка $10 \text{ ТБ} \cdot \text{с}^{-1}$. Современные вычислительные мощности и пропускная способность системы сбора данных не обладают для этой цели достаточной производительностью. Однако, ситуацию упрощает то обстоятельство, что с точки зрения физики в первую очередь интерес представляют события с жёсткими процессами в pp -соударениях (см. параграф 5.1). Поэтому необходима система предварительного высокоскоростного отбора этих событий с целью их последующего изучения. Подобная многоуровневая система, эффективно фильтрующая события с заданными свойствами, функционирует на установке и называется триггером. Непрерывное

развитие элементной базы электроники создает предпосылки для модернизации этой системы как на аппаратном уровне, так и в области программного обеспечения.

К началу Run-2 система триггера [55] детектора ATLAS претерпела масштабное обновление и функционировала в данном сеансе в качестве двух-уровневой системы, состоящей из следующих подсистем: триггера первого уровня (Level-1, L1), выполненного на уровне электроники, и триггера высокого уровня (High-Level Trigger, HLT), выполненного программным образом. На рисунке 2.9 приведена схема работы триггера в сеансе Run-2. На каждом следующем уровне триггера решение предыдущего пересматривается. Среднее время принятия решения L1 составляет 2.5 мкс, а частота событий на выходе составляет 100 кГц. Триггер HLT дополнительно снижает частоту событий примерно до 1 кГц со средним временем обработки приблизительно 200 мс, и эти события записываются на накопители данных детектора ATLAS.

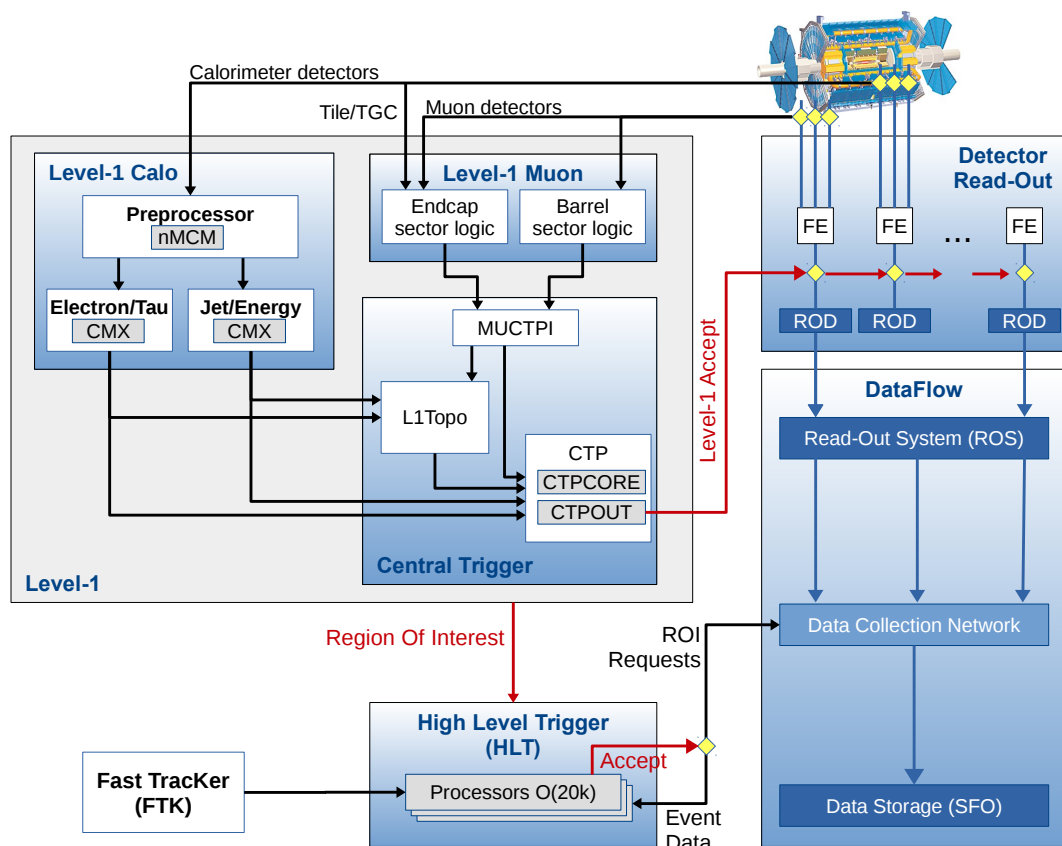


Рисунок 2.9 — Схема работы триггера и системы сбора данных ATLAS в сеансе Run-2 [55].

Триггер первого уровня (L1), предназначенный быстро идентифицировать объекты с большим поперечным импульсом, включает калориметрический,

мюонный и центральный триггеры. Калориметрический (L1Calo) триггер использует информацию, полученную как от электромагнитного, так и от адронного калориметров с гранулярностью порядка $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$. Триггер L1Calo пытается идентифицировать электроны, фотоны, тау-лептоны, адронные струи, а также вычислить недостающую поперечную энергию. Мюонный триггер (L1Muon) вырабатывает решение, основываясь на трековой информации с мюонного спектрометра, обладающего крупной гранулярностью (камеры RPC и TGC). Топологическая триггерная подсистема (L1Topo), входящая в состав центрального триггера (L1 Central Trigger), вычисляет сложные характеристики нескольких объектов, параметры которых поступили из L1Calo и L1Muon. Например, угловое расстояние между объектами ΔR или их инвариантную массу $m = \sqrt{(\sum_i E_i)^2 - (\sum_i \vec{p}_i)^2}$, где E_i и $\vec{p}_i$ — энергия и импульс i -го объекта соответственно. В результате, основываясь на информации с L1Calo, L1Muon и L1Topo, центральный триггерный процессор (Central Trigger Processor, CTP), который является частью центрального триггера, принимает окончательное решение.

Если событие отбирается L1 триггером, то вся информация с электроники детектора передается в подсистему считывания (Readout System, ROS). Одновременно с этим формируется т. н. область интереса (Region of Interest, RoI) — это область пространства по $(\eta - \phi)$ вокруг идентифицированного объекта. Полная калориметрическая, мюонная и трековая информация из RoI поступает в триггер HLT и анализируется. Чтобы принять окончательное решение, триггер HLT в некоторых случаях производит полную реконструкцию события. Вся информация о событии, прошедшем отбор HLT, передается в хранилище данных ATLAS, а буфер в ROS очищается.

Критерии отбора объектов для триггеров каждого уровня задаются программно, а общая конфигурация триггера ATLAS формируется с помощью цепочки триггерных $L1 \rightarrow HLT$ отборов. По названию каждой цепочки можно определить заданные критерии отбора. Например, HLT_mu20_loose_L1MU15 триггер отбирает мюоны с $p_T > 20$ ГэВ и критерием изолированности «loose» (см. параграф 4.3) на уровне HLT из мюонов, отобранных L1 триггером с поперечным импульсом более 15 ГэВ. Триггер HLT_e24_lhtight_nod0_ivarloose отбирает электроны с $E_T > 24$ ГэВ, удовлетворяющие уровню идентификации электронов «tight» и изолированности «varLoose» (см. параграф 4.2) в HLT, nod0 указывает на то, что никакие ограничения на прицельные параметры не накладываются.

Тем не менее, высокая светимость приводит к большому числу записываемых событий, поэтому довольно часто используется деление частоты (prescale) срабатывания триггерной цепочки. В этом случае только часть прошедших все триггерные отборы событий сохраняется в системе сбора данных, например, каждое второе.

2.7 Модель обработки данных

Технически непростая задача — реализовать физический анализ на больших массивах экспериментальных данных. С целью упрощения процедуры обработки в эксперименте ATLAS было разработано несколько основных форматов хранения данных, между которыми осуществляется последовательная конвертация, как показано на рисунке 2.10.

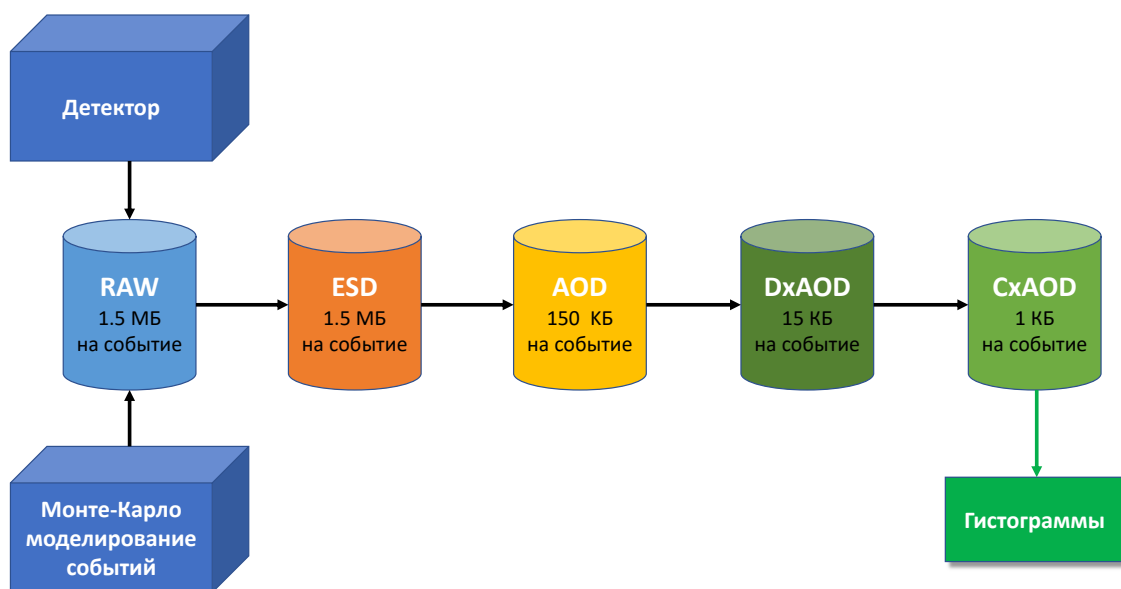


Рисунок 2.10 — Схема модели обработки данных в эксперименте ATLAS. Для каждого формата данных указан приблизительный размер одного события.

Информация со всех подсистем детектора ATLAS о событии, которое прошло триггерный отбор, записывается в формат «сырых» (RAW) данных (пример TileCal RAW данных можно найти в параграфе 3.4).

Частицы в смоделированных методом Монте-Карло (Monte Carlo, MC) событиях проходят через полную симуляцию детектора ATLAS [56] с помощью пакета программ Geant4 [57] и также сохраняются в «сыром» формате данных.

Далее происходит первичная реконструкция RAW данных, информация о которой сохраняется в ESD (Event Summary Data) формате. Здесь содержится самая детальная информация о реконструированных событиях.

Затем, с целью уменьшения размера события, создается основной формат эксперимента ATLAS — AOD (Analysis Object Data), в котором содержится только наиболее важная информация, необходимая для выполнения большинства физических анализов.

Для каждого физического анализа обычно создается производный от AOD формат DxAOD, содержащий только ту часть исходной информации, которой достаточно для выполнения данного конкретного исследования. Например, для анализов, выполненных в данной диссертации, разработан собственный формат DxAOD (HIGG2D4) с критериями предварительного отбора событий $\ell\ell qq$, который позволяет сократить объём обрабатываемых данных приблизительно на два порядка относительно формата AOD.

На последнем этапе выполняются многочисленные калибровки физических объектов (см. главу 4), что позволяет улучшить точность измерений, а данные сохраняются в формат CxAOD (Calibrated AOD). На основании этих калибровок производится коррекция смоделированных данных. Неопределенности таких корректировок служат источником экспериментальных систематических погрешностей, оценка которых выполнена из дополнительных измерений в первые годы работы детектора. Таким образом, знание стандартного отклонения σ для экспериментальной систематической погрешности позволяет также сохранять в CxAOD два дополнительных четырёхимпульса физического объекта при сдвиге на $\pm 1\sigma$ от номинального значения.

Программное обеспечение (ПО) для анализа данных разрабатывается в среде CxAODReader. Здесь формулируются критерии отбора объектов и событий, категоризация событий по сигнальным и контрольным областям и т. д. Результат можно получить в виде наглядных гистограмм распределения событий по любой наблюдаемой величине, например, по инвариантной массе пары векторных бозонов m_{VV} . Основным преимуществом работы с таким форматом данных является удобство оценки вклада каждого источника экспериментальной систематической ошибки в общую погрешность наблюдаемой величины: сохранённые в CxAOD данные четырёхимпульсов позволяют построить по две дополнительные гистограммы (сдвиг на $\pm 1\sigma$) для каждого источника экспериментальной систематической погрешности.

Глава 3. Мюонный триггер адронного калориметра

3.1 Мотивация проекта

К началу второго сеанса (Run-2) триггер L1 установки ATLAS был значительно модернизирован. Наряду с введением новой подсистемы L1Торо в триггер первого уровня (см. параграф 2.6) в L1Muon был добавлен мюонный триггер адронного калориметра, т. н. L1 Tile-Muon триггер [28].

Основным источником фона триггера L1Muon в передней области установки ATLAS являются протоны с низким импульсом, вылетающие из торцов тороидальных магнитов и системы защитного экранирования пучка [58]. Такие частицы, возникающие около торцов детектора ATLAS, идентифицируются в камерах TGC как мюоны с большим поперечным импульсом и вызывают срабатывание триггера. На рисунке 3.1 показано распределение кандидатов в мюоны с $p_T > 20$ ГэВ, отобранных триггером L1Muon, в зависимости от псевдобыстроты. В передних областях детектора, выделенных красными прямоугольниками, наблюдается увеличение числа срабатываний триггера относительно соседних областей (синие точки) [59].

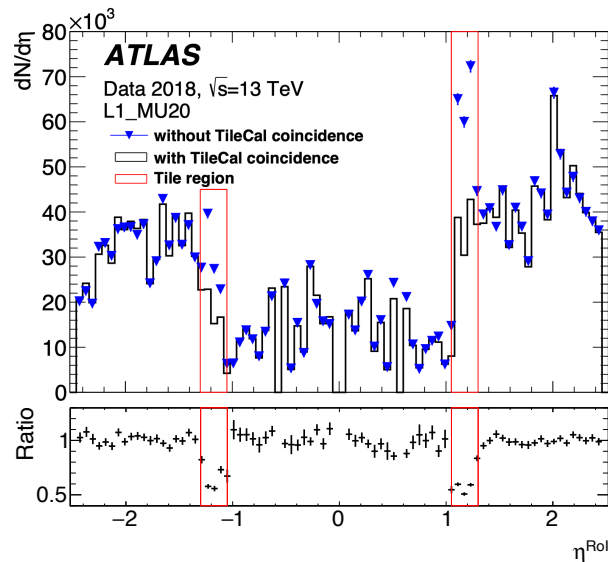


Рисунок 3.1 — Распределение кандидатов в мюоны, отобранных триггером L1_MU20, по псевдобыстроте с включенным (чёрная линия) и выключенным (синие точки) L1 Tile-Muon триггером в данных 2018 года. Красные прямоугольники показывают области покрытия внешнего слоя ячеек TileCal [59].

Для того чтобы избавиться от ложных срабатываний L1Muон, была реализована система совпадений с другой подсистемой установки ATLAS — сцинтилляционным адронным калориметром (Tile Calorimeter, TileCal). Информация из ячеек его внешнего слоя, до которого долетают в основном только мюоны, «помогает» L1Muон триггеру в идентификации «настоящих» мюонов. Из предварительного изучения следует (см. рисунок 3.2), что TileCal позволяет подавлять ложные срабатывания триггера, почти не снижая эффективность регистрации «полезных» мюонов даже при высокой светимости [60]. Например, при установке триггерного порогового значения в 400 МэВ эффективность детектирования мюонов в области $1.0 < |\eta| < 1.3$ снижается всего на $\sim 5\%$, в то время как частота ложных срабатываний триггера L1_MU20 уменьшается на $\sim 80\%$.

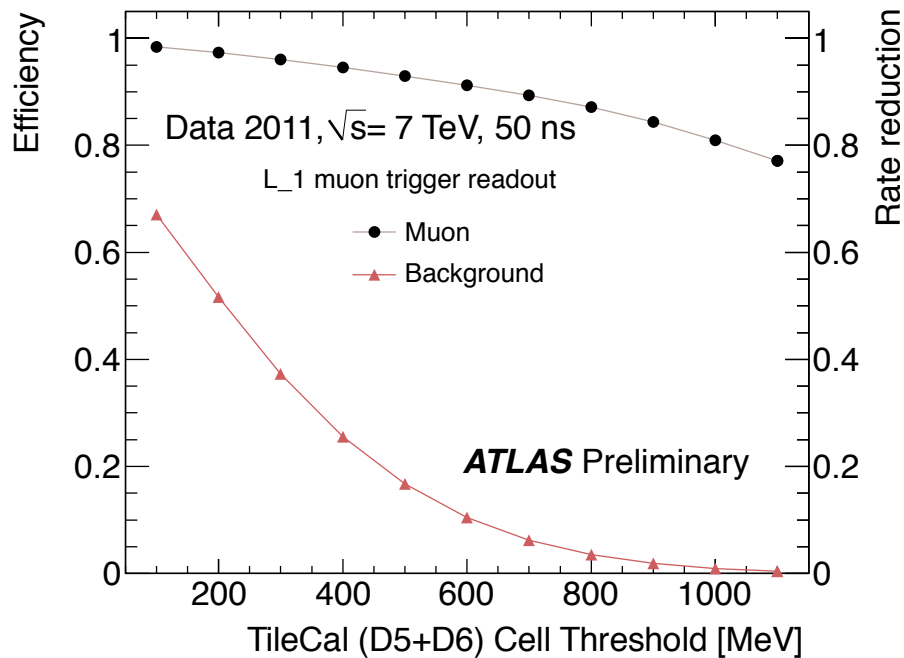


Рисунок 3.2 — Эффективность регистрации мюонов (чёрная кривая) и степень подавления ложных срабатываний триггера (красная кривая) в зависимости от триггерного порогового значения для ячеек D5 + D6. Оценки проведены на прототипе электроники и данных 2011 года [60].

Подключение внешнего слоя ячеек TileCal в области $1.0 < |\eta| < 1.3$ к триггеру L1Muон, работающему на данных с камер TGC в этом интервале псевдобыстрот (см. рисунок 3.3) — важная часть программы модернизации детектора ATLAS к сеансу Run-2 [60].

3.2 Новая электроника триггера

Чтобы реализовать сбор данных в области псевдобыстрот $1.0 < |\eta| < 1.3$, L1 Tile-Muon триггер использует ячейки D5 и D6 (см. рисунок 3.3) обоих цилиндров EB сцинтилляционного адронного калориметра (см. параграф 2.4), каждая из которых имеет левый и правый каналы считывания: D5L, D5R, D6L, D6R [19].

Электронная плата мюонного триггера адронного калориметра (Tile Muon Digitizer Board, TMDb) была разработана для приема, оцифровки и обработки данных, поступающих из каналов считывания D-ячеек секций EB. Модуль TMDb оценивает выделившуюся в ячейках энергию, используя метод согласованного фильтра (Matched Filter, MF) [61], и сравнивает её с пороговыми значениями. Свои решения триггер направляет на электронные платы обработки TGC (Sector-Logic Boards, TGC-SL).

Поскольку каждая ячейка TileCal имеет два канала считывания, а информация используется только из D5 и D6 ячеек 64-х модулей двух секций EB,

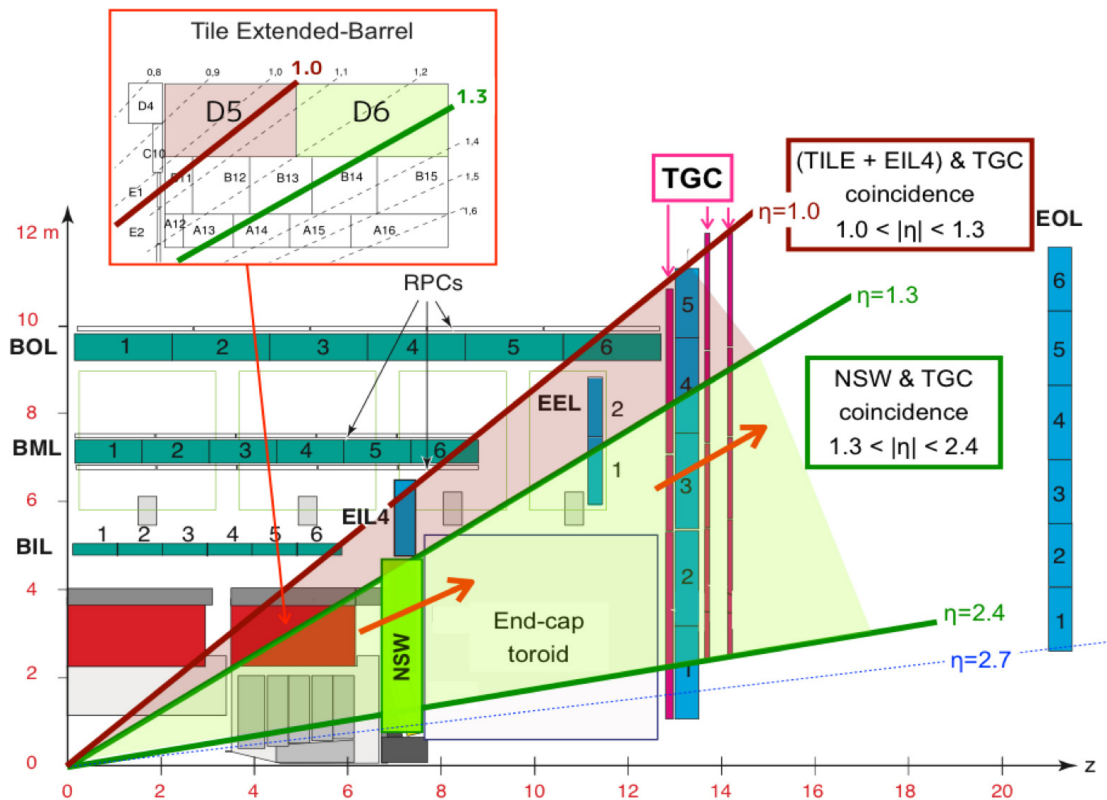


Рисунок 3.3 — Иллюстрация совпадений между внешними D5 и D6 ячейками TileCal и камерами TGC в области $1.0 < |\eta| < 1.3$ (заштрихованная красным область) [60].

то 16 плат TMDB обрабатывают в общей сложности $2 \times 64 \times 4 = 512$ каналов. Каждая TMDB получает сигнал от 8 модулей TileCal, т. е. 32 ФЭУ, и имеет 3 оптических канала для отправки триггерного решения в TGC-SL (см. рисунок 3.4). На стороне L1Muon триггера 48 TGC-SL плат получают данные от TMDB и вырабатывают окончательное триггерное решение [28].

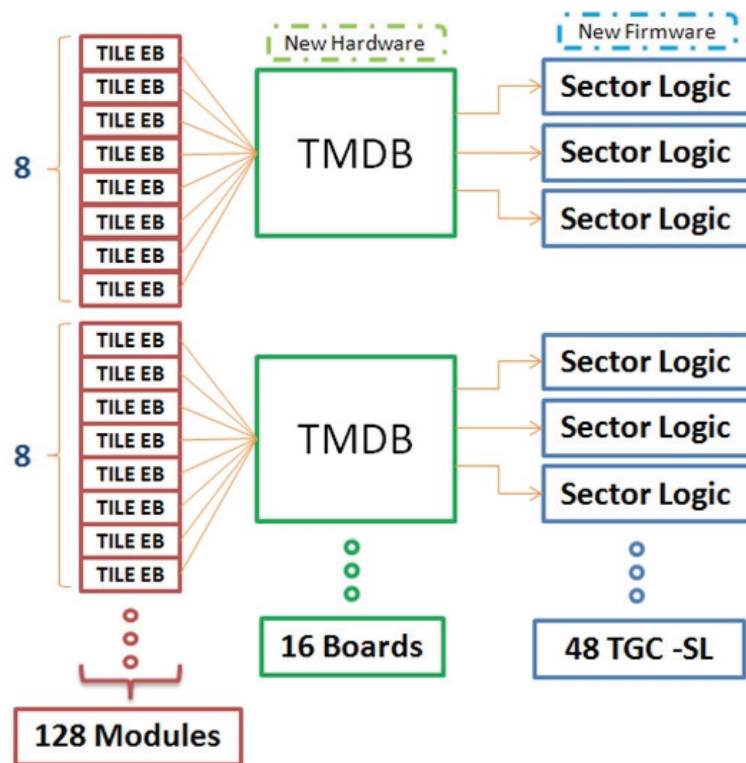


Рисунок 3.4 — Архитектура системы Tile-Muon триггера [28].

Модуль TMDB представляет собой плату магистральной VME с типоразмером 9U (340×360 мм), где интерфейс VME обслуживается специальным устройством — программируемой логической интегральной схемой (Field-Programmable Gate Array, FPGA) Cyclone III от Altera-Intel (см. рисунок 3.5).

Каждая плата по 32 каналам принимает аналоговые сигналы от 16 TileCal ячеек и выполняет их оцифровку с помощью 8-битных аналого-цифровых преобразователей (АЦП). Цифровые сигналы поступают на центральное (core) FPGA Spartan-6 от компании Xilinx, где производится оценка энергии и обнаружение сигнала.

Оптическая связь между TMDB и TGC-SL осуществляется по протоколу G-Link от Hewlett Packard, реализованному на центральном FPGA с помощью трансиверов стандарта SFP. С целью мониторинга и отладки TMDB передает данные АЦП, восстановленную энергию и триггерные решения в систему считывания (ROS) через разработанный в ЦЕРН S-Link интерфейс [62], реализованный

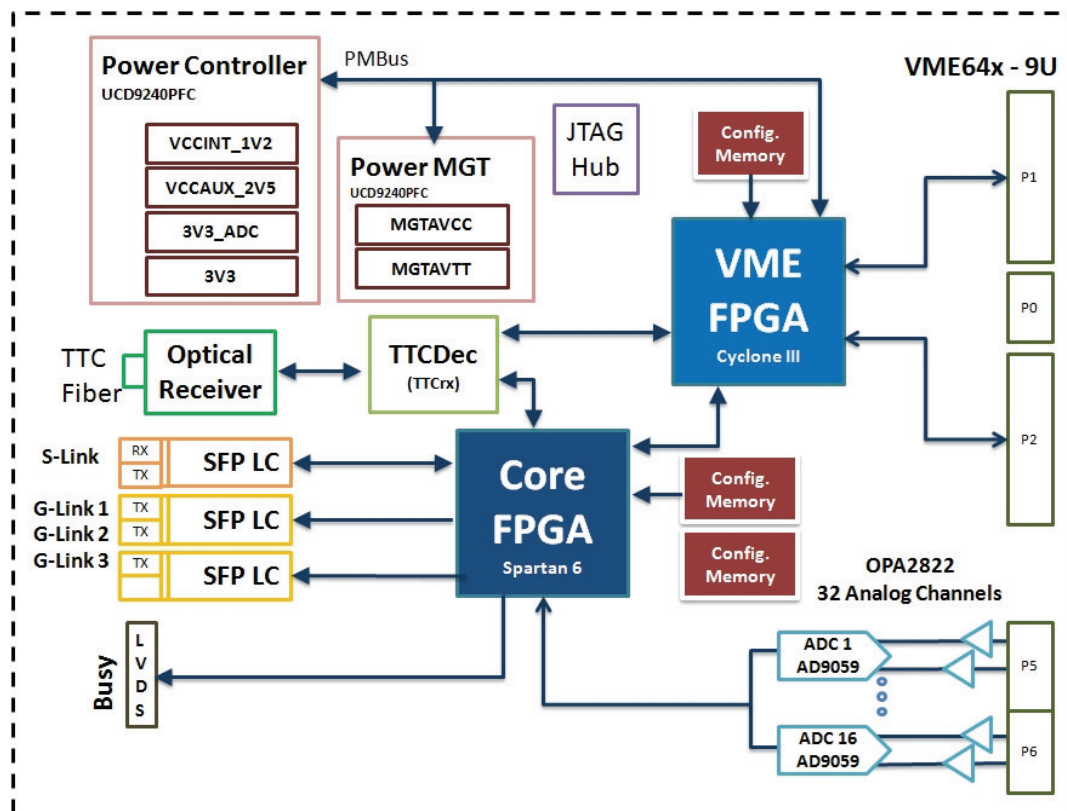


Рисунок 3.5 — Схематическое изображение устройства электронной платы TMDb [28].

на том же центральном FPGA. Сигнал синхронизации, триггера и управления (TTC) передается на оптический приемник и декодируется в мезонинной плате TTCDec [60].

3.3 Микропрограммное обеспечение новой электроники

Аналоговый сигнал оцифровывается с частотой дискретизации 40 МГц. Для считывания импульса с ФЭУ достаточно семи последовательных измерений АЦП.

Все измерения АЦП направляются в центральное FPGA, которое с помощью микропрограммного обеспечения (MPU) производит оценку энергии по амплитуде обнаруженных импульсов и принимает триггерное решение. На рисунке 3.6 показана архитектура MPU, реализованного на языке описания аппаратуры (Hardware Description Language, HDL).

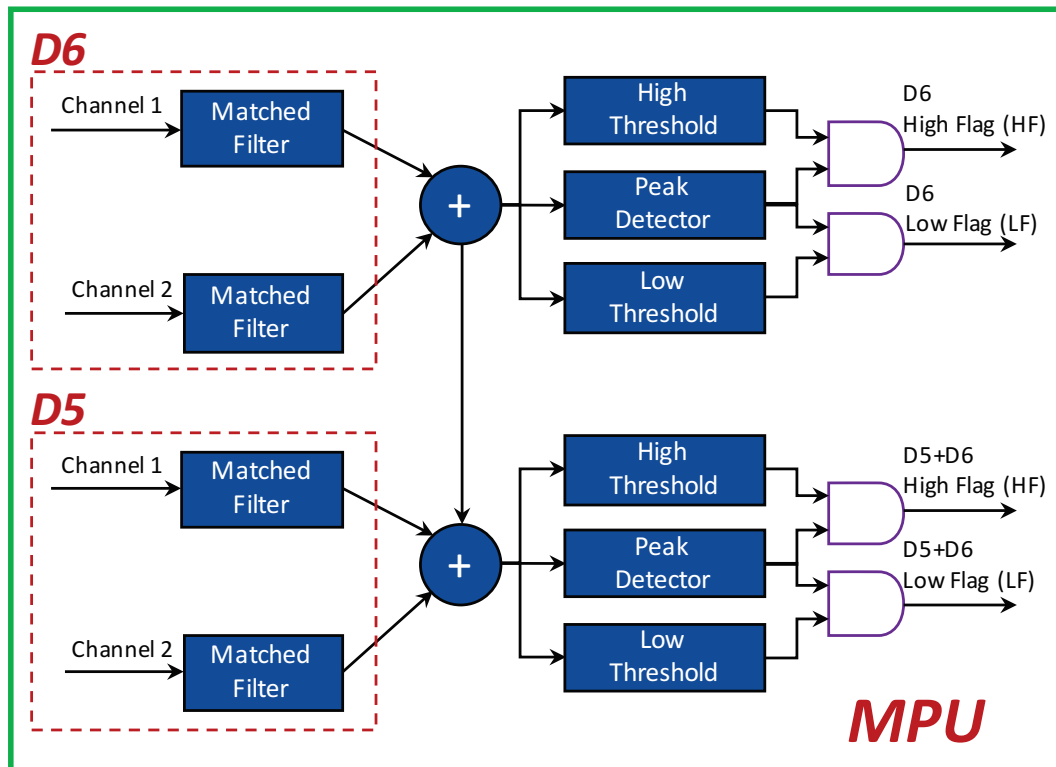


Рисунок 3.6 — Архитектура микропрограммного обеспечения [28].

Реконструкция энергии осуществляется с помощью 7-коэффициентного согласованного фильтра (MF) с конечной импульсной характеристикой (т. н. нерекурсивного фильтра) [61]. Коэффициенты MF вычисляются для каждого канала считывания с использованием соответствующей опорной формы импульса и ковариационной матрицы шума. Энергия, выражаемая в произвольных единицах (AU), вычисляется суммированием слагаемых, которые являются произведением коэффициентов MF на измерения АЦП. Полученная таким образом энергия сравнивается с пороговыми значениями (также в AU) и используется для принятия четырёх триггерных решений TMDB: два порога для ячейки D6 и два других для ячеек D5 + D6. Поскольку на LHC происходят столкновения каждые 25 нс, алгоритм Peak Detector реализован с целью синхронизации импульса с определенным *pp*-столкновением.

Пороговые значения и соответствующие коэффициенты фильтра загружаются в TMDB из базы данных состояний детектора ATLAS. Для того чтобы вычислить пороговые значения в произвольных единицах и загрузить затем в TMDB, выбирают общее пороговое значение в МэВ, например 500 МэВ, и преобразуют в AU для каждого канала отдельно, используя полученные заранее калибровочные константы. Они вычисляются из результата линейного фитирования (т. н. аппроксимации, подгонки) между реконструированной энергией TMDB

и энергией в МэВ, полученной в ходе обычной оффлайн реконструкции TileCal. На рисунке 3.7 показан пример фитирования для D5L канала третьего модуля второй секции ЕВ калориметра. Калибровочная константа соответствует углу наклона этой прямой.

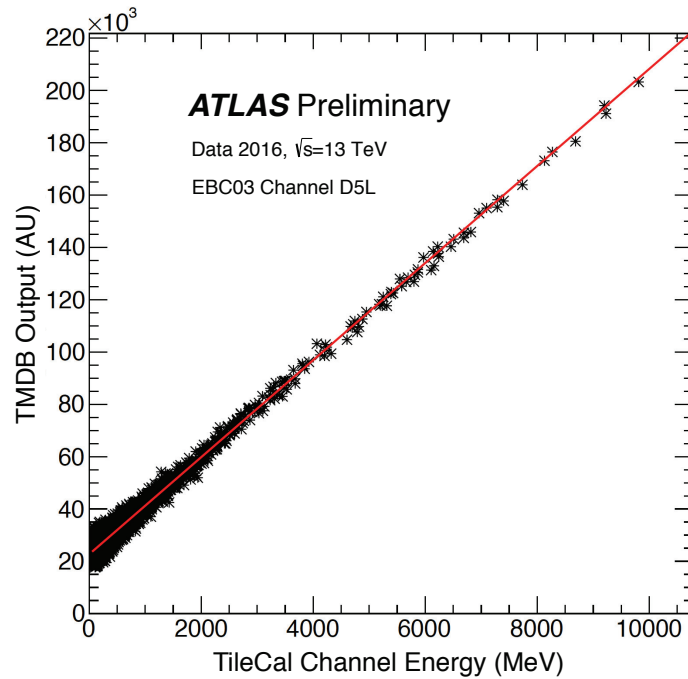


Рисунок 3.7 — Калибровочные константы MF вычисляются из результата линейного фитирования между реконструированной энергией TMDB в произвольных единицах (AU) и энергией в МэВ, полученной в ходе обычной оффлайн реконструкции TileCal [28].

Время выполнения триггерной микропрограммы может занимать до 0.5 мкс, что соответствует предъявляемым требованиям. Половина этого времени (~ 0.2 мкс) затрачивается на алгоритм MF.

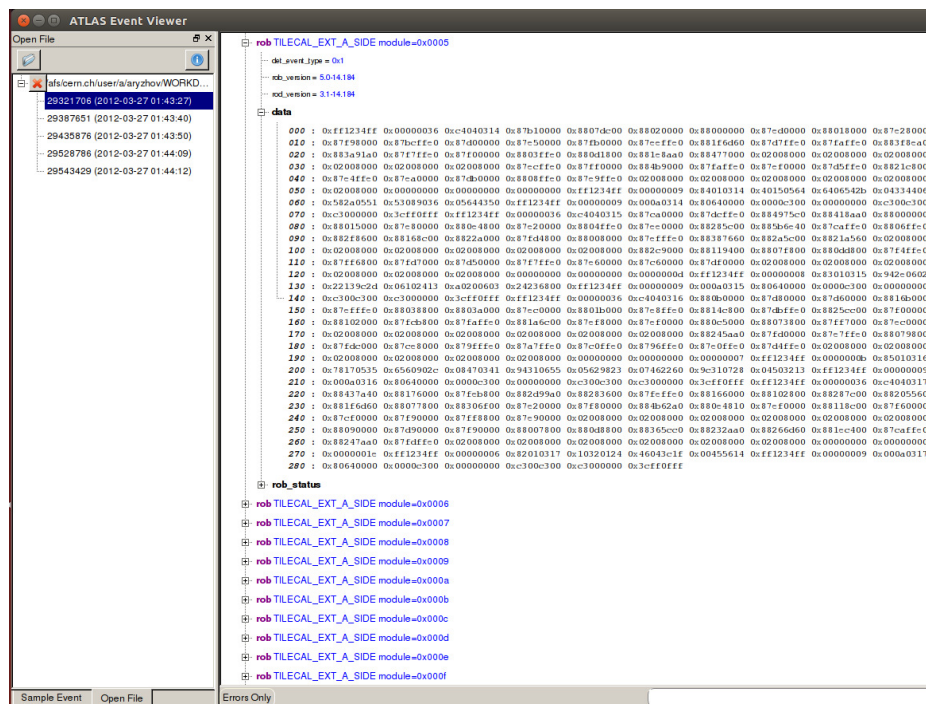
3.4 Программное обеспечение нового триггера

Чтобы обеспечить управление и интеграцию TMDB со всеми подсистемами установки ATLAS во время набора данных, автором разработано специальное программное обеспечение L1 Tile-Muon триггера. Оно реализовано в общей системе триггера и сбора данных (Trigger and Data Acquisition, TDAQ) установки ATLAS, которое обеспечивает синхронную работу триггеров L1, HLT и сбор данных (DAQ).

Разработчики TDAQ предоставляют необходимые инструменты для сборки пакетов, основанных на CMake. Они также заботятся о своевременном обновлении ПО и проверках совместимости с каждым новым выпуском TDAQ.

Программное обеспечение L1 Tile-Muon триггера состоит из пакетов двух уровней:

1. Низкоуровневое ПО обеспечивает доступ ко всем функциональным возможностям аппаратного и микропрограммного обеспечения TMDb. При записи информации в регистры памяти TMDb осуществляется запуск различных микропрограмм встроенного программного обеспечения. Например, простейшими командами можно перезагружать и конфигурировать плату, устанавливать MF коэффициенты, пороговые значения. Считывание информации из регистров позволяет проводить диагностику и отладку электронной платы. Без предварительной разработки низкоуровневого ПО невозможно протестировать модуль и измерить его производительность эффективным способом. Программное обеспечение разработано для одноплатного компьютера (Single-Board Computer, SBC) 9U TileCal крейта, который использует библиотеки и драйверы для связи с модулем TMDb с помощью VME магистрали.
2. Высокоуровневое ПО, построенное поверх низкоуровневого, обеспечивает синхронную работу 16 плат TMDb со всей системой триггера L1. Сначала платы конфигурируются с помощью простейших функций низкоуровневого ПО, которые перезагружают TMDb, сбрасывают все счётчики, записывают в регистры соответствующие наборы MF параметров и пороговые значения. Затем разрешается запуск основных триггерных микропрограмм. Для обеспечения мониторинга качества работы и быстрой настройки L1 Tile-Muon триггера реализован онлайн декодировщик данных TileCal в пакете EventViewer. На рисунке 3.8 можно видеть, как выглядят «сырые» данные с TMDb и декодированные. Данные TMDb разбиваются на три фрагмента. Фрагмент 0x40 содержит информацию о ФЭУ и его семи последовательных измерений АЦП, формирующих импульс. Фрагмент 0x41 содержит реконструированную TMDb энергию ФЭУ. Фрагмент 0x42 содержит решения TMDb, отправленные в TGC-SL. На рисунке 3.8г голубым цветом, для наглядности, выделены положительные решения TMDb — это означает, что энергия в ячейках оказалась выше пороговой, т. е. триггер обнаружил мюон.



a)

rob_version = 5.0-0.0		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x0005		EBA_TMDB_02_frag_0x40_version	
rod_version = 3.1-0.0		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x0006		EBA_TMDB_02_frag_0x41_version	
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x0007		EBA_TMDB_02_frag_0x42_version	
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x0008			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x0009			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x000a			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x000b			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x000c			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x000d			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x000e			
		rob TILECAL_EXT_A_SIDE module=0x000f			

ch	cell	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7
0	EBA17_D5-L	12	13	12	12	11	16	10
1	EBA17_D5-R	11	12	11	12	13	11	10
2	EBA17_D6-L	16	11	13	13	12	13	11
3	EBA17_D6-R	10	7	9	15	12	13	9
4	EBA18_D5-L	8	7	10	12	10	10	14
5	EBA18_D5-R	14	11	10	12	12	14	12
6	EBA18_D6-L	12	13	15	14	10	14	10
7	EBA18_D6-R	13	15	11	13	16	14	10
8	EBA19_D5-L	12	10	15	8	13	12	13
9	EBA19_D5-R	8	11	9	11	15	14	10
10	EBA19_D6-L	9	9	12	14	11	14	10
11	EBA19_D6-R	9	10	11	13	11	9	10
12	EBA20_D5-L	12	13	12	11	11	11	11
13	EBA20_D5-R	13	11	11	9	12	12	12
14	EBA20_D6-L	10	11	14	8	7	13	13
15	EBA20_D6-R	15	8	13	13	10	12	14
16	EBA21_D5-L	14	11	11	13	10	10	9
17	EBA21_D5-R	16	12	15	9	13	12	11
18	EBA21_D6-L	12	12	10	13	9	12	11
19	EBA21_D6-R	11	9	10	13	13	11	10
20	EBA22_D5-L	11	12	12	9	14	10	13
21	EBA22_D5-R	12	13	14	11	8	14	11
22	EBA22_D6-L	9	13	12	13	13	10	8
23	EBA22_D6-R	12	11	11	10	10	12	12
24	EBA23_D5-L	15	10	9	9	12	11	13
25	EBA23_D5-R	12	11	14	9	10	10	12
26	EBA23_D6-L	8	13	15	14	13	10	14
27	EBA23_D6-R	11	12	15	16	13	10	10
28	EBA24_D5-L	12	16	30	35	33	25	19
29	EBA24_D5-R	11	15	22	24	26	21	15
30	EBA24_D6-L	15	12	13	13	11	10	10
31	EBA24_D6-R	9	12	12	12	13	13	13

ch	cell	energy
0	EBA17_D5-L	0
1	EBA17_D5-R	1
2	EBA17_D6-L	1
3	EBA17_D6-R	0
4	EBA18_D5-L	0
5	EBA18_D5-R	-1
6	EBA18_D6-L	2
7	EBA18_D6-R	2
8	EBA19_D5-L	0
9	EBA19_D5-R	0
10	EBA19_D6-L	1
11	EBA19_D6-R	-1
12	EBA20_D5-L	-1
13	EBA20_D5-R	-1
14	EBA20_D6-L	-2
15	EBA20_D6-R	0
16	EBA21_D5-L	0
17	EBA21_D5-R	-1
18	EBA21_D6-L	-1
19	EBA21_D6-R	0
20	EBA22_D5-L	0
21	EBA22_D5-R	1
22	EBA22_D6-L	0
23	EBA22_D6-R	-1
24	EBA23_D5-L	-1
25	EBA23_D5-R	-2
26	EBA23_D6-L	2
27	EBA23_D6-R	3
28	EBA24_D5-L	15
29	EBA24_D5-R	25
30	EBA24_D6-L	0
31	EBA24_D6-R	1

ch	name	Yes/No
0	EBA17_D6L	0
1	EBA17_D6H	0
2	EBA17_D56L	0
3	EBA17_D56H	1
4	EBA18_D6L	0
5	EBA18_D6H	0
6	EBA18_D56L	0
7	EBA18_D56H	1
8	EBA19_D6L	0
9	EBA19_D6H	0
10	EBA19_D56L	0
11	EBA19_D56H	0
12	EBA20_D6L	0
13	EBA20_D6H	0
14	EBA20_D56L	0
15	EBA20_D56H	0
16	EBA19_D6L	0
17	EBA19_D6H	0
18	EBA19_D56L	0
19	EBA19_D56H	0
20	EBA20_D6L	0
21	EBA20_D6H	0
22	EBA20_D56L	0
23	EBA20_D56H	0
24	EBA21_D6L	0
25	EBA21_D6H	0
26	EBA21_D56L	0
27	EBA21_D56H	0
28	EBA22_D6L	0
29	EBA22_D6H	0
30	EBA22_D56L	0
31	EBA22_D56H	0
32	EBA21_D6L	0
33	EBA21_D6H	0
34	EBA21_D56L	0
35	EBA21_D56H	0
36	EBA22_D6L	0
37	EBA22_D6H	0
38	EBA22_D56L	0
39	EBA22_D56H	0
40	EBA23_D6L	0
41	EBA23_D6H	0
42	EBA23_D56L	0
43	EBA23_D56H	1
44	EBA24_D6L	0
45	EBA24_D6H	0
46	EBA24_D56L	0
47	EBA24_D56H	1

б)

в)

г)

Рисунок 3.8 — Вывод программой EventViewer «сырых» данных с TMDB (а) и трёх декодированных фрагментов (см. текст): 0x40 (б), 0x41 (в) и 0x42 (г),

3.5 Ввод триггера в эксплуатацию и результаты работы

Во время одной из технических остановок LHC в 2015 году установлено и интегрировано в систему сбора данных адронного калориметра 16 TMDB [28]. На рисунке 3.9 показаны электронные платы TMDB, установленные в контрольной комнате USA-15 вблизи детектора.

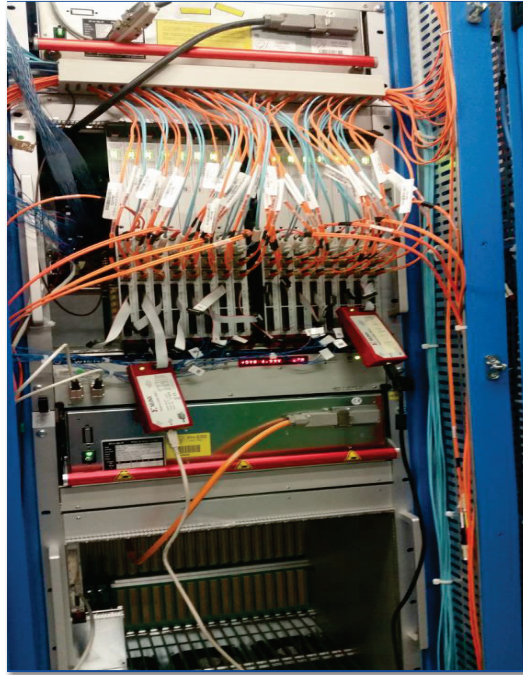


Рисунок 3.9 — Фотография 9U TileCal крейта с установленными платами TMDB в контрольной комнате USA-15 рядом с детектором ATLAS [28].

На рисунке 3.10 показаны среднеквадратичные значения шума каждого канала, измеренные с помощью TMDB, которые составляют в среднем ~ 140 МэВ. Белым цветом отмечены зашумленные или мёртвые каналы, вызванные проблемами на пути сигнала от ФЭУ до TMDB (сбоит ФЭУ, электроника на детекторе или кабели). Чтобы избежать потери эффективности L1Muon триггера, информация, поступающая из проблемных каналов, не учитывается.

Результаты работы можно оценить из сравнения данных при включенном и выключенном L1 Tile-Muon триггере. На рисунке 3.1 показано распределение кандидатов в мюоны, отобранных триггером L1_MU20, по псевдобыстроте на данных 2018 года при энергиях pp -соударений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Из сравнения данных за периоды с включенным и выключенным L1 Tile-Muon триггером следует, что происходит эффективное подавление фоновых событий

ATLAS Preliminary Noise in MeV on Pedestal Run 304457 of 2016

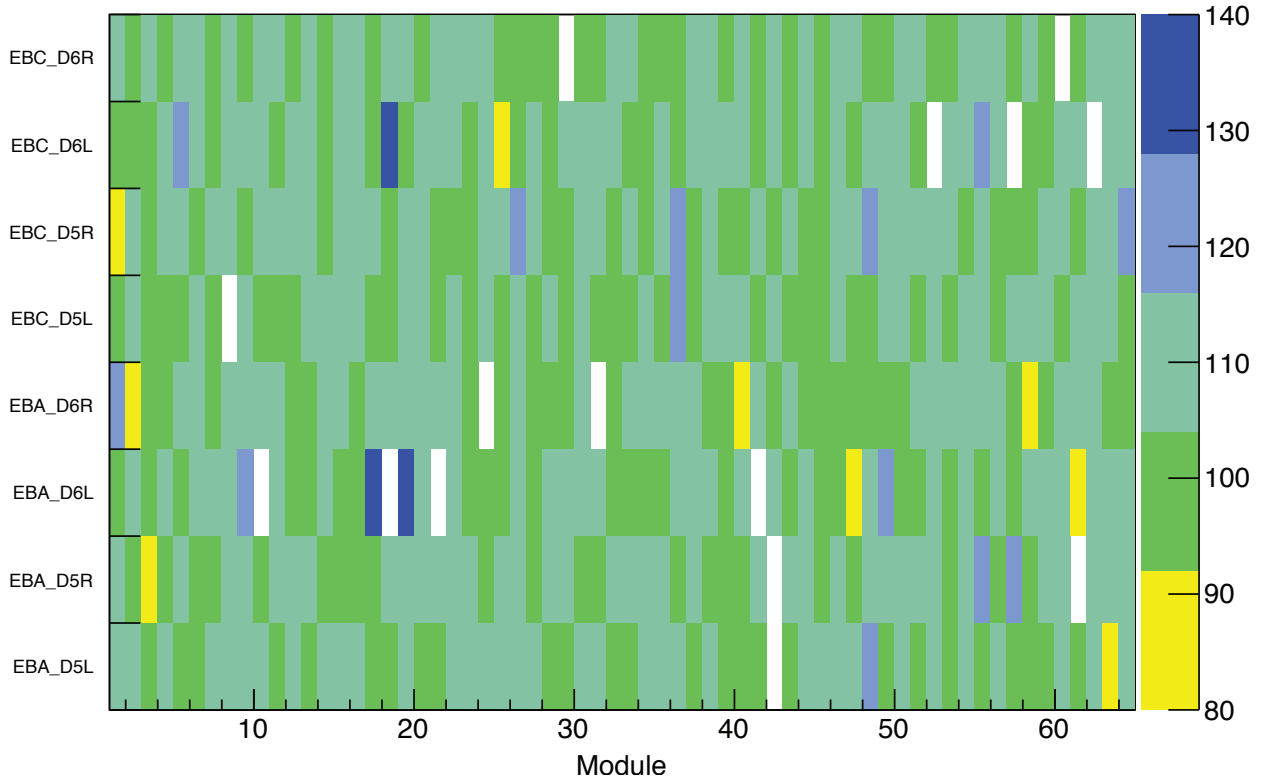


Рисунок 3.10 — Карта электронного шума каналов, измеренная с помощью TMDB. Среднеквадратичные значения шума каждого канала, преобразованные в МэВ, показаны на графике. Проблемные каналы представлены белым цветом [28].

в областях псевдобыстрот $1.0 < |\eta| < 1.3$, отмеченных красными прямоугольниками.

На рисунке 3.11 показана зависимость частоты срабатываний триггера L1_MU20 от мгновенной светимости. Из результата линейного фитирования видно, что при использовании TileCal для подавления фона, частота срабатываний триггера во всей области покрытия мюонного спектрометра уменьшается на $\sim 6\%$. В то же время эффективность обнаружения мюонов распада $Z \rightarrow \mu\mu$, показанная на рисунке 3.12, падает не более чем, на 2.5% в зависимости от p_T мюона, реконструированного оффлайн [59].

Триггер L1 Tile-Muon успешно введён в эксплуатацию в начале сеанса Run-2 и эффективно подавляет регистрацию ложных мюонных событий в передних кинематических областях детектора ATLAS без заметного подавления эффективности регистрации «полезных» событий. При этом уменьшается общее количество срабатываний триггера L1Muon, что позволяет снизить нагрузку на систему сбора данных.

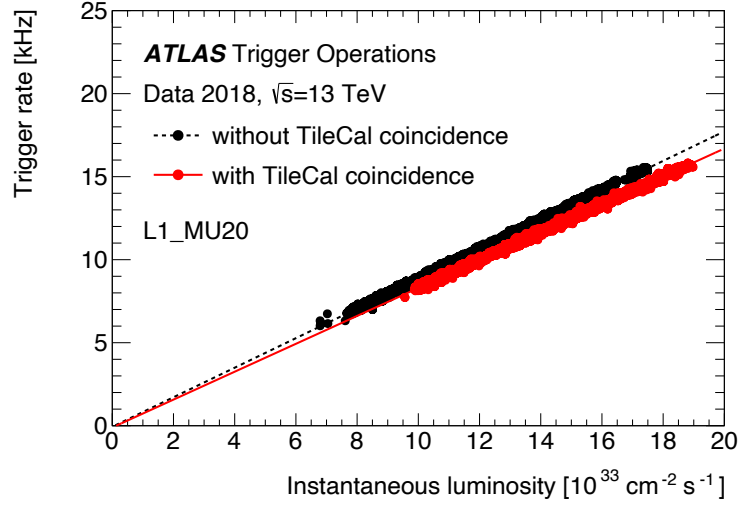


Рисунок 3.11 — Зависимость частоты срабатываний триггера L1_MU20 от мгновенной светимости. Красные (чёрные) точки соответствуют данным 2018 года при энергиях pp -соударений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, записанным с включенным (выключенным) L1 Tile-Mуон триггером [59].

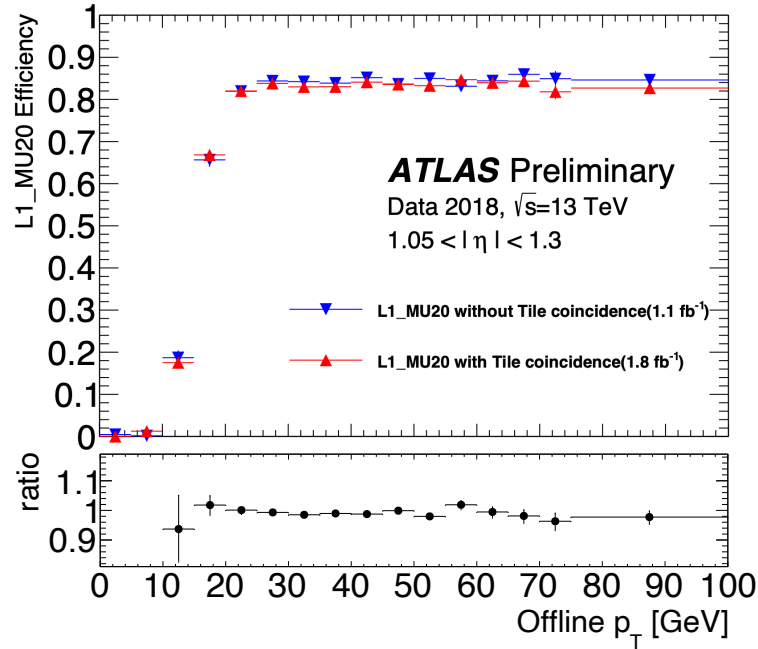


Рисунок 3.12 — Эффективность обнаружения мюонов распада $Z \rightarrow \mu\mu$ триггером L1_MU20 как функция p_T мюона, реконструированного оффлайн, на данных 2018 года при энергиях pp -соударений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Глава 4. Реконструкция и идентификация физических объектов

4.1 Взаимодействие частиц с веществом детектора

Характер взаимодействия частиц с подсистемами детектора ATLAS зависит от их типа (см. рисунок 4.1). При прохождении частицы через установку ATLAS регистрируются сигналы во внутреннем детекторе (если частица заряжена), возникает ливень вторичных частиц и его поглощение в калориметрах, а также реакция в мюонной системе (если слабоионизирующая частица, такая как мюон, смогла преодолеть калориметр).

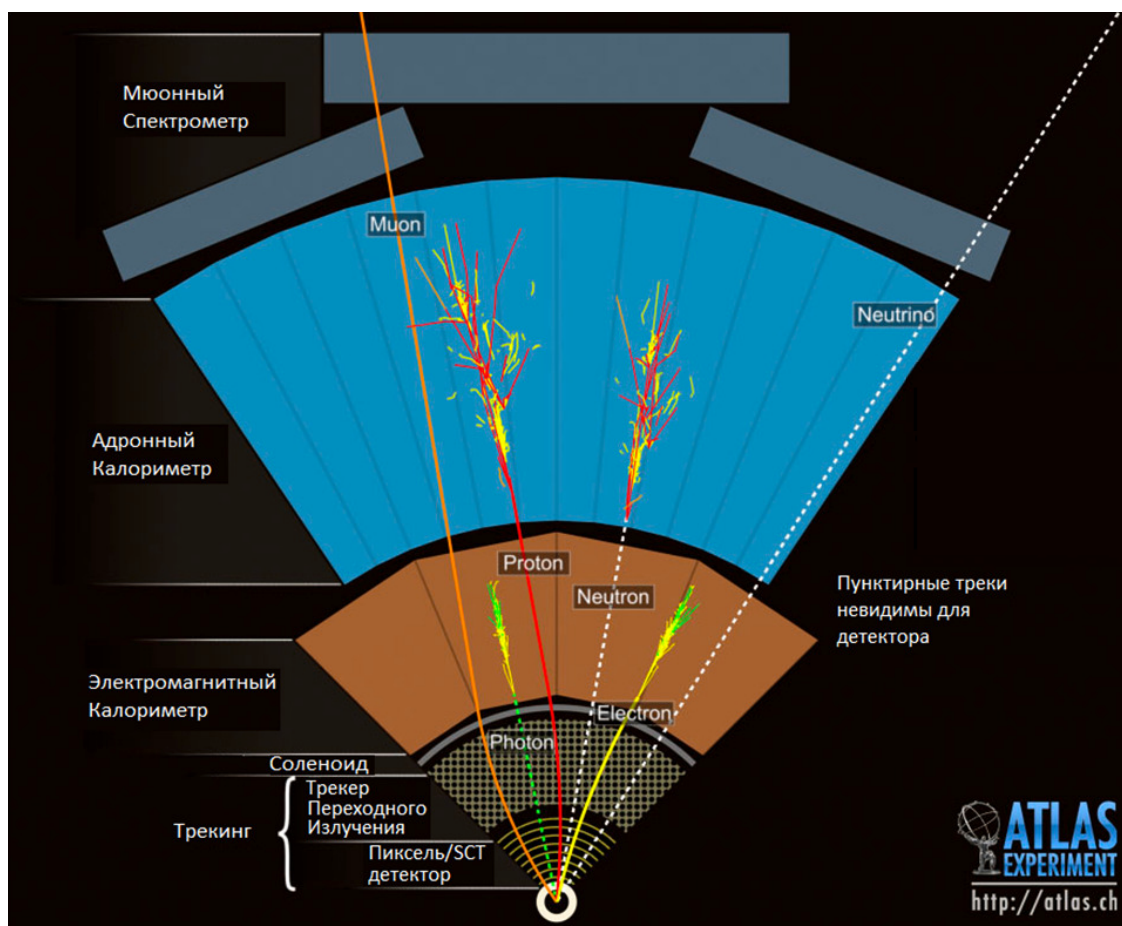


Рисунок 4.1 — Схема взаимодействия различных типов частиц, образующихся при столкновении протонов, во время их прохождения через подсистемы детектора ATLAS.

Чтобы восстановить картину столкновения, требуется знать, какие частицы родились, и с большой точностью измерить их характеристики, прежде всего

траекторию, импульс и энергию. Объединение и анализ данных со всех подсистем детектора ATLAS позволяет реконструировать и идентифицировать такие физические объекты, как электроны, фотоны, мюоны и адронные струи.

Прежде всего по трековой информации определяют координаты жёсткого протон-протонного взаимодействия (см. параграф 5.1) — первичную вершину. Сначала формируются вершины pp -столкновений как минимум по двум трекам с $p_T > 0.4$ ГэВ, а в качестве первичной выбирается вершина, которая имеет наибольшую $\sum p_T^2$ связанных с ней треков.

В данной диссертации изучаются процессы с конечным состоянием $\ell\ell qq$, поэтому в этой главе описывается реконструкция и идентификация электронов, мюонов и адронных струй, в то время как τ -лептоны являются короткоживущими частицами и требуют специальных методов регистрации, которые здесь не рассматриваются.

4.2 Электроны

Кандидаты в электроны реконструируются по энергетическим кластерам — зонам энерговыделения в электромагнитном калориметре. После этого во внутреннем детекторе проводится поиск связанных с кластером треков. Это необходимо для отличия электронов от фотонов, которые имеют похожий электромагнитный ливень в ЕМ калориметре, но без треков в ID.

Построение кластеров осуществляется с помощью алгоритма скользящего окна [63], который обеспечивает определение локальных максимумов энерговыделений в ЕМ калориметре. Энергия суммируется в окне из ячеек $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 5$, где размер каждой ячейки составляет 0.025×0.025 пространства ($\eta - \phi$), по всем продольным слоям ЕМ калориметра, формируя группу из 15 т. н. калориметрических башен [64]. Для реконструкции кластеров выбираются группы только с полной поперечной энергией $E_T > 2.5$ ГэВ.

Потери энергии электроном на тормозное излучение в ID (и соответственно, уменьшение его импульса) приводят к дополнительному отклонению от его первоначальной траектории в магнитном поле. С целью учёта эффекта тормозного излучения и улучшения совпадения треков с кластерами в ЕМ калориметре

треки заново фитируются с помощью модифицированного фильтра Гаусса — GSF (Gaussian Sum Filter) [65].

Чтобы учесть тормозное излучение в калориметрах и собрать как можно больше выделившейся энергии электромагнитного ливня, найденный кластер расширяют до размеров 3×7 ячеек в цилиндрической и 5×5 ячеек в торцевой части электромагнитного калориметра.

Энергия электрона вычисляется по измеренной энергии кластера. Для этого энергию кластера калибруют и корректируют, используя технику многомерного анализа (Multivariate Analysis, MVA), основанную на методе машинного обучения — ансамбле деревьев решений (Boosted Decision Trees, BDT). Тренировка BDT выполняется на смоделированных наборах событий Монте-Карло [66; 67].

Таким образом, для кандидатов в электроны с $E_T > 15$ ГэВ приведенный выше алгоритм обеспечивает эффективность реконструкции электронов более 97 % [68]. Однако, данный алгоритм реконструкции также отбирает большое число фоновых объектов — адронных струй, медленных электрон-позитронных пар фотонных конверсий, неизолированных электронов от полулептонных распадов тяжёлых кварков. Так как для большинства физических анализов интерес представляют только изолированные быстрые (т. н. сигнальные) электроны, возникает необходимость в наложении дополнительных критериев идентификации и изоляции на кандидаты в электроны.

Чтобы отделить сигнальные электроны от фоновых, с помощью MVA техник анализируются различные характеристики электронных кандидатов. Всего в эксперименте ATLAS реализовано три уровня идентификации электронов по степени эффективности подавления фона (от слабого к сильному): «loose», «medium», «tight». Эффективность отбора сигнальных электронов и фоновых объектов с $E_T = 60$ ГэВ составляет 96 % и 0.3 % для «loose», 94 % и 0.15 % — для «medium», 90 % и 0.1 % — для «tight» соответственно [64]. В данной диссертации для электронов используется «loose» уровень идентификации, что позволяет сохранить высокую эффективность отбора сигнальных электронов.

Критерии изоляции могут быть определены с использованием калориметрической и трековой информации. В калориметре подсчитывается энергия $E_T^{Cone0.2}$, выделившаяся в конусе с радиусом $\Delta R = 0.2$ вокруг кластера электронного кандидата. В ID вычисляется сумма импульсов всех треков $p_T^{VarCone0.2}$ в конусе с переменным радиусом $\Delta R = \min(0.2, 10 \text{ ГэВ}/E_T^e[\text{ГэВ}])$, при этом импульс трека электронного кандидата не учитывается. В данной диссертации

используется критерий изоляции «LooseTrackOnly», в котором накладываемое ограничение на трековую переменную $p_T^{VarCone0.2}/E_T$ подбирается таким образом, чтобы эффективность отбора электронов распада $Z \rightarrow ee$ составляла 99 %.

Кроме того, ассоциированные с электронами треки должны удовлетворять следующим условиям: $|d_0/\sigma(d_0)| < 5$ и $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ мм, где прицельный параметр d_0 — это наименьшее расстояние от трека до оси пучка, $\sigma(d_0)$ — погрешность d_0 с учётом ширины профиля пучка и z_0 — расстояние вдоль оси пучка между точкой измерения d_0 и первичной вершиной (см. параграф 4.1).

4.3 Мюоны

Треки мюонов реконструируются независимо во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре. По методу сопоставления трековой информации между ID и MS выделяют следующие типы мюонов:

- Комбинированный (Combined, CB) мюон восстанавливается по совместимым друг с другом трекам из ID и MS. Такой тип реконструкции эффективен для быстрых мюонов с $p_T > 4$ ГэВ в области псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.
- Сегментно-меченый (Segment-Tagged, ST) мюон имеет полный трек в ID и отдельные сегменты трека в MS, которых, однако, недостаточно для полного трекового восстановления в мюонном спектрометре. Данная реконструкция характерна для мюонов с низкими поперечными импульсами.
- Калориметро-меченый (Calorimeter-Tagged, CT) мюон реконструируется путем сопоставления трека из внутреннего детектора с выделившейся энергией от слабоионизирующей частицы в калориметре. Такие мюоны свойственны для области $|\eta| < 0.1$, которая не охватывается мюонным спектрометром.
- Автономно-реконструированный (Stand-Alone, SA) мюон восстанавливается только по треку из MS. Данная реконструкция характерна для областей $|\eta| > 2.5$, которые не охватываются внутренним детектором.

Когда несколько типов мюонов используют один и тот же трек в ID, предпочтение отдается сначала CB-, потом ST- и, наконец, CT-мюонам.

Дополнительные критерии идентификации накладываются на кандидаты в мюоны, чтобы подавить фоновые объекты, поступающие от распадов пионов и каонов, сохраняя при этом высокую эффективность отбора быстрых мюонов. Подобно электронам, мюоны классифицируются как «loose», «medium», «tight», согласно критериям, приведенным в [69]. Эффективность идентификации быстрых мюонов с $p_T > 100$ ГэВ от распадов W -бозонов и фоновых ошибочно идентифицированных мюонов от распадов адронов составляет 98.1 % и 0.76 % для «loose», 96.1 % и 0.17 % для «medium», 91.8 % и 0.11 % для «tight» соответственно. В диссертации используются «loose» мюоны.

Аналогично электронам определяются критерии изоляции мюонов. Переопределяется только трековая переменная $p_T^{VarCone0.3}$, вычисляемая как сумма импульсов всех треков с $p_T > 1$ ГэВ в конусе с радиусом $\Delta R = \min(0.3, 10 \text{ ГэВ}/p_T^\mu[\text{ГэВ}])$ вокруг трека самого мюона. В данной работе используется критерий изоляции «LooseTrackOnly», при котором достигается постоянная эффективность отбора распада $Z \rightarrow \mu\mu$ на уровне 99 %.

Ассоциированные с мюонами треки должны удовлетворять следующим условиям: $|d_0/\sigma(d_0)| < 3$ и $|z_0 \sin \theta| < 0.5$ мм.

4.4 Алгоритм реконструкции адронных струй

Адронные струи — это объекты, представляющие собой узконаправленные адронные ливни, которые возникают при адронизации кварков или глюонов. В данной работе из трёхмерных топологических кластеров энерговыделений в калориметрической системе [70] реконструируются два типа струй: тонкие струи, т. е. струи малого радиуса (small- R jets, j), и толстые струи — большого радиуса (large- R jets, J). Третий тип струй, т. н. трековые струи, реконструируются по трекам в ID. При реконструкции для всех типов струй используется один и тот же алгоритм — anti- k_t [71], но с разными значениями параметра радиуса струи R .

Для алгоритма anti- k_t определены две меры расстояния:

$$d_{ij} = d_{ji} = \min \left(\frac{1}{p_{T,i}^2}, \frac{1}{p_{T,j}^2} \right) \times \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.1)$$

$$d_{iB} = \frac{1}{p_{T,i}^2}, \quad (4.2)$$

где d_{ij} — расстояние между объектами (частицами, треками или кластерами энергоделиний), а d_{iB} описывает расстояние между определенным объектом и осью пучка. Алгоритм сначала находит наименьшее расстояние из всех d_{ij} , d_{iB} перебором по всему множеству объектов. Если d_{ij} оказывается минимальным, тогда объекты i и j объединяются в один объект, путем суммирования их четырёхимпульсов. Однако если расстояние d_{iB} — минимальное, то объект i определяется как искомая струя и удаляется из рассматриваемого множества. Все расстояния пересчитываются, и процедура повторяется до тех пор, пока не останется ни одного объекта. Из уравнения (4.1) следует, что в первую очередь объединяются объекты с высоким поперечным импульсом, в результате получаются струи почти идеальной конической формы, поэтому алгоритм anti- k_t выбран основным для реконструкции струй в эксперименте ATLAS.

4.5 Трековые струи

Для реконструкции трековых струй используют треки внутреннего детектора с $p_T > 0.5$ ГэВ, ассоциированные с первичной вершиной (см. параграф 4.1). Трековые струи имеют параметр радиуса струи $R = 0.2$ anti- k_t алгоритма и должны удовлетворять следующим требованиям: $p_T > 20$ ГэВ и $|\eta| < 2.5$ [72].

В данной диссертации количество трековых струй в событии используется в качестве входной дискриминирующей переменной для классификатора BDT (см. параграф 5.4) в физическом анализе по поиску событий процесса VBS. В таких событиях с электрослабым рождением $ZVjj$ и последующим распадом $ZV \rightarrow \ell\ell qq$ наблюдается в основном четыре трековых струи, в то время как у преобладающих фоновых процессов обычно их меньше. Это свойство помогает эффективнее разделять сигнал и фон.

Трековую информацию также применяют для определения b -кварков в толстых струях, образовавшихся вследствие распада $Z \rightarrow b\bar{b}$. Для этого в анализе по поиску дибозонных резонансов используются трековые струи переменного радиуса $R \in [0.02; 0.4]$, величина которого зависит от поперечного импульса струи: $R(p_T) = 30 \text{ ГэВ} / p_T$. В каждом событии выполняется поиск двух b -меченых (см. параграф 4.7) трековых струй, ассоциированных с толстой струей ($\Delta R(j^{\text{track}}, J) < 1$) [73].

4.6 Тонкие струи

Тонкие струи реконструируются с параметром радиуса струи $R = 0.4 \text{ anti-}k_t$ алгоритма при помощи программного обеспечения FastJet [74]. Вначале выполняется корректировка струй с целью учесть вклад эффекта наложенных pp -соударений в одном столкновении сгустков протонов (pile-up) [75; 76]. Затем для калибровки струи к исходному уровню образовавших их частиц применяются коррекционные поправки, зависящие от энергии и псевдобыстроты струй [77]. Тонкие струи также должны удовлетворять требованиям: $p_T > 20 \text{ ГэВ}$ в области $|\eta| < 2.5$ и $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ при $2.5 < |\eta| < 4.5$.

Для струй с $p_T < 60 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| < 2.4$ применяется MVA алгоритм мечения вершины (Jet Vertex Tagger, JVT) [75], который по трековой информации отбирает струи, связанные с первичной вершиной (см. параграф 4.1), и, соответственно, исключает из анализа струи от pile-up вершин. В данной работе алгоритм JVT настраивается таким образом, чтобы соответствовать примерно 92 %-й эффективности отбора струй, возникших из первичной вершины, и подавлению pile-up струй на 98 % [75].

4.7 Алгоритм b -мечения тонких и трековых струй

Векторные Z -бозоны распадаются на пару b -кварков с вероятностью около 15 % [78]. Поэтому задача идентификации струй, образованных от b -кварков, обычно называется b -мечением и является важной для физических анализов эксперимента ATLAS. Адроны, содержащие b -кварки, отличаются от других тем, что они часто имеют большую массу, время жизни и многообразие продуктов распада. Например, b -адрон с $p_T = 50 \text{ ГэВ}$ от момента рождения до распада в среднем перемещается на расстояние около 3 мм в поперечном направлении, в результате становится возможной регистрация вторичных вершин [79].

Таким образом, используя информацию характерную для b -адронов, с помощью многомерного анализа (MVA) идентифицируются тонкие и трековые струи, образованные от b -кварков. В данной работе выбранный алгоритм имеет 70 %-ую эффективность определения b -струй в смоделированных $t\bar{t}$ событиях (t -кварк с

вероятностью более 95 % распадается на b -кварк и W -бозон [78]), при этом u -, d -, s - и глюон-струи подавляются примерно в 380 раз, а c -струи — в 12 раз [80].

4.8 Толстые струи

На рисунке 4.2 изображена зависимость смоделированного углового расстояния между кварками в распаде $W \rightarrow qq$ от поперечного импульса W -бозона. Угловое расстояние между кварками в распадах $V \rightarrow qq$ приблизительно оценивается из следующего отношения [81]:

$$\Delta R \approx \frac{2m^V}{p_T^V}, \quad (4.3)$$

где m^V и p_T^V — масса и поперечный импульс W - или Z -бозона соответственно. С увеличением p_T бозона труднее различить кварки как отдельные струи с малым радиусом $R = 0.4$. Поэтому в данном случае рассматривают реконструкцию V -бозонов одной струей большого радиуса. Таким образом, для бозонов с $p_T^V > 200$ ГэВ большая часть адронных ливней от пары кварков восстанавливается с помощью толстой струи большого радиуса $R = 1.0$ anti- k_t алгоритма.

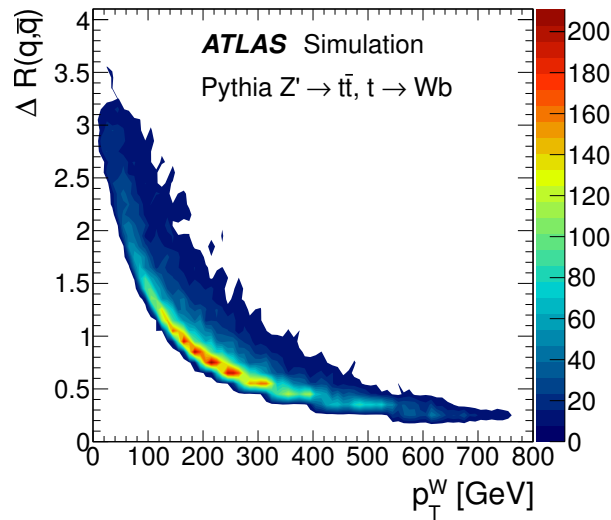


Рисунок 4.2 — Смоделированное угловое расстояние между лёгкими кварком и антикварком в распаде $W \rightarrow qq$ в зависимости от поперечного импульса W -бозона [81].

Чтобы уменьшить вклад pile-up и мягких процессов КХД (т. е. процессов с небольшими передачами импульса), толстые струи очищаются с помощью ал-

горитма тримминга [82], как показано на рисунке 4.3. Струя большого радиуса разбивается на подструи с меньшим радиусом $R_{subject} = 0.2$, реконструированные алгоритмом k_t [83], аналогичным алгоритму anti- k_t (см. параграф 4.4), но с другими мерами расстояния:

$$d_{ij} = d_{ji} = \min(p_{T,i}^2, p_{T,j}^2) \times \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.4)$$

$$d_{iB} = p_{T,i}^2. \quad (4.5)$$

Все подструи, которые несут долю p_T толстой струи меньше 5 %, отбрасываются, а четырёхимпульс толстой струи пересчитывается, используя только оставшиеся подструи. Энергия струи калибруется к уровню энергии, образовавшей её частицы с использованием поправочных коэффициентов, полученных из моделирования методом МС [81].

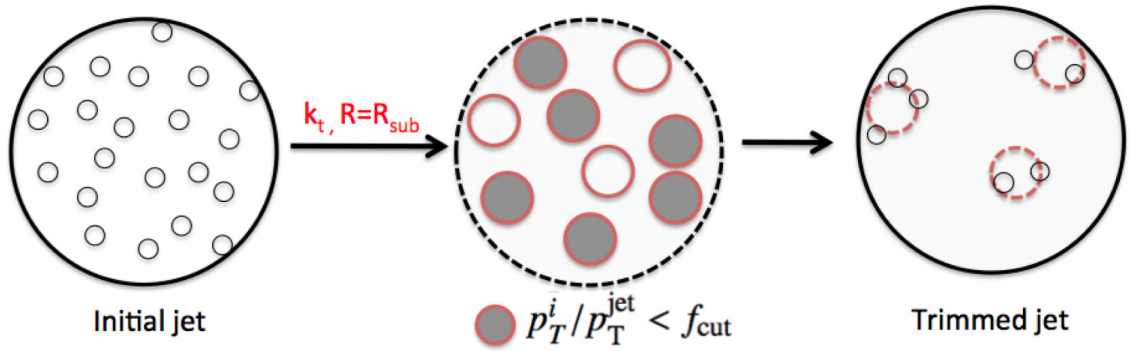


Рисунок 4.3 — Схематическое изображение алгоритма тримминга для толстых струй [81].

Массу толстой струи можно вычислить по калориметрической или трековой информации. Калориметрическая масса струи с энергией E_i и импульсом $\vec{p}_i$ ($|\vec{p}_i| = E_i$) i -го калориметрического кластера определяется уравнением:

$$m^{calo} = \sqrt{\left(\sum_{i \in J} E_i\right)^2 - \left(\sum_{i \in J} \vec{p}_i\right)^2}. \quad (4.6)$$

Трековая масса вычисляется через поперечный импульс суммарного четырёхвектора всех треков p_T^{track} , ассоциированных с калориметрической струей с поперечным импульсом p_T^{calo} :

$$m^{TA} = \frac{p_T^{calo}}{p_T^{track}} \times m^{track}, \quad (4.7)$$

где m^{track} — инвариантная масса этих треков.

На рисунке 4.4 представлено разрешение по массе для струй, образованных вследствие адронных распадов V -бозонов. Определение m^{TA} приводит к лучшему разрешению для струй с большим p_T , тогда как m^{calo} демонстрирует наилучшее разрешение у струй с малым p_T . Чтобы обеспечить оптимальное разрешение по массе на всей области p_T , в данной работе используется определение комбинированной массы толстой струи [84]:

$$m_{\text{comb}} = \omega^{\text{calo}} \times m^{\text{calo}} + \omega^{\text{TA}} \times m^{\text{TA}}, \quad (4.8)$$

где веса ω^{calo} и ω^{TA} зависят от калориметрических и трековых функций разрешения по массе струй σ_{calo} и σ_{TA} следующим образом:

$$\omega^{\text{calo}} = \frac{\sigma_{\text{calo}}^{-2}}{\sigma_{\text{calo}}^{-2} + \sigma_{\text{TA}}^{-2}}, \quad \omega^{\text{TA}} = \frac{\sigma_{\text{TA}}^{-2}}{\sigma_{\text{calo}}^{-2} + \sigma_{\text{TA}}^{-2}}. \quad (4.9)$$

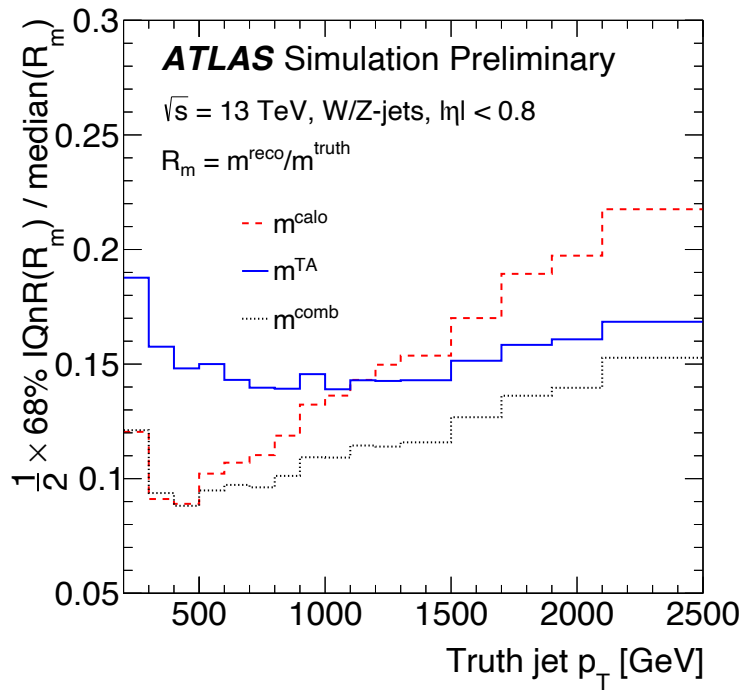


Рисунок 4.4 — Разрешение по массе для толстых струй, возникших вследствие распадов V -бозонов, как функция p_T струи. Разрешение оценивается как половина 68 % интерквартильного размаха (IQnR), деленного на медиану, что в идеальном гауссовом случае совпадает со стандартным отклонением. Масса струи определена как калориметрическая (красная пунктирная линия), трековая (синяя сплошная линия) и комбинированная (чёрная пунктирная линия) [84].

По определению толстые струи удовлетворяют требованиям: $p_T > 200 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| < 2.5$.

4.9 Мечение бозонов

Толстые струи от распадов $V \rightarrow qq$ имеют явно выраженную особенность, показанную на рисунке 4.5а: внутреннюю двупиковую структуру, возникшую от пары кварков распада V -бозона. В то же время основной фон — массивные КХД струи, например, ассоциировано рожденные с V -бозонами, имеют однопиковую структуру, показанную на рисунке 4.5б.

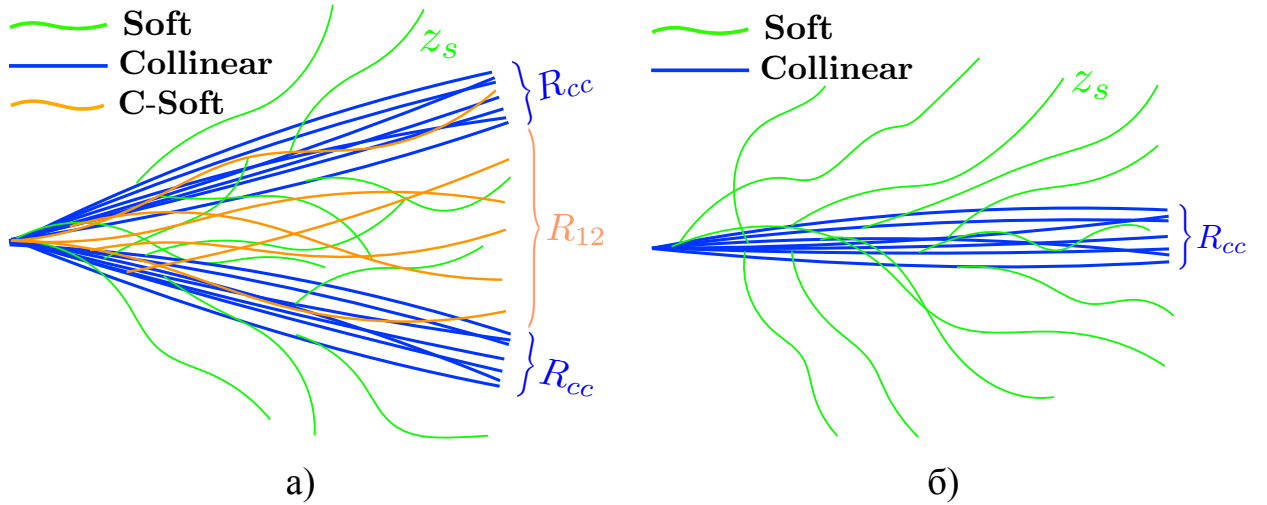


Рисунок 4.5 — Схематическое изображение внутренней структуры толстой струи от распада V -бозона (а) и типичной массивной КХД струи (б), в которых преобладают коллинеарное (синее), мягкое (зеленое) и коллинеарно–мягкое (оранжевое) КХД излучение [85].

Для того чтобы различать подобные струи, вводятся двухчастичные и трёх-частичные энергетические корреляционные функции [85]:

$$e_2^{(\beta)} = \frac{1}{(p_T^J)^2} \sum_{1 \leq i < j \leq n_J} p_T^i p_T^j \Delta R_{ij}^\beta, \quad (4.10)$$

$$e_3^{(\beta)} = \frac{1}{(p_T^J)^3} \sum_{1 \leq i < j < k \leq n_J} p_T^i p_T^j p_T^k (\Delta R_{ij} \Delta R_{jk} \Delta R_{ik})^\beta, \quad (4.11)$$

где p_T^J , p_T^i , p_T^j и p_T^k — поперечные импульсы толстой струи, i -й, j -й и k -й частицы, а n_J — число частиц в струе.

Фазовое пространство $(e_2^{(\beta)}, e_3^{(\beta)})$ можно разделить на однопиковые и двупиковые области, как показано на рисунке 4.6. Поскольку граница между областями

соответствует $e_3 \sim (e_2)^3$, то оптимальной переменной для разделения струй, образованных кварками распада V -бозонов, от струй КХД является:

$$D_2^{(\beta=1)} = \frac{e_3^{(\beta=1)}}{\left(e_2^{(\beta=1)}\right)^3}. \quad (4.12)$$

На рисунке 4.7 показано распределение по переменной $D_2^{(\beta=1)}$ (далее D_2) для струй от распада V -бозонов и фоновых КХД струй.

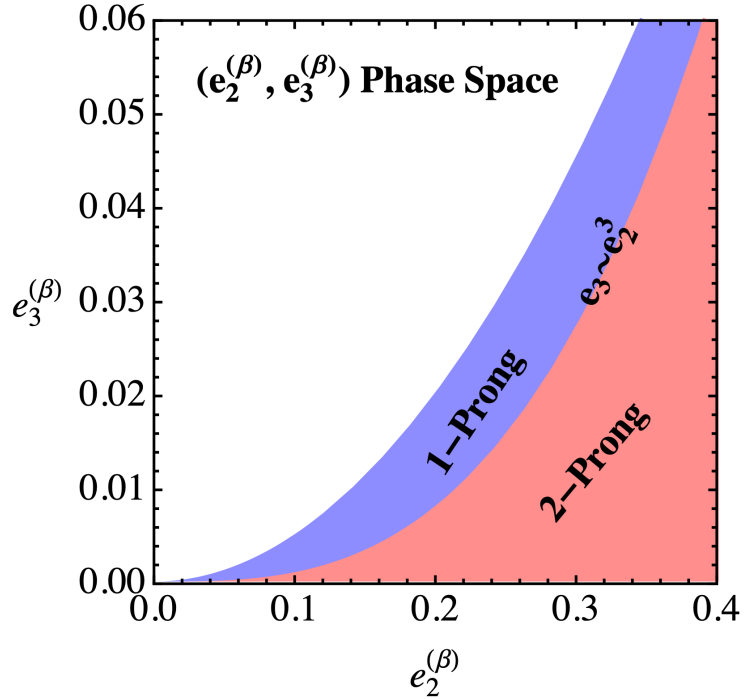


Рисунок 4.6 — Фазовое пространство, определенное энергетическими корреляционными функциями $e_2^{(\beta)}$, $e_3^{(\beta)}$. Фазовое пространство разделено на однопиковую (синую) и двухпиковую (красную) области с границей, соответствующей $e_3 \sim (e_2)^3$ [85].

Алгоритмы мечения W - и Z -бозонов оптимизируют отдельно друг от друга на основе переменных D_2 и m_{comb} [86; 87]. Такая конфигурация алгоритма мечения бозонов, которая предназначена для обеспечения постоянной (т. е. не зависящей от p_T) эффективности отбора струй от распадов V -бозонов, называется рабочей точкой (Working Point, WP).

В данной диссертации используются две рабочие точки: одна с эффективностью 50 %, а другая с эффективностью 80 % при ошибочной идентификации струй от КХД фона $\sim 2\%$ и $\sim 10\%$ соответственно. Первая WP используется для определения сигнальных областей «высокой чистоты» (High Purity, HP), так как

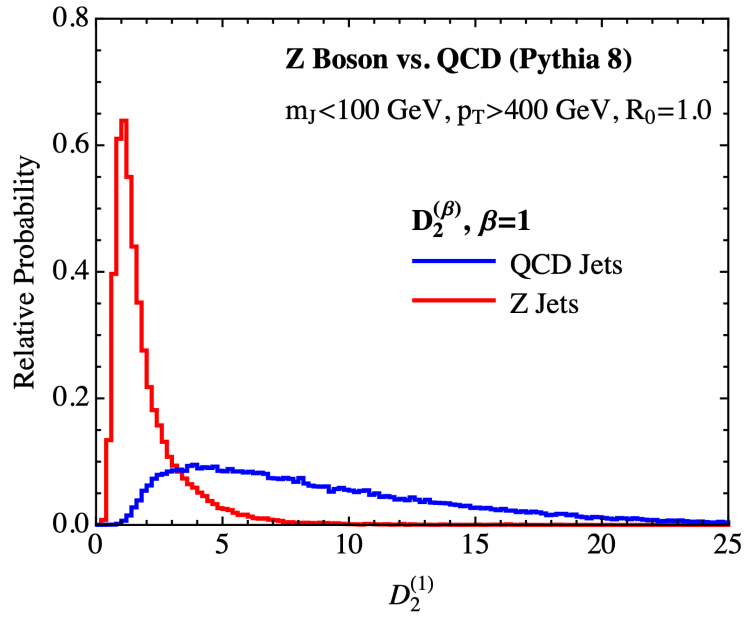


Рисунок 4.7 — Распределение событий с толстыми струями, образованными от распада Z -бозонов (красная линия), и с толстыми фоновыми КХД струями, ассоциировано рожденными с Z -бозонами (синяя линия), по переменной D_2 .

События смоделированы генераторами MadGraph5+Pythia 8 [85].

обеспечивает лучшее подавление фона. Вторая рабочая точка с более высокой эффективностью отбора струй от распадов V -бозонов, но меньшей способностью к подавлению фона, используется для определения областей «низкой чистоты» (Low Purity, LP).

4.10 Удаление совпадений

Так как для обнаружения и идентификации электронов, мюонов и струй используют как трековые, так и калориметрические измерения, при одновременной реконструкции нескольких физических объектов один и тот же трек в ID или кластер в калориметре может быть задействован несколько раз.

Для устранения любой неоднозначности и определения приоритетов при реконструкции объектов вводится процедура удаления совпадений (Overlap Removal, OR):

- Если электронный и мюонный кандидат одновременно имеют одинаковый трек в ID, то электрон удаляется. Это происходит вследствие того,

что фотоны от тормозного излучения мюона ошибочно реконструируются как электроны.

- Если между тонкой струей и электронным кандидатом угловое расстояние $\Delta R(j, e) < 0.2$, то тонкая струя удаляется. Это происходит из-за того, что электрон одновременно реконструируется в виде струи. Однако, кандидат в электрон удаляется, если $0.2 < \Delta R(j, e) < 0.4$. Электроны, реконструированные вблизи края струи, в большинстве случаев возникают из-за распадов во время адронизации.
- Аналогично для мюонов — тонкая струя удаляется, если $\Delta R(j, \mu) < 0.2$ и либо струя имеет меньше трех связанных с ней треков, либо разница в энергии и импульсе между мюоном и струей невелика. Это указывает на то, что струя, скорее всего, связана с потерей мюоном энергии в калориметре. С другой стороны, кандидат в мюон удаляется, если $\Delta R(j, \mu) < 0.4$.
- Чтобы предотвратить реконструкцию ложной адронной толстой струи от распада $Z \rightarrow ee$, её удаляют, если $\Delta R(J, e) < 1.0$. На совпадения между толстой и тонкими струями не обращают внимания.

Глава 5. Методы обработки экспериментальных данных

5.1 Моделирование протон-протонных соударений методом Монте-Карло

Генераторы событий методом Монте-Карло (Monte Carlo, MC), выступающие в роли связующего звена между теорией и экспериментом, широко используются в современной физике элементарных частиц для моделирования как известных процессов Стандартной модели, так и процессов, предсказанных теориями за пределами SM.

С помощью наборов событий, смоделированных методом Монте-Карло, производится разработка и верификация стратегии анализа данных. Например, в данной диссертации смоделированные MC наборы протон-протонных соударений используются для оптимизации критериев отбора событий, оценки эффективности выделения сигнала и изучения систематических погрешностей.

В экспериментах на LHC в первую очередь интересны процессы с большими передачами импульса, которые характерны для жёстких pp -столкновений. На рисунке 5.1 схематично изображено соударение протонов, которые представляются в виде перемешанных друг с другом кварковых, антикварковых и глюонных «облаков» — партонных распределений (Parton Distribution). Если при столкновении происходит жёсткое рассеяние (Hard Scattering) двух партонов, то оно приводит к рождению частиц с большими поперечными импульсами, что и позволяет отбирать такие события системой триггеров эксперимента ATLAS. При MC моделировании pp -соударений помимо жёсткого взаимодействия приходится также учитывать первоначальное излучение сталкивающихся партонов (Initial State Radiation, ISR) и излучения конечных партонов после жёсткого соударения (Final State Radiation, FSR), а также множество дополнительных частиц, связанных с адронизацией партонов не участвующих в жёстком взаимодействии, т. н. сопутствующее событие (Underlying Event).

В силу свойства асимптотической свободы (с уменьшением расстояния между партонами сильное взаимодействие ослабевает и становится возможным использовать теорию возмущения) сечение жёсткого процесса, например, рождение системы X в pp -соударениях на LHC при энергии в системе центра масс $\sqrt{s}$,

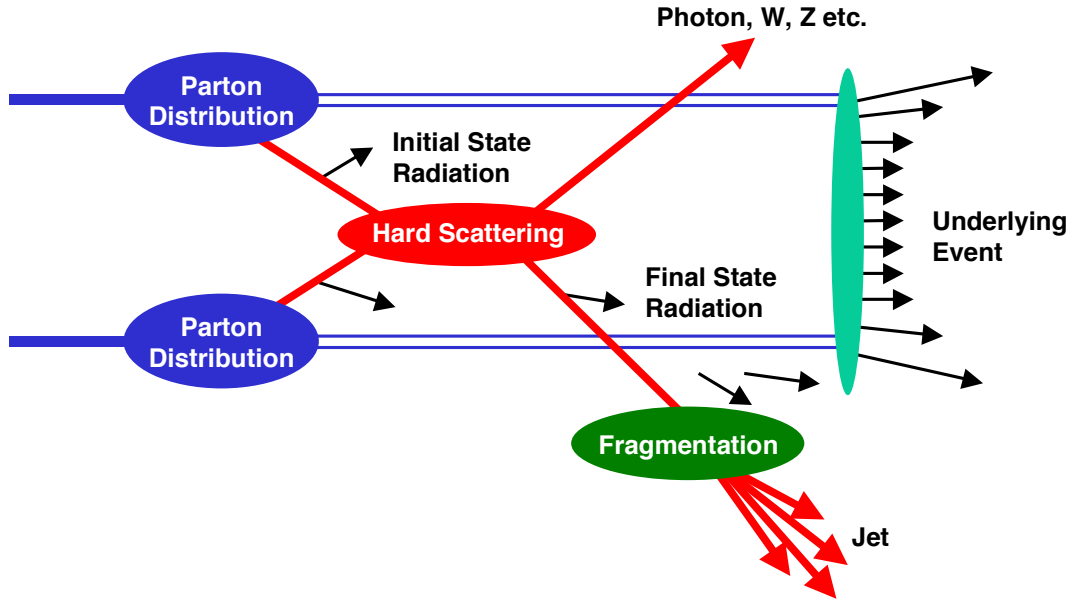


Рисунок 5.1 — Схематическое изображение pp -соударения в коллайдере [88].

можно вычислить в рамках КХД, используя теорему факторизации [89]:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp \rightarrow X} &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \sigma_{ab \rightarrow X}(\mu_F, \mu_R) = \\ &= \sum_{a,b} \int_0^1 dx_a dx_b f_a(x_a, \mu_F^2) f_b(x_b, \mu_F^2) \frac{1}{2x_a x_b s} \int d\Phi |\mathcal{M}_{ab \rightarrow X}|^2(\Phi, \mu_F, \mu_R),\end{aligned}\quad (5.1)$$

где функция распределения партонов (Parton Distribution Function, PDF) $f_i(x_i, \mu_F^2)$ ($i = a, b$) — вероятность нахождения в протоне партонов типа i , несущих долю импульса протона x_i , а масштаб факторизации μ_F — произвольный энергетический масштаб, разделяющий особенности КХД на малых и больших расстояниях. В качестве примера на рисунке 5.2 показаны наборы PDF, подготовленные коллаборацией ММНТ [90], для двух разных энергетических масштабов. Видно, что с увеличением энергетического масштаба все большую роль в pp -столкновениях начинают играть морские кварки и глюоны. Сечение $\sigma_{ab \rightarrow X}$ жёсткого подпроцесса $a + b \rightarrow X$ непосредственно связано с квадратом матричного элемента этой реакции $|\mathcal{M}_{ab \rightarrow X}|^2(\Phi, \mu_F, \mu_R)$ и фазовым пространством Φ , в котором могут оказаться конечные продукты реакции. Матричный элемент реакции зависит от перенормировочного масштаба КХД μ_R , обычно выбираемого равным μ_F , и может быть записан как сумма диаграмм Фейнмана:

$$\mathcal{M}_{ab \rightarrow X} = \sum_i \mathcal{F}_{ab \rightarrow X}^i. \quad (5.2)$$

Такие генераторы, как MC@NLO [91] и Powheg [92–95] способны рассчитывать матричный элемент заданной реакции с фиксированным числом партонов

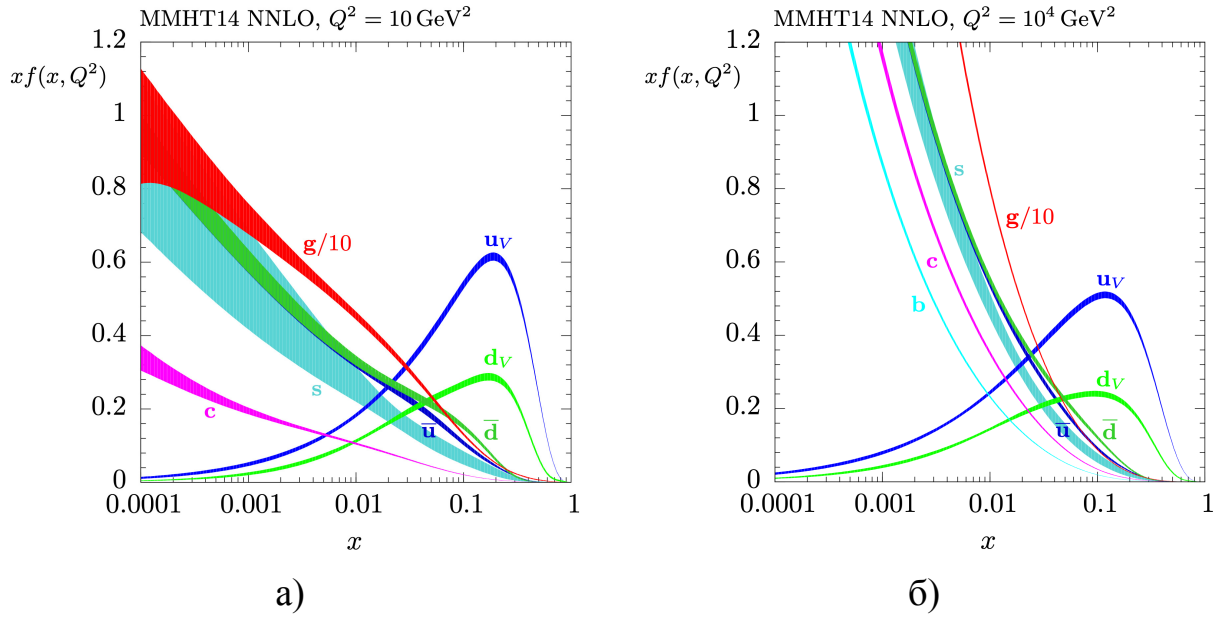


Рисунок 5.2 — Набор функций распределения партонов MMHT2014 NNLO для протона при энергетических масштабах $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ (а) и $Q^2 = 10^4 \text{ ГэВ}^2$ (б) [90].

в конечном состоянии, используя теорию возмущений. Зная функции распределения партонов, можно смоделировать события и вычислить сечение жёсткого процесса. Затем приходится привлекать феноменологические модели адронизации из-за возрастающих эффектов конфайнмента по мере разлета партонов. Такие процессы описываются генераторами партонных ливней и адронизации кварков: Herwig [96], Pythia [97] и Sherpa [98].

Результаты моделирования событий некорректно сравнивать непосредственно с данными эксперимента: предварительно необходимо адекватно смоделировать процесс регистрации взаимодействия (учесть геометрию детектора, материалы его конструкций, взаимодействия частиц конечного состояния с веществом детектора и отклик измерительной аппаратуры). В данной работе частицы в моделируемых событиях проходят через полную симуляцию детектора ATLAS [56] с помощью пакета программ Geant4 [57], и алгоритмы реконструкции, используемые при обработке данных с детектора (см. главу 4).

Для учета эффекта наложенных pp -соударений (pile-up) моделируются дополнительные неупругие pp -столкновения генератором Pythia 8.186 [97]. Затем полученные MC наборы событий перевзвешиваются, чтобы соответствовать условиям набранных данных в детекторе: средней множественности наложенных соударений протонов $\langle \mu \rangle = 13.4$ для 2015 года, $\langle \mu \rangle = 25.1$ для 2016 года, $\langle \mu \rangle = 37.8$ для 2017 года и $\langle \mu \rangle = 36.1$ для 2018 года (см. рисунок 2.36).

5.2 Методика измерения сечений

Полное сечение $\sigma_{\text{obs}}^{\text{tot}}$ определенного процесса можно представить через сечение $\sigma_{\text{obs}}^{\text{fid}}$ этого процесса в фазовом объёме, доступном для измерения в заданном детекторе, т. н. фидуциарное (от лат. *fiducia* — доверие) сечение, и измерить как [99]:

$$\sigma_{\text{obs}}^{\text{tot}} = \frac{1}{A} \cdot \sigma_{\text{obs}}^{\text{fid}} = \frac{1}{A} \cdot \frac{N_{\text{DATA}}^{\text{obs}}}{\epsilon \cdot \mathcal{L}}, \quad (5.3)$$

где $N_{\text{DATA}}^{\text{obs}}$ — число измеренных событий после коррекции на число фоновых событий, $\mathcal{L}$ — интегральная светимость, ϵ — эффективность реконструкции событий детектором. Аксептанс A определяет величину коррекции между полным и фидуциарным фазовым объёмом для данного процесса. Этот коэффициент вычисляется на уровне смоделированных генератором известных (truth) частиц [100] до симуляции детектора (см. параграф 5.1) и реконструкции физических объектов (см. главу 4), поэтому зависит только от моделирования физики рассматриваемого процесса.

В анализах данных при изучении сигнала удобнее вычислять аксептанс A умноженный на эффективность реконструкции событий детектором ϵ :

$$A \cdot \epsilon = \frac{N_{\text{fid}}^{\text{truth}}}{N_{\text{gen}}^{\text{truth}}} \cdot \frac{N_{\text{sel}}^{\text{reco}}}{N_{\text{fid}}^{\text{truth}}} = \frac{N_{\text{sel}}^{\text{reco}}}{N_{\text{gen}}^{\text{truth}}}, \quad (5.4)$$

где $N_{\text{gen}}^{\text{truth}}$ — количество смоделированных сигнальных событий, $N_{\text{fid}}^{\text{truth}}$ — число событий $N_{\text{gen}}^{\text{truth}}$ в фидуциарном фазовом объёме, которое максимально точно соответствует фазовому объёму полного отбора на уровне реконструированных (reco) объектов с количеством прошедших туда сигнальных событий $N_{\text{sel}}^{\text{reco}}$.

Подставляя $A \cdot \epsilon$ из формулы (5.4) в (5.3) получаем зависимость измеряемого сечения от сечения $\sigma_{\text{MC}}^{\text{tot}}$, заложенного в смоделированном наборе данных:

$$\sigma_{\text{obs}}^{\text{tot}} = \frac{N_{\text{DATA}}^{\text{obs}}}{N_{\text{sel}}^{\text{reco}}} \cdot \frac{N_{\text{gen}}^{\text{truth}}}{\mathcal{L}} = \mu \cdot \sigma_{\text{MC}}^{\text{tot}}, \quad (5.5)$$

где параметр μ — это сила или величина сигнала (signal strength), которая определяется как отношение количества измеренных событий к числу предсказанных.

Формулу для измерения фидуциарного сечения легко получить, подставляя уравнение (5.5) в (5.3):

$$\sigma_{\text{obs}}^{\text{fid}} = \mu \cdot A \cdot \sigma_{\text{MC}}^{\text{tot}}. \quad (5.6)$$

Из этого выражения следует, что основное отличие от формулы (5.5) заключается в необходимости строгого определения фидуциарного фазового объёма в каждом конкретном анализе данных.

5.3 Статистический анализ

Как видно из формулы (5.5) задача измерения сечения сводится к задаче статистического анализа по нахождению значения неизвестного параметра μ из экспериментальных данных, которая в рамках частотного подхода решается методом максимизации функции правдоподобия, построенной по рассматриваемым каналам распада (channels) и соответствующим сигнальным и контрольным областям (regions) [101—104]:

$$L(n^{obs}, \vec{\theta}_c | \mu, \vec{\beta}, \vec{\theta}) = \left(\prod_{c \in \text{channels}} \prod_{r \in \text{regions}} \prod_{i \in \text{bins}} P(n_{cri}^{obs} | \mu, \vec{\beta}, s_{cri}(\vec{\theta}), \vec{b}_{cri}(\vec{\theta})) \right) \times G(\vec{\theta}_c | \vec{\theta}, \sigma_\theta), \quad (5.7)$$

$$P(n^{obs} | \mu, \vec{\beta}, s(\vec{\theta}), \vec{b}(\vec{\theta})) = \frac{(\mu s(\vec{\theta}) + \sum_{k \in bkg} \beta_k b_k(\vec{\theta}))^{n^{obs}}}{n^{obs}!} e^{-(\mu s(\vec{\theta}) + \sum_{k \in bkg} \beta_k b_k(\vec{\theta}))}, \quad (5.8)$$

где измеренное число событий в данном интервале гистограммы n_i^{obs} сравнивается с числом ожидаемых сигнальных s_i и фоновых событий $\vec{b}_i$ с учётом их статистических и систематических ошибок $\vec{\theta}$, а также возможных корреляций между ними. Упрощенная функция правдоподобия $G(\vec{\theta}_c | \vec{\theta}, \sigma_\theta)$ используется для определения неинформативных параметров $\vec{\theta}$ (Nuisance Parameter, NP) с помощью выборки дополнительных калибровочных измерений $\vec{\theta}_c$, и принимается на практике в виде функции Гаусса:

$$G(\vec{\theta}_c | \vec{\theta}, \sigma_\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_\theta^2}} \cdot e^{-\frac{(\vec{\theta}_c - \vec{\theta})^2}{2\sigma_\theta^2}}, \quad (5.9)$$

а чаще перенормируется для простоты в функцию плотности стандартного нормального распределения: $G(0 | \vec{\theta}, 1)$. Такое представление наиболее удобно, т. к.

для каждого источника экспериментальной систематической погрешности формат данных SxAOD автоматически обеспечивает по две дополнительные гистограммы со сдвигом на $\pm 1\sigma$ (см. параграф 2.7). В конечном итоге вычисляются наиболее вероятные значения информативных параметров — силы сигнала μ и нормировочных параметров фоновых процессов $\vec{\beta}$, некоторые из которых принимаются равными единице при отсутствии контрольной области (Control Region, CR) для соответствующего фона.

Для проверки фоновой гипотезы ($\mu = 0$) из класса моделей с $\mu \geq 0$ в рамках частотного подхода выбирают тестовую статистику — функцию от наблюдаемых величин n^{obs} :

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(n^{obs}|0, \vec{\beta}_0, \vec{\theta}_0)}{L(n^{obs}|\hat{\mu}, \vec{\hat{\beta}}, \vec{\hat{\theta}})}, & \text{если } \hat{\mu} \geq 0, \\ 0, & \text{если } \hat{\mu} < 0, \end{cases} \quad (5.10)$$

где $\hat{\mu}$, $\vec{\hat{\beta}}$ и $\vec{\hat{\theta}}$ — это значения параметров μ , $\vec{\beta}$ и $\vec{\theta}$, соответствующие максимуму функции правдоподобия в знаменателе, а $\vec{\beta}_0$, $\vec{\theta}_0$ соответствуют максимуму числителя при $\mu = 0$.

Избыток числа наблюдаемых событий по сравнению с ожидаемым фоном можно охарактеризовать p_0 -значением, т. е. вероятностью P того, что статистика q_0 больше или равна полученному значению тестовой статистики из наблюдаемых данных q_0^{obs} :

$$p_0 = P(q_0 \geq q_0^{obs}) = \int_{q_0^{obs}}^{\infty} f(q_0|b) dq_0, \quad (5.11)$$

где $f(q_0|b)$ — функция плотности вероятности статистики q_0 в предположении фоновой гипотезы. При этом статистическая значимость Z , вычисляемая в стандартных отклонениях, связана с p_0 -значением следующим образом:

$$p_0 = \int_Z^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{x^2}{2}} dx, \quad (5.12)$$

и выражается в виде простой формулы:

$$Z = \sqrt{q_0^{obs}}. \quad (5.13)$$

Наглядная иллюстрация к определениям p_0 -значения приведена на рисунке 5.3.

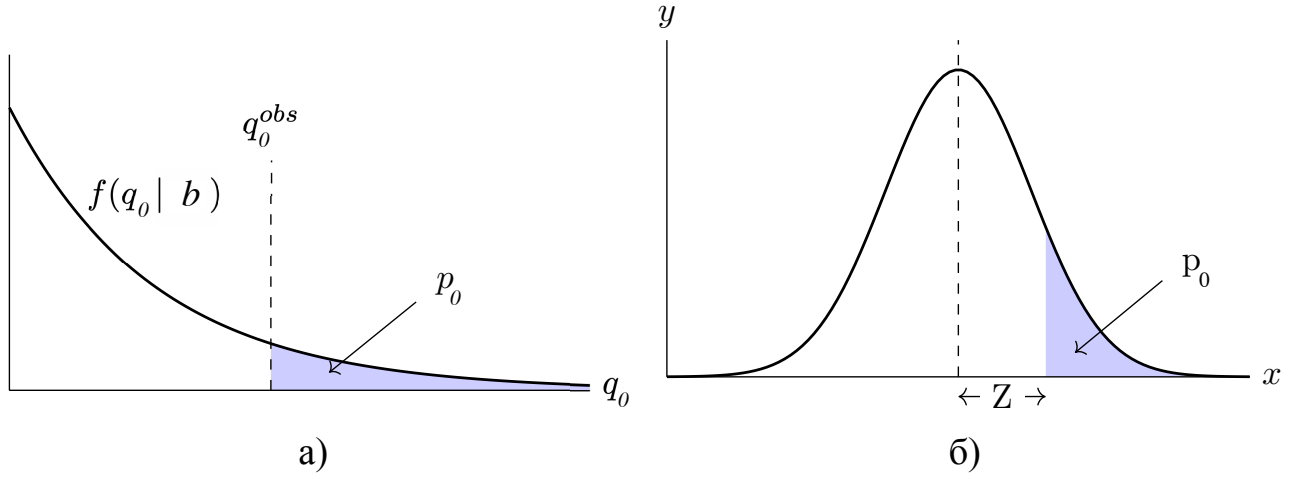


Рисунок 5.3 — Иллюстрация связи p_0 -значения и наблюдаемого значения тестовой статистики q_0^{obs} через функцию плотности вероятности $f(q_0|b)$ (а), связи p_0 -значения и значимости Z через стандартное нормальное распределение $y = (1/\sqrt{2\pi})e^{-x^2/2}$ (б)

Аналогично измерению сечения, задача установления верхних пределов на сечения рождения тяжёлых резонансов сводится к вычислению пределов на параметр μ . Для этого вводится тестовая статистика q_μ , зависящая от параметра μ :

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(n^{obs}|\mu, \vec{\beta}_\mu, \vec{\theta}_\mu)}{L(n^{obs}|0, \vec{\beta}_0, \vec{\theta}_0)}, & \text{если } \hat{\mu} < 0, \\ -2 \ln \frac{L(n^{obs}|\mu, \vec{\beta}_\mu, \vec{\theta}_\mu)}{L(n^{obs}|\hat{\mu}, \vec{\beta}, \vec{\theta})}, & \text{если } 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu, \\ 0, & \text{если } \hat{\mu} > \mu, \end{cases} \quad (5.14)$$

где $\vec{\beta}_\mu$ и $\vec{\theta}_\mu$ — это значения параметров $\vec{\beta}$ и $\vec{\theta}$, соответствующие максимуму функции правдоподобия при заданном параметре μ .

Пределы на параметр μ вычисляются с помощью CL_s -метода [105; 106], в котором вводится зависящая от параметра μ функция:

$$CL_s(\mu) = \frac{p_{s+b}}{1 - p_b}, \quad (5.15)$$

где p_{s+b} и p_b — это p -значения сигнальной и фоновой гипотезы соответственно, определенные как (см. рисунок 5.4):

$$p_{s+b} = P(q_\mu \geq q_\mu^{obs} | s + b), \quad (5.16)$$

$$p_b = P(q_\mu < q_\mu^{obs} | b) = 1 - P(q_\mu \geq q_\mu^{obs} | b). \quad (5.17)$$

Верхний предел на параметр μ вычисляется из условия:

$$CL_s(\mu) \geq \alpha, \quad (5.18)$$

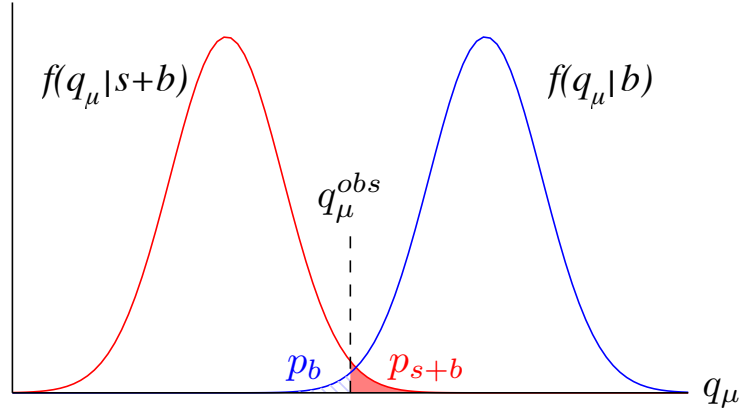


Рисунок 5.4 — Иллюстрация к определению p -значений сигнальной и фоновой гипотезы через их функции плотности вероятности.

причем $\alpha = 0.05$ соответствует уровню достоверности 95 %.

5.4 Техники многомерного анализа данных

Как следует из параграфа 5.3 суть анализа данных сводится к выделению областей фазового пространства с максимальным отклонением числа наблюдаемых событий от ожидаемого числа событий фоновой гипотезы, т. е. где значимость Z из формулы (5.13) максимальна.

Для примера, на основе формулы (5.7) построим упрощённую функцию правдоподобия с учётом только погрешности фона [107]:

$$L(n, m | s, b) = \frac{(s+b)^n}{n!} e^{-(s+b)} \times \frac{(\tau b)^m}{m!} e^{-\tau b}, \quad (5.19)$$

где количество ожидаемых фоновых событий b ограничено контрольным измерением, а число событий m контрольного измерения распределено по закону Пуассону со средним значением τb при известном коэффициенте τ .

Подставляя уравнение (5.19) в формулу (5.10) получаем значимость:

$$Z = \sqrt{-2 \times \left(n \ln \left[\frac{n+m}{(1+\tau)n} \right] + m \ln \left[\frac{\tau(n+m)}{(1+\tau)m} \right] \right)}. \quad (5.20)$$

Заменяя данные на соответствующие ожидаемые значения ($n \rightarrow s+b$ и $m \rightarrow \tau b$), т. н. набор данных Азимова, и представляя квадрат стандартного отклонения погрешности фона в виде $\sigma_b^2 = b/\tau$, получаем формулу для максимизации

значимости при проведении анализа данных:

$$Z = \sqrt{2 \times \left((s + b) \ln \left[\frac{(s + b)(b + \sigma_b^2)}{b^2 + (s + b)\sigma_b^2} \right] - \frac{b^2}{\sigma_b^2} \ln \left[1 + \frac{\sigma_b^2 s}{b(b + \sigma_b^2)} \right] \right)}. \quad (5.21)$$

Стандартная техника выделения обогащенных сигналом областей фазового пространства, т. н. сигнальных областей (Signal Region, SR), заключается в определении критериев отбора событий по установлению пороговых значений на отдельные дискриминирующие переменные — наблюдаемые характеристики события, распределения по которым различаются для сигнала и фона. Эта техника наиболее эффективна, если дискриминирующие переменные не коррелируют между собой.

При относительно небольших корреляциях используются техники многомерного анализа данных (Multivariate Analysis, MVA), основанные на методах машинного обучения. В данной диссертации для эффективного разделения сигнальных и фоновых процессов в анализе данных по поиску событий VBS используется классификатор, основанный на ансамбле деревьев решений (Boosted Decision Trees, BDT) [108], который хорошо зарекомендовал себя высокой точностью и скоростью работы. При обучении классификатора строятся деревья решений, в узлах которых подбираются условия на значения дискриминирующих переменных. В результате «листья» таких деревьев соответствуют весам, которые определяют вероятность причисления события к сигналу. В данной работе построение ансамбля деревьев основано на методе стохастического градиентного бустинга (от англ. boosting — улучшение) [108]: каждое новое дерево строится на основе случайной подвыборки из событий, которые оказались неверно классифицированы предшествующими деревьями.

После усреднения весов по ансамблю всех деревьев происходит классификация наблюдаемых данных — каждому событию присваивается вероятность оказаться сигналом, что позволяет сформировать одну переменную *BDT* с диапазоном значений от минус 1 до плюс 1, называемую выходом классификатора. В таком виде распределение фоновых событий группируется около минус единицы, а сигнальных — около плюс единицы и слабо перекрываются между собой, что позволяет эффективно отделить сигнал от фона и добиться максимальной значимости Z по формуле (5.21).

Глава 6. Поиск дибозонных резонансов ZZ и ZW

6.1 Программа поисков в эксперименте ATLAS

В параграфе 1.3 показано, что задача исследования парного рождения векторных бозонов является одной из приоритетных на LHC по обнаружению новой физики. Обе коллаборации — ATLAS и CMS — проводили поиски дибозонных резонансов VV ($V = Z, W$) при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ на данных 2012 года сеанса Run-1 [12; 20–22].

В данной главе представлены результаты поиска массивных частиц в полулептонном канале распада $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$ ($\ell = e, \mu$) в диапазоне масс от 300 ГэВ до 5000 ГэВ на данных, набранных детектором ATLAS в 2015–2016 годах при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [25]. В заключительном параграфе этой главы рассмотрены результаты аналогичного анализа, выполненного на полной статистике сеанса Run-2, набранной за 2015–2018 года [26].

6.2 Стратегия анализа

В качестве ориентиров для интерпретации полученных результатов используются три класса моделей новой физики. Как показано в параграфах 1.4, 1.5 и 1.6 в каждой из них предсказываются разные типы частиц: тяжёлый нейтральный бозон Хиггса H со спином 0 в приближении узкого резонанса [45; 46] двухдублетной хиггсовской модели [6], W' -бозон со спином 1 в модели тяжёлого векторного триплета [4; 5] и КК-гравитон G_{KK} со спином 2 в расширенной модели Рэндалл-Сандрума [7; 8].

Для каждой модели выполняется индивидуальный поиск:

1. $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$
2. $W' \rightarrow ZW \rightarrow \ell\ell qq$
3. $G_{KK} \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$

Более того, рождение тяжёлых H -бозонов происходит через процессы слияния глюонов (gluon-gluon Fusion, ggF) и слияния векторных бозонов (Vector Boson

Fusion, VBF), поэтому изучаются оба механизма рождения $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$ и $qq \xrightarrow{\text{VBF}} H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Аналогично для поиска W' -бозона изучаются механизмы рождения через процессы Дрелла-Яна (Drell-Yan, DY) и слияния векторных бозонов (Vector Boson Fusion, VBF): $qq \xrightarrow{\text{DY}} W' \rightarrow ZW \rightarrow \ell\ell qq$ и $qq \xrightarrow{\text{VBF}} W' \rightarrow ZW \rightarrow \ell\ell qq$. Однако, в расширенной RS модели доминирующим механизмом рождения $G_{\text{КК}}$ является только ggF: $gg \rightarrow G_{\text{КК}} \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Диаграммы Фейнмана, представляющие эти механизмы рождения, показаны на рисунке 6.1. Отличительной чертой процесса VBF является наличие двух дополнительных струй с большой инвариантной массой и разницей по псевдобыстроте. Эта уникальная особенность приводит к значительному подавлению фоновых событий, поэтому процессы VBF в данном анализе рассматриваются в приоритетном порядке.

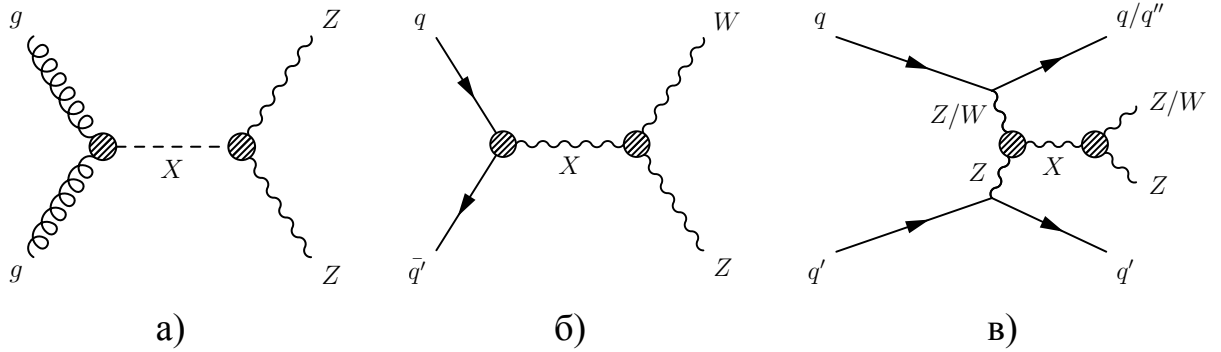


Рисунок 6.1 — Диаграммы Фейнмана для рождения тяжёлого резонанса X через процессы слияния глюонов (а), через процессы Дрелла-Яна (б) и через процессы слияния векторных бозонов (в) [25].

В этом анализе используются два различных метода реконструкции распада $V \rightarrow qq$: разделение и объединение кварков. В режиме разделения (Resolved Reconstruction, RR), каждый кварк из пары qq реконструируется как тонкая струя (small- R jet, j), рассмотренная в параграфе 4.6. Но если масса резонанса X значительно превышает массы V -бозонов $X \rightarrow VV$ распада, то это приводит к большим поперечным импульсам V -бозонов, а значит угловое расстояние между парой кварков распада $V \rightarrow qq$ уменьшается (см. параграф 4.8). В этом случае адроны, возникшие от пары кварков, перекрываются в детекторе и более эффективно реконструируются как одна толстая струя (large- R jet, J). Такая реконструкция распада $V \rightarrow qq$ называется режимом объединения (Merged Reconstruction, MR).

Переход от режима RR к MR не является строго определённым. Оба режима могут существовать одновременно для резонансов с массой от 300 ГэВ

до 1800 ГэВ. Поэтому решение о том, какие из струй — jj или J — выбрать, принимается после одновременной реконструкции, проведенной обоими методами. В данном анализе MR режим выбран приоритетным за счёт лучшего подавления фона алгоритмом мечения бозонов (см. параграф 4.9).

Тяжёлые частицы должны проявляться в виде резонансных структур (см. параграф 1.3) — пиков над фоном SM в распределениях по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$. Таким образом инвариантные массы $m_{\ell\ell J}$ и $m_{\ell\ell jj}$ выступают в качестве основных дискриминирующих переменных (см. параграф 5.4), по которым проводится фитирование в MR и RR режимах соответственно.

6.3 Экспериментальные данные и триггеры

Поиск резонансов проведён в эксперименте ATLAS на данных 2015–2016 годов, полученных в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на статистике, соответствующей интегральной светимости 3.2 фб^{-1} и средней множественности наложенных соударений протонов $\langle\mu\rangle = 13.4$ в 2015 году, а также 32.9 фб^{-1} и $\langle\mu\rangle = 25.1$ в 2016 году соответственно.

Каждое событие, используемое в данном анализе, было сохранено одной из нескольких одно-лептонных триггерных цепочек без деления частоты (см. параграф 2.6). В этом режиме на протяжении сеанса Run-2 работали разные триггерные цепочки (см. таблицу 1).

В дальнейшем использовались только события, записанные во время стабильных протонных пучков LHC и нормальной работы всех детекторных систем, а также соответствующие требованиям, предъявляемым к качеству набранных данных [109].

6.4 Моделирование сигнальных наборов данных

Общая информация о моделировании методом Монте-Карло, симуляции детектора ATLAS и учёте эффекта наложенных pp -соударений изложена в параграфе 5.1.

Таблица 1 — Список триггеров, отбирающих события для анализа по поиску резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$ в периоды набора данных 2015–2016 годов.

Период	Электронные триггеры	Мюонные триггеры
2015	HLT_e24_lhmedium_L1EM20VH HLT_e60_lhmedium HLT_e120_lhloose	HLT_mu20_iloose_L1MU15 HLT_mu50
2016, A, апрель–май	HLT_e24_lhtight_nod0_ivarloose HLT_e60_lhmedium_nod0 HLT_e140_lhloose_nod0 HLT_e300_etcut	HLT_mu24_ivarloose HLT_mu50
2016, B-D3, июнь	HLT_e24_lhtight_nod0_ivarloose HLT_e60_lhmedium_nod0 HLT_e140_lhloose_nod0 HLT_e300_etcut	HLT_mu24_ivarmedium HLT_mu50
2016, D4-L11, июль и до конца года	HLT_e26_lhtight_nod0_ivarloose HLT_e60_lhmedium_nod0 HLT_e140_lhloose_nod0 HLT_e300_etcut	HLT_mu26_ivarmedium HLT_mu50

Сигнальные события $pp \xrightarrow{\text{ggF}} H \rightarrow ZZ$ (ggF H) и $pp \xrightarrow{\text{VBF}} H \rightarrow ZZ$ (VBF H) независимо смоделированы генератором Powheg-Box [92–95] с набором функций распределения партонов CT10 [110]. Ширина тяжёлого бозона Хиггса устанавливается ничтожно малой по сравнению с разрешением детектора ATLAS.

Для моделирования событий $pp \xrightarrow{\text{DY}} W' \rightarrow ZW$ (DY W') и $pp \xrightarrow{\text{VBF}} W' \rightarrow ZW$ (VBF W') был использован генератор MadGraph5_aMC@NLO 2.2.2 [91] с PDF набором NNPDF23LO [111]. Ширина резонанса W' для Модели А составляет приблизительно 2.6 % от его массы, а для Модели VBF — на порядок меньше из-за подавленных фермионных связей (см. параграф 1.5). Наборы данных, сгенерированные для HVT Модели А, также непосредственно используются и для Модели В после перемасштабирования соответствующих относительных парциальных ширин распадов.

Сигнальные процессы $pp \xrightarrow{\text{ggF}} G_{KK} \rightarrow ZZ$ при $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ (см. параграф 1.6) моделировались генератором MadGraph5_aMC@NLO 2.2.2 [91] с PDF набором

NNPDF23LO [111]. Ширина G_{KK} при $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ зависит от массы резонанса и варьируется от $3.7\% \times m(G_{KK})$ при 0.5 ТэВ до $6.4\% \times m(G_{KK})$ при 5 ТэВ. Для сценария $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ события получены путем перевзвешивания смоделированных наборов данных при $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ с учётом различий сечения и ширины распада.

Моделирование сопутствующего события, партонных ливней и адронизации (см. параграф 5.1) проводилось с помощью генератора Pythia 8.186 [97], который использует настройки наборов параметров AZNLO [112] для H -бозона и A14 [113] для W' , G_{KK} .

6.5 Моделирование фоновых наборов данных

Процессы SM с конечным состоянием $\ell\ell qq$, которые невозможно до конца подавить соответствующим отбором событий, рассматриваются как фоновые и моделируются для сопоставления с экспериментальными данными. Примеры диаграмм Фейнмана, описывающих такие фоновые процессы, представлены на рисунке 6.2.

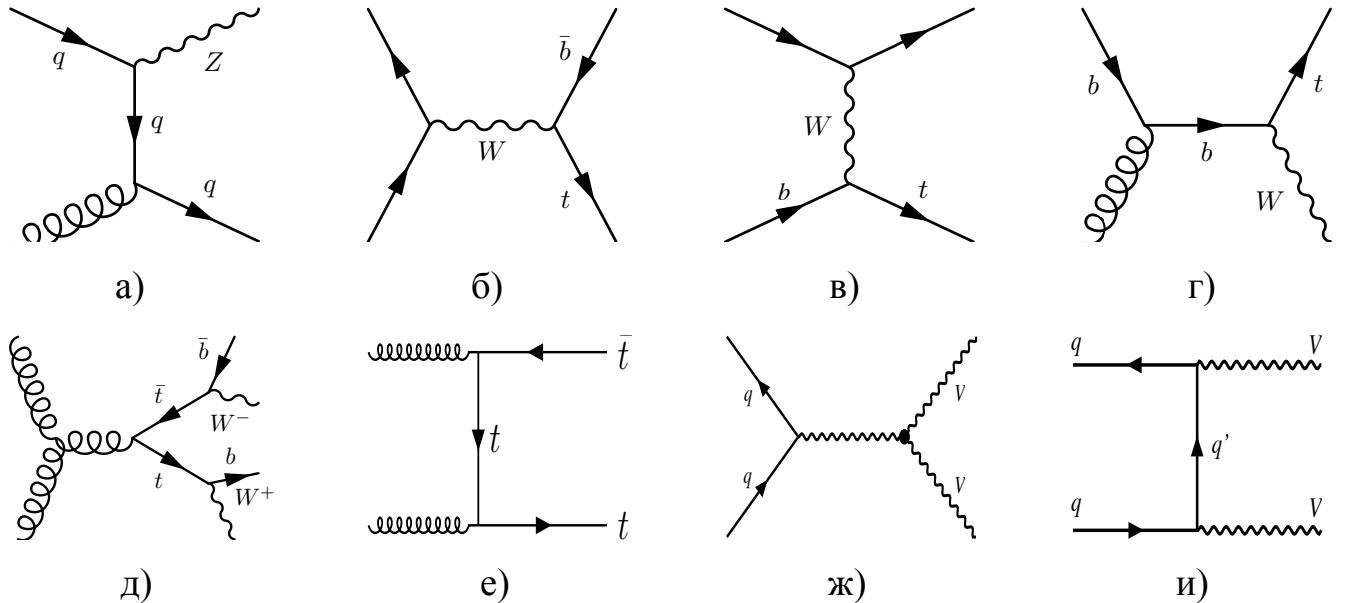


Рисунок 6.2 — Примеры диаграмм Фейнмана для фоновых процессов в лидирующем порядке теории возмущений: ассоциированное рождение струй с Z -бозоном (а), одиночное рождение t -кварка через s - (б), t - (в), Wt -каналы (г), рождение пары $t\bar{t}$ (д) и (е), рождение дибозонов SM через s - (ж), t -каналы (и).

Доминирующим фоновым процессом в MR и RR режимах является ассоциированное рождение струй с Z -бозоном ($Z + \text{струи}$, $Z + \text{jets}$). Вторым по величине источником фона в MR режиме является нерезонансное рождение пары векторных бозонов ZZ , WZ и WW — т. н. дибозоны Стандартной модели (SM Dibosons). В то время как в RR режиме процессы рождения топ кварка (одиночного t -кварка и пары $t\bar{t}$) вносят сопоставимый с дибозонами SM вклад в фон.

Фон $Z + \text{струи}$ смоделирован с помощью генератора Sherpa 2.2.1 [98] с набором PDF CT10 [110]. Матричные элементы (см. параграф 5.1) процессов, содержащих до двух партонов в конечном состоянии, рассчитывались в следующем за лидирующим порядке теории возмущений (Next-to-Leading Order, NLO), а содержащих до четырёх партонов — в лидирующем порядке теории возмущений (LO) с использованием пакетов Comix [114] и OpenLoops [115].

Фоновые процессы рождения дибозонов SM с полулептонным распадом моделировались генератором Sherpa 2.1.0 с набором PDF CT10. Матричные элементы процессов, содержащих до одного партона в конечном состоянии, рассчитывались в NLO, а содержащих до трёх партонов — в LO с использованием пакетов Comix и OpenLoops.

Процессы рождения $t\bar{t}$ смоделированы с помощью генератора Powheg-Vox v2 [116] с набором PDF CT10. Процессы рождения одиночного t -кварка через t -, s -, Wt -каналы смоделированы с помощью генератора Powheg-Vox v1 [117–119] с набором PDF CT10f4 [110]. Масса t -кварка принималась равной 172.5 ГэВ. Моделирование сопутствующего события, партонных ливней и адронизации проводилось с помощью генератора Pythia 6.428 [120] с набором PDF CTEQ6L1 [121] и параметрами P2012 [122]. Программа EvtGen v1.2.0 [123] применялась для моделирования распадов b - и c -адронов.

Теоретические сечения использовались для нормировки фонов. Сечение рождения $Z + \text{струи}$ вычислялось во втором после лидирующего порядке теории возмущений (NNLO) в КХД [124]. Сечение рождения дибозонов SM посчитано в NLO с учётом LO вклада с двумя дополнительными партонами [98; 125]. Сечение рождения $t\bar{t}$ вычислялось в NNLO в КХД с поправками второго после лидирующего логарифма повторного суммирования (NNLL) [126; 127]. Сечение рождения одиночного t -кварка посчитано в NLO в КХД [128], включая NNLL [129] для Wt -канала.

6.6 Отбор объектов

После завершения реконструкции физических объектов, удаления совпадений и калибровок, описанных в главе 4, требуется, чтобы объекты удовлетворяли определенным кинематическим критериям. Условия отбора, применяемые к реконструированным физическим объектам, перечислены в таблице 2.

Таблица 2 — Критерии отбора объектов, используемых в анализе по поиску тяжёлых резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$.

Объекты	Кинематический отбор	Критерии качества
Электроны	$E_T > 7 \text{ ГэВ}$ $ \eta < 2.47$	«loose» идентификация ($\epsilon_{sig} \sim 92\%$) «LooseTrackOnly» изоляция ($\epsilon_{sig} \sim 99\%$) $ d_0/\sigma(d_0) < 5$ $ z_0 \sin \theta < 0.5 \text{ мм}$
Мюоны	$p_T > 7 \text{ ГэВ}$ $ \eta < 2.5$	«loose» идентификация ($\epsilon_{sig} \sim 98\%$) «LooseTrackOnly» изоляция ($\epsilon_{sig} \sim 99\%$) $ d_0/\sigma(d_0) < 3$ $ z_0 \sin \theta < 0.5 \text{ мм}$
Толстые струи	$p_T > 200 \text{ ГэВ}$ $ \eta < 2.0$	$R = 1.0$ anti- k_t алгоритм, алгоритм тримминга (удаляем подструю с $R_{subject} = 0.2$, если $p_T^{subject}/p_T^J < 0.05$)
Тонкие струи	$p_T > 20 \text{ ГэВ}$ при $ \eta < 2.5$, $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ при $2.5 < \eta < 4.5$	$R = 0.4$ anti- k_t алгоритм, алгоритм мечения вершины ($\epsilon_{sig} \sim 92\%$) при $p_T < 60 \text{ ГэВ}$ и $ \eta < 2.4$

6.7 Отбор и категоризация событий

Основная цель отбора и категоризации событий — определить и эффективно выделить сигнальные области SR (см. параграф 5.4), максимально исключая фоновые события при минимальном воздействии на сигнал. Результат достигается таким выбором критериев отбора событий, при котором значимость Z_{tot}

принимает максимально возможное значение:

$$Z_{\text{tot}} = \sqrt{\sum_i Z_i^2}, \quad (6.1)$$

где Z_i — значимость в i -м интервале гистограммы распределения событий по основной дискриминирующей переменной. Величина Z_i вычисляется по формуле (5.21), при этом погрешность моделирования фоновых процессов σ_b предварительно оценивается в 10 %, т. е. $\sigma_b = 0.1 \cdot b$.

Таблица 3 — Критерии и последовательность отбора событий, используемые в анализе по поиску тяжёлых резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$.

Отбор	$ZV \rightarrow \ell\ell J$ (MR)	$ZV \rightarrow \ell\ell jj$ (RR)
Лептоны	два противоположно заряженных «loose» $\mu^\pm \mu^\mp$ с $p_T > 28$ ГэВ у лидирующего (максимальный p_T) мюона, или два «loose» ee с $E_T > 28$ ГэВ у лидирующего электрона	
Запрет события	если найден дополнительный «loose» лептон	
$Z \rightarrow \ell\ell$	$83 \text{ ГэВ} < m_{ee} < 99 \text{ ГэВ}$ $85.6 \text{ ГэВ} - 0.0117 \times p_T^{\mu\mu} < m_{\mu\mu} < 94.0 \text{ ГэВ} + 0.0185 \times p_T^{\mu\mu}$	
Поиск струй j^{tag} для категории VBF	две не b -меченые ($\epsilon_{\text{sig}} \sim 70\%$) тонкие струи с наибольшим m_{jj}^{tag} , $\eta_{\text{tag},j_1} \cdot \eta_{\text{tag},j_2} < 0$, $ \Delta\eta_{jj}^{\text{tag}} > 4.7$ и $m_{jj}^{\text{tag}} > 770$ ГэВ	
Струи распада $V \rightarrow qq$	1 лидирующая толстая струя с $p_T^J > 200$ ГэВ и $ \Delta R(J, j^{\text{tag}}) > 1.5$	2 b -меченые тонкие струи или 2 лидирующие тонкие струи с $p_T > 30$ ГэВ и $ \eta_j < 2.5$, если $j^{\text{tag}} \notin V$ и $p_T > 60$ ГэВ у лидирующей струи
b -меченый регион (bT)	—	2 b -меченые тонкие струи
немеченый регион (UT)	—	0 или 1 b -меченые тонкие струи
Запрет события	—	если > 2 b -меченых тонких струй
Кинематический отбор	$\min(p_T^{\ell\ell}, p_T^J) / m_{\ell\ell J}$	$\sqrt{(p_T^{\ell\ell})^2 + (p_T^{jj})^2} / m_{\ell\ell jj}$
H	> 0.3	> 0.4
W' или G_{KK}	> 0.35	> 0.5
$W(Z) \rightarrow qq$ регион (SR)	алгоритм мечения бозонов	$62 (70) < m_{jj} < 97 (105) \text{ ГэВ}$
SR инверсия (ZCR)		$m_{jj} \in [50; 62] \text{ и } [105; 150] \text{ ГэВ}$

Критерии отбора событий, используемые в анализе по поиску тяжёлых резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$, представлены в таблице 3. Поиск начинается с

идентификации распада $Z \rightarrow \ell\ell$, за которым следует классификация событий по категориям VBF или ggF/DY и, наконец, выбор конечного состояния с лидирующей толстой струёй (т.е. с максимальным p_T) $ZV \rightarrow \ell\ell J$ (MR) или с двумя лидирующими тонкими струями $ZV \rightarrow \ell\ell jj$ (RR). С целью повышения чувствительности поиска (т.е. увеличения значения Z_{tot}) определялись несколько сигнальных областей: регионы «низкой чистоты» (LP) и «высокой чистоты» (HP) MR (см. параграф 4.9), область b -мечения (см. параграф 4.7) распада $Z \rightarrow b\bar{b}$ (b -tagged, bT) RR, а также немеченый (Untagged, UT) регион RR. На рисунке 6.3 показан схематический вид категоризации событий по сигнальным областям. Приоритет отдается VBF категории над ggF, MR — по сравнению с RR, HP — относительно LP, и bT — по отношению к UT.

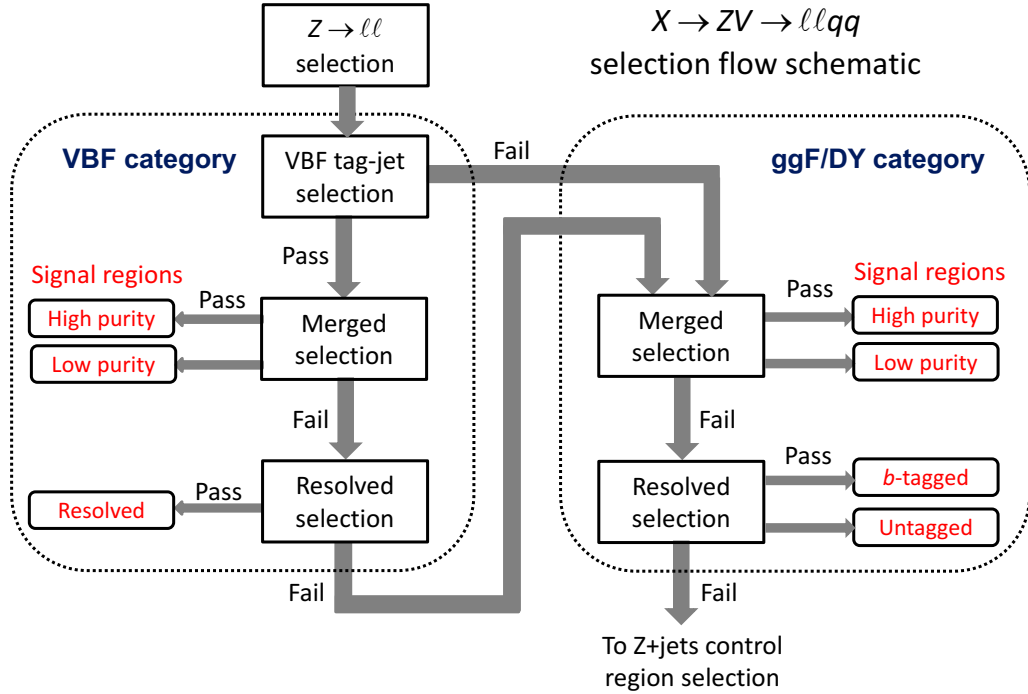


Рисунок 6.3 — Иллюстрация метода классификации событий по семи сигнальным областям в поиске $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$. Категория VBF предназначена для отбора событий рождения резонансов через процессы слияния бозонов, а категория ggF или DY — для всех остальных событий, не прошедших отбор в VBF. Поиск $H \rightarrow ZZ$ проходит во всех семи сигнальных областях, поиск $W' \rightarrow ZW$ в шести, исключая область ggF bT RR SR, а поиск $G_{KK} \rightarrow ZZ$ только в четырёх, полностью исключая VBF категорию [25].

Как для электронов, так и для мюонов массовое окно $m_{\ell\ell}$ выбиралось таким образом, чтобы эффективность отбора $Z \rightarrow \ell\ell$ составляла приблизительно 95 %

и не зависела от массы тяжёлого резонанса. На рисунке 6.4 показаны события, удовлетворяющие такому отбору.

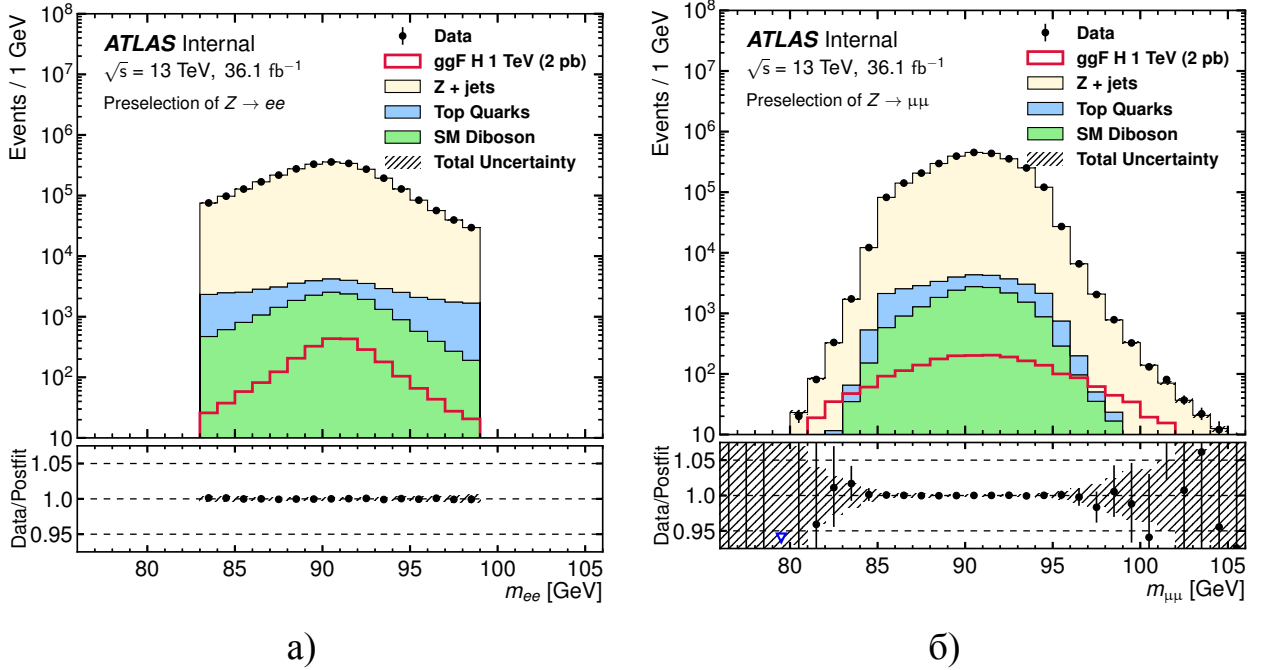


Рисунок 6.4 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по инвариантной массе пары электронов (а) и пары мюонов (б) распада Z -бозона после применения отбора $Z \rightarrow \ell\ell$. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий ggF рождения тяжёлого Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 2$ пб. Цветными гистограммами представлены вклады основных фоновых процессов, уточнённые по результатам совместного фитирования наблюдаемых данных по всем SR и CR областям в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$). В нижней части графиков приведено отношение количества наблюдаемых событий к сумме событий всех фоновых предсказаний SM. Для наблюдаемых данных (чёрные точки) представлены статистические погрешности. Заштрихованные области представляют совокупность всех систематических погрешностей, связанных с описанием фона SM [29].

Отличительная черта процесса VBF — наличие двух партонов, разлетающихся в противоположных направлениях рядом с осью пучка, поэтому для идентификации этих событий выполнялся поиск двух тонких струй (tag-jets, j^{tag}), не прошедших b -мечение, с критериями $\eta_{\text{tag},j_1} \cdot \eta_{\text{tag},j_2} < 0$, $|\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}| > 4.7$ и $m_{jj}^{\text{tag}} > 770$ ГэВ. Критерии были оптимизированы с целью повысить чувствительность поиска VBF сигналов одновременно для всего диапазона рассмотренных

масс. Если тонких струй, отвечающим вышеприведённым критериям, обнаруживалось больше двух, выбиралась пара с большей инвариантной массой m_{jj}^{tag} . Рассмотренные струи не участвуют в отборе тонких струй для RR реконструкции ($V \rightarrow jj$) и должны находиться далеко $\Delta R > 1.5$ от толстой струи MR реконструкции ($V \rightarrow J$).

Затем для каждой модели сигнала в режимах MR и RR выполнялся свой кинематический отбор по переменным $\min(p_T^{\ell\ell}, p_T^J)/m_{\ell\ell J}$ и $\sqrt{(p_T^{\ell\ell})^2 + (p_T^{jj})^2}/m_{\ell\ell jj}$ соответственно. На рисунке 6.5 показаны распределения по этим переменным.

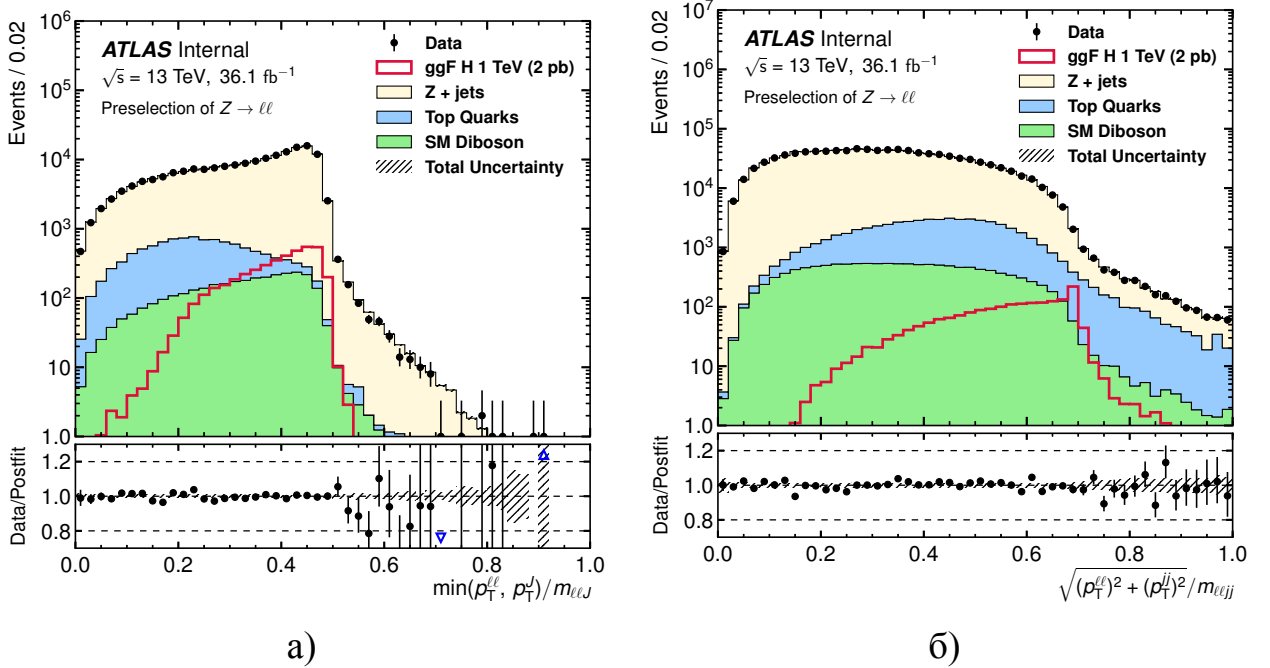


Рисунок 6.5 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по кинематическим переменным $\min(p_T^{\ell\ell}, p_T^J)/m_{\ell\ell J}$ (а) и $\sqrt{(p_T^{\ell\ell})^2 + (p_T^{jj})^2}/m_{\ell\ell jj}$ (б) после применения отбора $Z \rightarrow \ell\ell$. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.4.

Сигнальные (SR) и контрольные области (CR) в режиме RR определялись массовым окном m_{jj} , а в MR — конфигурацией рабочих точек (WP) переменных D_2 и m_J алгоритма мечения бозонов (см. параграф 4.9). Конфигурация WP демонстрируется на рисунке 6.6. Распределения по переменным m_J и m_{jj} до разбиения по областям показаны на рисунке 6.7.

Контрольные области используются для нормировки соответствующих фонов во время фитирования (см. параграф 5.3). Например, все ZCR области (см. таблицу 3) обогащены более, чем на 96 % фоновыми процессами Z + струи, за исключением области bT RR ZCR, где вклад фона топ кварков сопоставим с

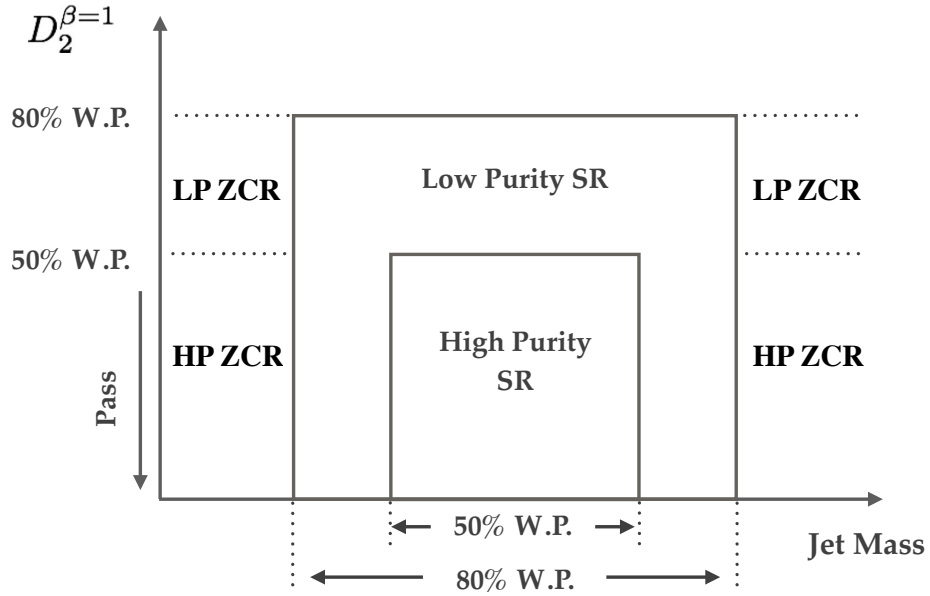


Рисунок 6.6 — Иллюстрация метода отбора событий в области «низкой чистоты» (LP) и «высокой чистоты» (HP) MR SR и ZCR с помощью конфигураций рабочих точек (WP) переменных D_2 и m_J алгоритма мечения бозонов.

вкладом от фона $Z + \text{струи}$. Контрольная область TCR, обогащенная более, чем на 99 % фоновыми процессами рождения топ кварка, определяется отбором событий с двумя b -мечеными тонкими струями с инвариантной массой в интервале $50 \text{ ГэВ} < m_{jj} < 150 \text{ ГэВ}$ и двумя лептонами разного аромата, т. е. $e\mu$, с инвариантной массой в диапазоне $76 \text{ ГэВ} < m_{e\mu} < 106 \text{ ГэВ}$. Лидирующая b -меченная струя должна удовлетворять критерию $p_T > 60 \text{ ГэВ}$.

Эффективность отбора сигнала зависит от модели, процесса рождения и массы тяжёлого резонанса. На рисунке 6.8 показан аксептанс, умноженный на эффективность реконструкции сигнала $A \times \epsilon$, определяемый формулой (5.4), в зависимости от массы и модели сигнала. Как и предполагалось (см. параграф 4.8), отбор RR эффективен при малых массах резонанса, в то время как при больших массах, начиная примерно с 500 ГэВ, более эффективен механизм отбора MR. Заметное различие между VBF рождением W' -бозона и остальными резонансами обусловлено значением спина: вылет такой частицы в основном происходит в переднюю область детектора, а через процесс рождения DY — в центральную. Подобные события VBF рождения W' -бозонов подавляются критерием кинематического отбора.

Уменьшение произведения $A \times \epsilon$ приблизительно на 40 % для G_{KK} и W' -бозона в диапазоне масс от 2 ТэВ до 4 ТэВ обусловлено возрастающей сложно-

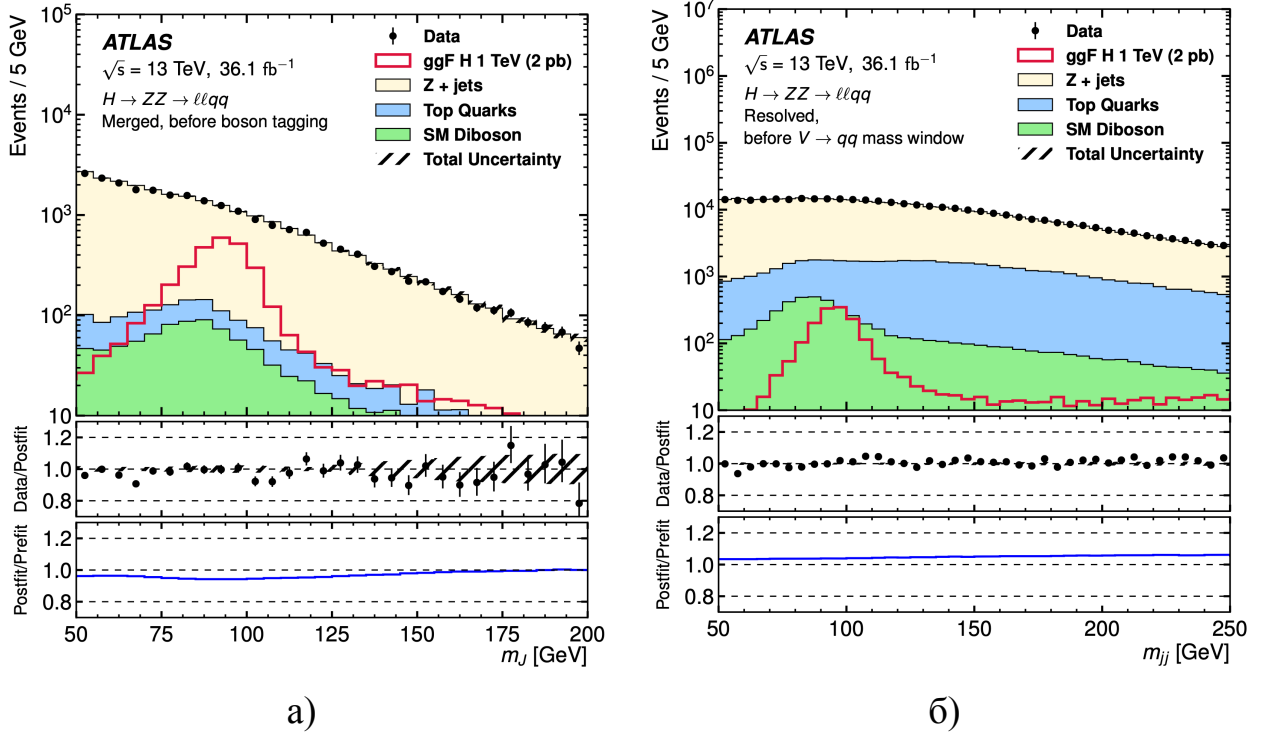
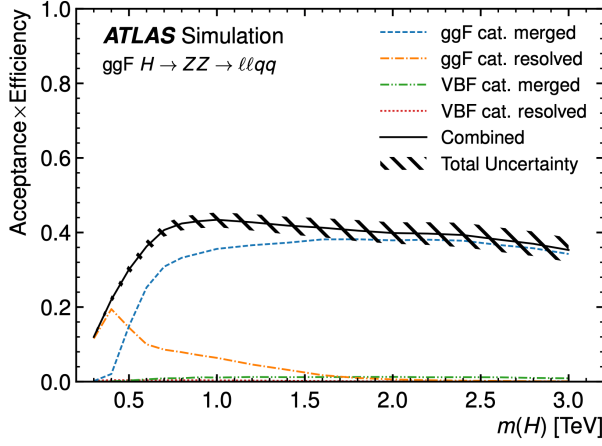
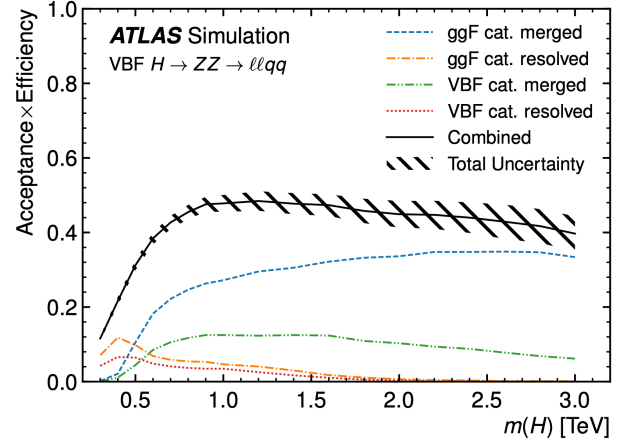


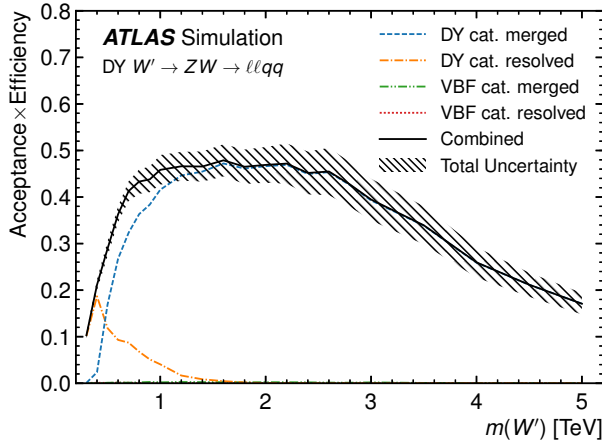
Рисунок 6.7 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по массе m_J толстой струи (а) и инвариантной массе тонких струй m_{jj} (б) распада $V \rightarrow qq$ после применения отбора $Z \rightarrow \ell\ell$. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий ggF рождения тяжёлого Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 2$ пб. Цветными гистограммами представлены вклады основных фоновых процессов, уточнённые по результатам совместного фитирования наблюдаемых данных по всем SR и CR областям в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$). В средней части графиков приведено отношение количества наблюдаемых событий к сумме событий всех фоновых предсказаний SM. В нижней части графиков показано отношения вкладов фоновых процессов SM до и после их уточнения по результатам фитирования. Для наблюдаемых данных (чёрные точки) представлены статистические погрешности. Заштрихованные области представляют совокупность всех погрешностей, связанных с описанием фона SM [25].



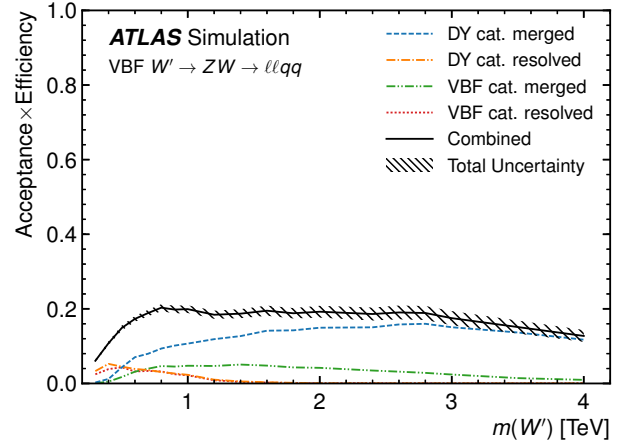
a)



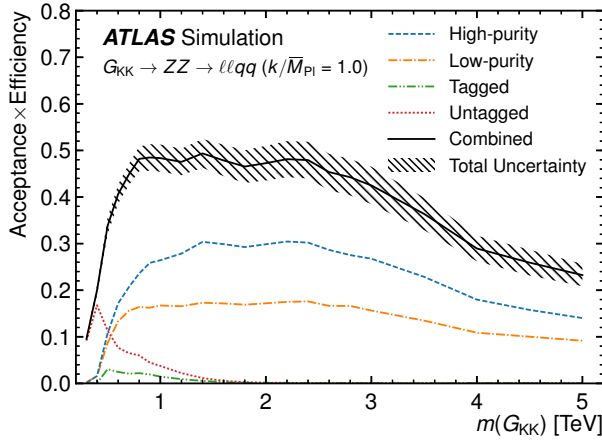
б)



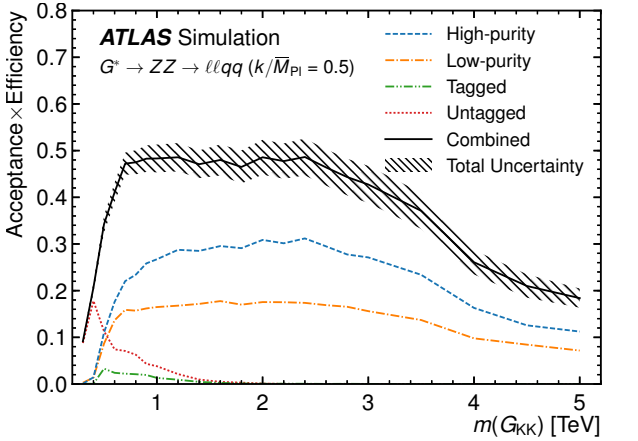
в)



г)



д)



е)

Рисунок 6.8 — Зависимость $A \times \epsilon$ от массы смоделированных сигналов $ggF H$ (а) и $VBF H$ (б), $DY W'$ (в) и $VBF W'$ (г), G_{KK} при $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ (д) и $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ (е) в MR, RR регионах (цветные кривые) и полной области фазового пространства (чёрная линия). Все систематические и статистические неопределенности представлены в виде заштрихованной области [25].

стью идентификации обоих электронов распада $Z \rightarrow ee$ из-за их перекрывания в детекторе в области таких больших масс.

Разрешение по импульсу мюона ухудшается при высоком p_T , что значительно влияет на массовое разрешение $Z \rightarrow \mu\mu$ и, следовательно, — на массовое разрешение резонанса. Подобная деградация особенно сильно проявляется для очень тяжёлых резонансов в MR областях. С целью минимизации негативного эффекта поправочный коэффициент $m_Z/m_{\mu\mu}$ применяется к четырёхимпульсу системы димюонов, эффективно фиксируя массу димюонов к массе Z -бозона ($m_Z = 91.187$ ГэВ [78]). Применяемое масштабирование улучшает разрешение по $m_{\mu\mu J}$ примерно на 13 % (40 %) в MR отборе для тяжёлого H -бозона с массой 1 ТэВ (3 ТэВ). Аналогично, для RR отбора разрешение по $m_{\ell\ell jj}$ улучшается за счёт умножения четырёхимпульса двух струй на поправочный коэффициент m_V/m_{jj} ($m_Z = 91.187$ ГэВ, $m_W = 80.385$ ГэВ [78]). Введённая коррекция повышает разрешение по $m_{\ell\ell jj}$ примерно на 14 % для тяжёлого H -бозона с массой 600 ГэВ.

6.8 Экспериментальные неопределенности

Систематические погрешности характеризуют неточность метода обработки данных или измерительного прибора и остаются постоянными при повторных измерениях одной и той же величины, т. е. носят систематический характер. Они влияют на чувствительность поиска резонансов, воздействуя на оценки фонов, эффективность отбора сигналов и распределения основных дискриминирующих переменных. В зависимости от источника систематические погрешности можно разделить на две категории:

1. Неопределенности моделирования сигнальных и фоновых процессов.
2. Экспериментальные неопределенности.

Большинство экспериментальных погрешностей связано с различными описанными в главе 4 этапами реконструкции и калибровки физических объектов: при MC моделировании событий симуляция физических процессов и детектора происходит неидеально (приближенно), поэтому на основании калибровок производится коррекция смоделированных данных. Неопределенности подобных коррекций оцениваются по проводимым в первые годы работы детектора специальным измерениям.

Неопределенности, связанные с эффективностью лептонных триггеров, пренебрежимо малы. Погрешности для энергетической или импульсной шкалы (калибровки) и разрешения лептонов [66; 69] принимаются во внимание в данном анализе и составляют около 1 %. Чтобы учесть расхождение в эффективности реконструкции, идентификации и изолированности лептонов [130; 131] между экспериментальными и смоделированными данными применяются поправочные коэффициенты (Scale Factors, SF) к набору событий Монте-Карло. Неопределенности, связанные с этими поправками, порядка 1 %.

Погрешности, связанные с энергетической шкалой (Jet Energy Scale, JES) и разрешением (Jet Energy Resolution, JER), являются доминирующими для тонких струй [77]. В центральной области ($|\eta| < 2$) вклад неопределенностей, связанных с JES, уменьшается от 6 % для струй с $p_T = 25$ ГэВ до 2 % с $p_T = 1$ ТэВ. Погрешности, относящиеся к JER, заключены в пределах от 10 % до 20 % для струй с $p_T = 20$ ГэВ и становятся меньше 5 % для струй с $p_T > 200$ ГэВ [132]. Специальные корректирующие коэффициенты применяют к смоделированным событиям для компенсации различий в эффективности b -мечения между экспериментальными данными и МС моделированием, а связанные с ними неопределенности (1 % – 10 % для b -струй, 15 % – 50 % для c -струй, 50 % – 100 % для u -, d -, s -струй) учитываются [133–136].

Для толстых струй с $p_T > 200$ ГэВ неопределенности, относящиеся к массовой (Jet Mass Scale, JMS) и D_2 шкалам, меняются от 2 % до 5 %, а к JES — от 1 % до 2 %. Погрешности для JER составляют около 2 %, в то время как для разрешения по массе (Jet Mass Resolution, JMR) и D_2 — 20 % и 15 % соответственно.

Неопределенность вычисления интегральной светимости принимается равной 3.2 %. Она оценивается различными способами, включая запуски LHC в различных условиях работы, которые экстраполируются на нормальную эксплуатацию [137]. Соответствующая неопределенность применяется ко всем смоделированным МС сигнальным и фоновым процессам, нормировка которых не определяется по экспериментальным данным. Учитываются также погрешности pile-up перевзвешиваний, применяемые к МС набору событий [138].

6.9 Неопределенности моделирования сигнальных и фоновых процессов

Неопределенности моделирования сигнальных процессов оцениваются по изменению аксептанса A (см. параграф 5.2) при варьировании набора параметров PDF, параметров моделирования первоначального излучения сталкивающихся партонов (ISR) и излучения конечных партонов после жесткого соударения (FSR), а также параметров энергетического масштаба КХД μ_F и μ_R (см. параграф 5.1). Для H - и W' -бозонов неопределенности, связанные с PDF, составляют от 1 % до 6 % в зависимости от массы сигнала, а для G_{KK} — меньше 1 %. Погрешности ISR/FSR для W' -бозонов и G_{KK} варьируются от 1 % до 4 % в зависимости от массы сигнала. Неопределенности, связанные с выбором энергетического масштаба КХД для тяжёлого бозона Хиггса, составляют от 1 % до 4 %. Более подробную информацию о неопределенностях моделирования сигнальных процессов смотрите в приложении А.

Неопределенности моделирования фоновых процессов оцениваются по изменению формы распределения событий основных дискриминирующих переменных $m_{\ell\ell jj}$ и $m_{\ell\ell J}$.

Для фона Z + струи сравнивается набор MC данных в SR и набор экспериментальных данных в ZCR, умноженный на коэффициент:

$$\alpha_{Z+струи} = \frac{N_{SR}^{MC}}{N_{CR}^{MC}}, \quad (6.2)$$

где N_{SR}^{MC} и N_{CR}^{MC} — число событий набора Z + струи MC данных в сигнальной и контрольной области соответственно. Неопределенности составляют от 3 % при малых массах до 20 % при больших массах $m_{\ell\ell J}$ и примерно 20 % — для $m_{\ell\ell jj}$.

Для фона $t\bar{t}$ альтернативные наборы данных MC моделируются с помощью генераторов MadGraph5_aMC@NLO 2.2.2 и Herwig++ 2.7.1 [96] с набором параметров UEEE5 и сравниваются с основными, смоделированными Powheg+Pythia6 (см. параграф 6.5). Неопределенности моделирования матричных элементов и партонных ливней с адронизацией составляют приблизительно 15 % и 10 % — 40 % соответственно. Неопределенности масштаба КХД оцениваются путем увеличения и уменьшения в два раза значений параметров μ_F , μ_R и составляют меньше 3 %.

Аналогично, для оценки неопределенности формы фона дибозонов SM альтернативное моделирование Powheg-Box сравнивается с основным, выполненным генератором Sherpa. Погрешность составляет от 2 % до 30 %.

Неопределённость в оценке сечения рождения дибозонов Стандартной модели составляет 10 % [98; 139], а одиночного t -кварка — 20 % [140].

6.10 Влияние систематических неопределенностей

Влияние систематических неопределенностей на поиск сигналов изучается с помощью параметра силы сигнала μ (см. параграф 5.3). Моделируется ситуация с введённым гипотетическим сигналом тяжёлого H -бозона, рождённого через процесс ggF , с массой $m_H = 1.2$ ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 13$ фб. Выбранное сечение соответствует оценкам пределов, полученным из экспериментальных данных (см. параграф 6.11). Параметр μ определяется по результатам фитирования, выполненного методом максимизации функции правдоподобия. Основные источники относительных погрешностей силы сигнала μ показаны в таблице 4.

Из таблицы следует, что систематические неопределенности, связанные с толстыми струями, моделированием фоновых процессов и ограниченностью объёма смоделированных методом Монте-Карло данных (МС статистика), преобладают. Аналогично влияние систематических неопределенностей на поиск сигналов в других моделях. Для сигналов с большей массой статистическая погрешность значительно доминирует над систематической.

6.11 Статистический анализ и результаты

Проверка статистической совместимости экспериментальных данных с предсказаниями SM и выполнение всех необходимых статистических процедур, описанных в параграфе 5.3, осуществляются в рамках специально разработанных подходов и ПО [101; 141—143]. В основе статистического анализа лежит функция правдоподобия $L(n^{obs}|\mu, \vec{\beta}, \vec{\theta})$, зависящая от параметра силы сигнала μ , наборов нормировочных параметров фоновых процессов $\vec{\beta}$ и неинформативных пара-

Таблица 4 — Основные источники относительных погрешностей параметра силы сигнала μ , определяемого из результата фитирования гипотетического рождения H -бозона через процесс ggF с $m_H = 1.2$ ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 13$ фб. Значение $\Delta\mu$ для каждой систематической погрешности оценивается как $\Delta\mu = \mu_\theta - \mu$, где сила сигнала μ_θ определяется из фитирования при сдвиге неинформативного параметра θ на $\pm 1\sigma$.

$m_H = 1.2$ ТэВ	
Погрешность	$\Delta\mu/\mu$ [%]
Статистическая	41
Общая систематическая	29
Толстые струи	20
Моделирование фоновых процессов	13
МС статистика	13
Светимость	6.5
Тонкие струи	5.9
Лептоны	3.9

метров $\vec{\theta}$ (NP), перечисленных в приложении Б. Параметры $\vec{\theta}$ кодируют эффекты систематических неопределенностей (см. параграфы 6.8 и 6.9). В таблицах 5, 6 и 7 приведены экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в различных областях анализа по поиску тяжёлых резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$.

Аналогично вышеизложенному анализу по поиску резонансов с конечным состоянием $\ell\ell qq$ проведен анализ по поиску $X \rightarrow ZV \rightarrow \nu\nu qq$, в котором Z -бозон распадается на пару нейтрино $\nu\nu$, при этом функции правдоподобия обоих исследований объединены. Несмотря на то, что статистические процедуры охватывают оба анализа одновременно, в данной диссертации подробно изложены только результаты, относящиеся к каналу $\ell\ell qq$, за выполнение которого отвечал автор.

Чтобы проверить соответствие набранных данных и фоновых ожиданий, данные фитируются одновременно по всем SR и CR областям методом максимизации функции правдоподобия в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$). Значения

Таблица 5 — Экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в поиске $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Основные дискриминирующие переменные $m_{\ell\ell J}$, $m_{\ell\ell jj}$ и количество событий N_{tot} — это распределение событий по инвариантной массе $\ell\ell qq$ в MR, RR режимах и их общее число в данном регионе соответственно.

Модель фита для поиска $H \rightarrow ZZ$				
Регион	MR		RR	
	HP	LP	bT	UT
ggF SR	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b=2}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b<2}, \beta_{t\bar{t}}$
ggF ZCR	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b=2}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b<2}, \beta_{t\bar{t}}$
VBF SR	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{VBF}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{VBF}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b\leq 2}, \beta_{t\bar{t}}$	
VBF ZCR	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{VBF}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{VBF}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b\leq 2}, \beta_{t\bar{t}}$	
TCR	—	—	N_{tot} $\beta_{t\bar{t}}$	—

нормировочных параметров фоновых процессов, полученные из результата отдельного фитирования для каждого типа сигнала, показаны в таблице 8. Проверка достоверности результатов фитирования выполнялась по анализу поведения неинформативных параметров и подробно изложена в приложении В.

Обнаружено хорошее согласие между наблюдаемыми данными и фоновыми предсказаниями SM. Для примера, на рисунках 6.9, 6.10 и 6.11 представлены распределения $m_{\ell\ell jj}$ и $m_{\ell\ell J}$ в сигнальных и контрольных областях поиска $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Наибольшее расхождение наблюдается в области ggF HP MR SR на рисунке 6.10a, где возникает дефицит событий наблюдаемых данных около массы $m_{\ell\ell J} = 800 \text{ ГэВ}$ с уровнем статистической значимости в 3σ (см. рисунок 6.12). Количество наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий в сигнальных областях для каждого типа поиска представлено в таблице 9.

Таблица 6 — Экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в поиске $W' \rightarrow ZW \rightarrow \ell\ell qq$. Описание обозначений аналогично приведённому в подписи к таблице 5.

Модель фита для поиска $W' \rightarrow ZW$				
Регион	MR		RR	
	HP	LP	bT	UT
ggF SR	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{ggF}$	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{ggF}$	—	$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b<2}$
ggF ZCR	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{ggF}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{ggF}$	—	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b<2}$
VBF SR	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{VBF}$	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{VBF}$		$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b\leq 2}$
VBF ZCR	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{VBF}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{VBF}$		N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b\leq 2}$

Таблица 7 — Экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в поиске $G_{KK} \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Описание обозначений аналогично приведённому в подписи к таблице 5.

Модель фита для поиска $G_{KK} \rightarrow ZZ$				
Регион	MR		RR	
	HP	LP	bT	UT
ggF SR	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell J}$ $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b=2}, \beta_{t\bar{t}}$	$m_{\ell\ell jj}$ $\beta_{Z+струи}^{b<2}, \beta_{t\bar{t}}$
ggF ZCR	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{ggF}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b=2}, \beta_{t\bar{t}}$	N_{tot} $\beta_{Z+струи}^{b<2}, \beta_{t\bar{t}}$
TCR	—	—	N_{tot} $\beta_{t\bar{t}}$	—

Таблица 8 — Полученные значения нормировочных параметров фоновых процессов $\vec{\beta}$. Отдельное фитирование в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$) выполнено одновременно во всех сигнальных и контрольных областях для каждого типа сигнала.

Параметры	Регионы	H		W'		G_{KK}
		ggF	VBF	DY	VBF	ggF
$\beta_{Z+\text{струи}}^{\text{ggF}}$	MR	1.07 ± 0.04	—	1.04 ± 0.04	—	1.10 ± 0.04
$\beta_{Z+\text{струи}}^{\text{VBF}}$	MR	—	0.80 ± 0.08	—	0.79 ± 0.10	—
$\beta_{Z+\text{струи}}^{b<2}$	UT RR	1.11 ± 0.05	—	1.05 ± 0.06	—	1.12 ± 0.07
$\beta_{Z+\text{струи}}^{b=2}$	bT RR	1.34 ± 0.12	—	—	—	1.28 ± 0.12
$\beta_{Z+\text{струи}}^{b\leq 2}$	RR	—	0.68 ± 0.06	—	0.67 ± 0.06	—
$\beta_{t\bar{t}}$	MR и RR	1.00 ± 0.07		—	—	1.00 ± 0.07

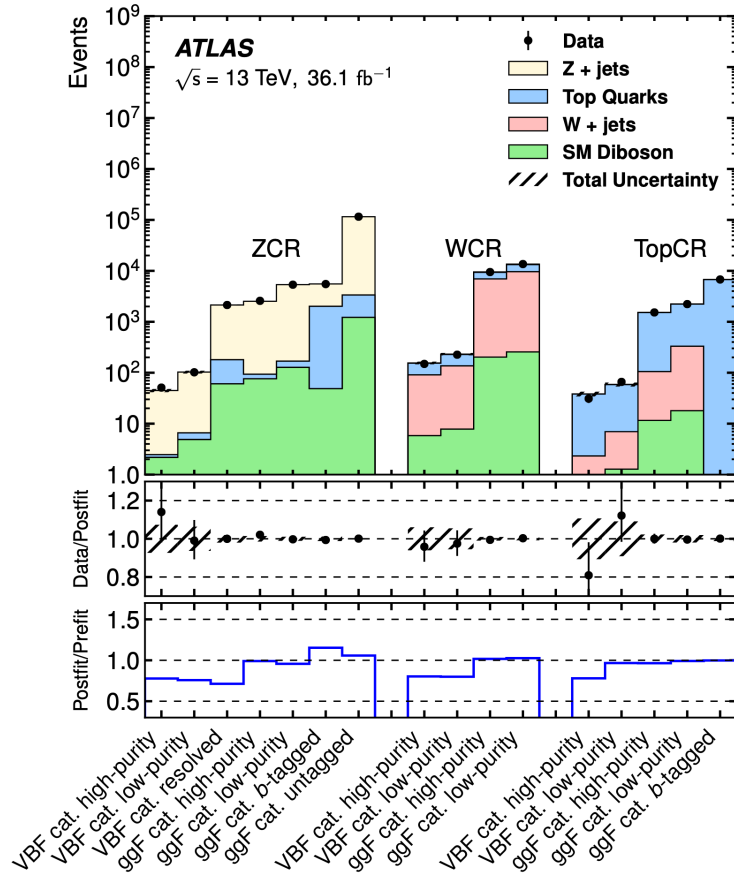
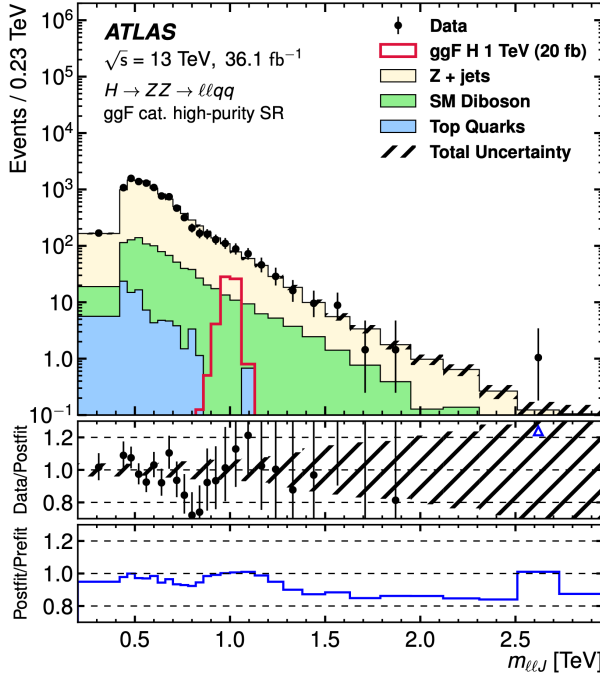
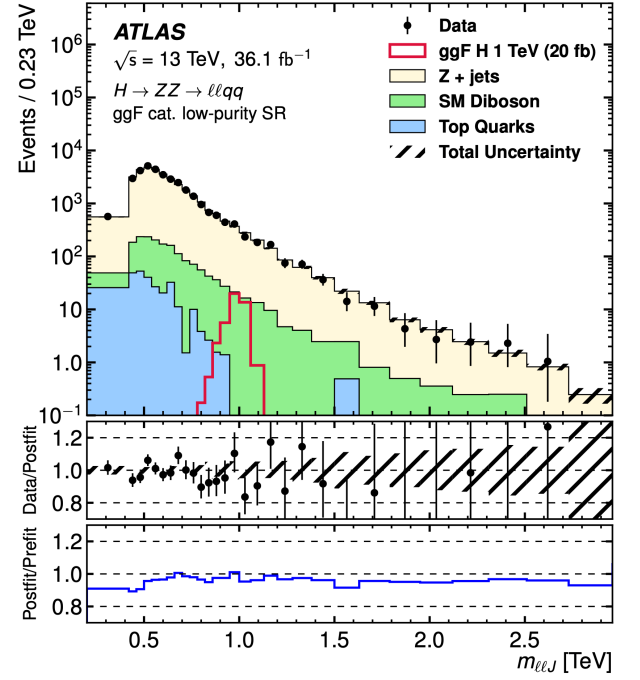


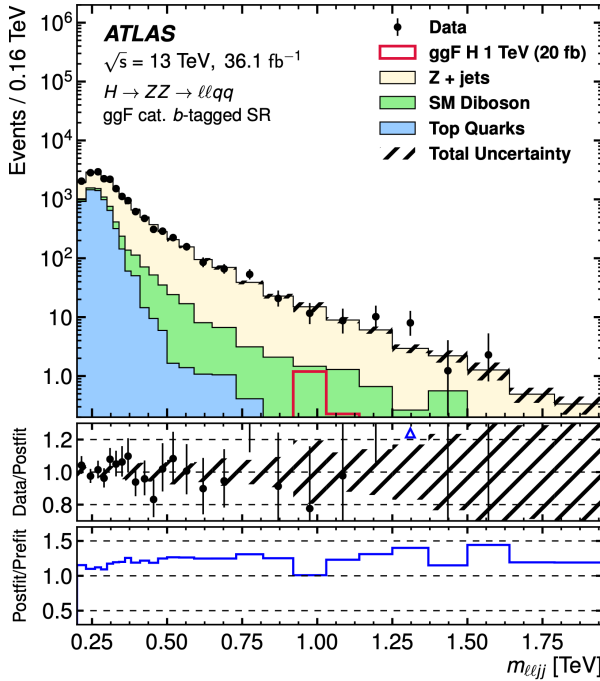
Рисунок 6.9 — Наблюдаемое и ожидаемое количество событий в контрольных областях поиска тяжёлого бозона Хиггса. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.7 [25].



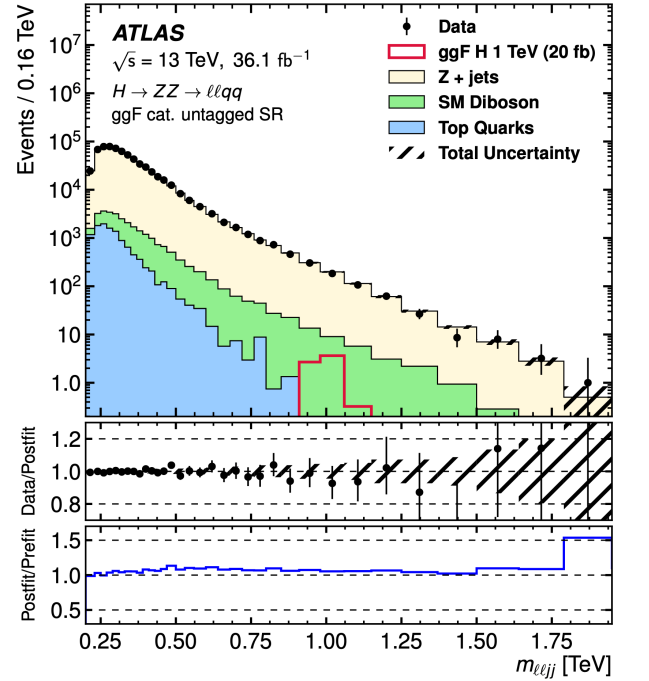
a)



б)



в)



г)

Рисунок 6.10 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска тяжёлого бозона Хиггса в областях ggF HP MR SR (а), ggF LP MR SR (б), ggF bT RR SR (в) и ggF UT RR SR (г). Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий ggF рождения тяжёлого бозона Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 20$ фб. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.7 [25].

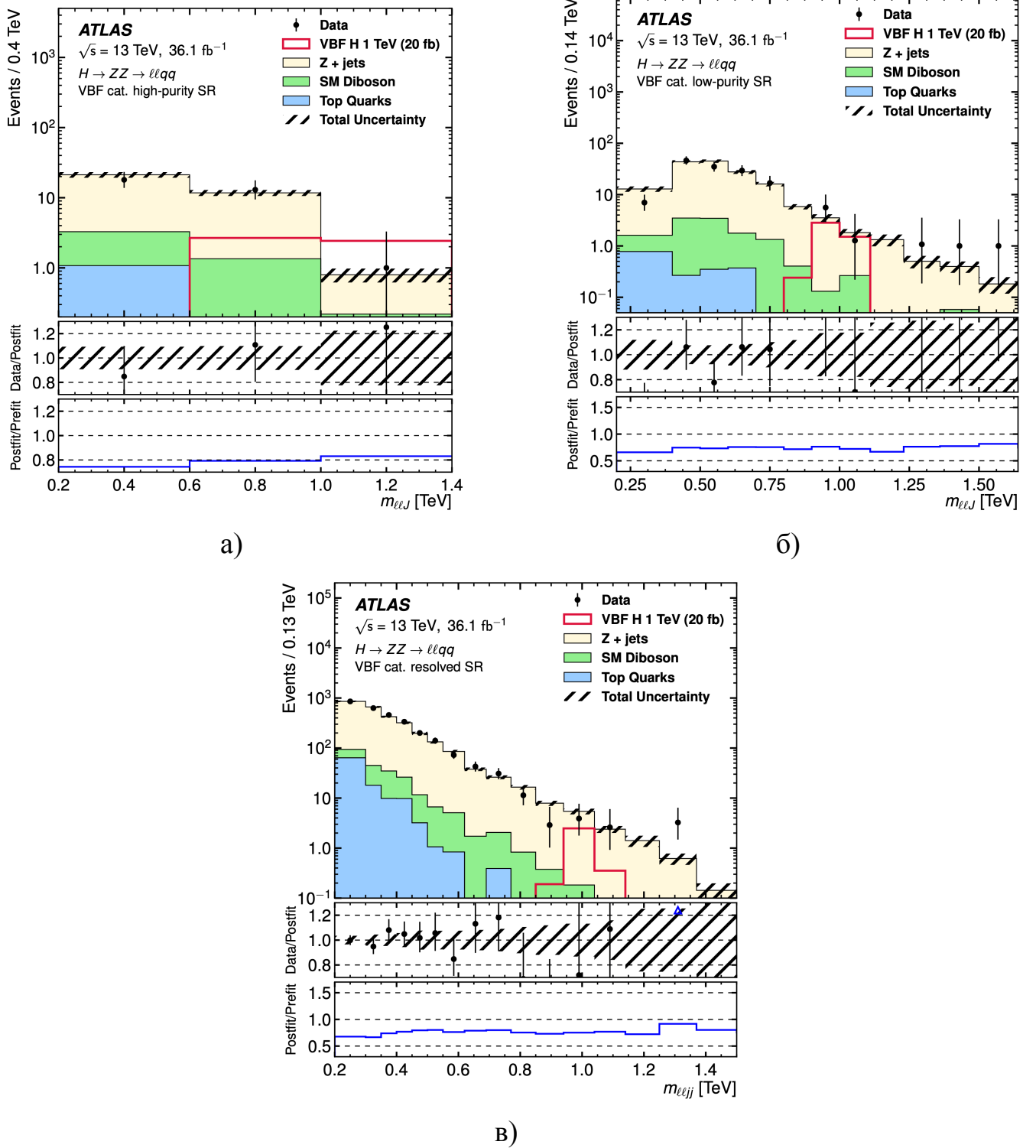


Рисунок 6.11 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска тяжёлого бозона Хиггса в областях VBF HP MR SR (а), VBF LP MR SR (б) и VBF RR SR (в). Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий VBF рождения тяжёлого бозона Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 20$ фб. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.7 [25].

Таблица 9 — Количество наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий в сигнальных областях. Ожидаемые события для каждого типа сигнала оценены по результатам отдельных фитирований в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$), которые выполнены одновременно во всех областях SR и CR [25].

Поиск	Сигнальный регион	Фон				Наблюдаемые данные	
		Z +струи	Дибозоны SM	Топ кварки	Всего		
H	VBF категория						
	HP MR	29.0 ± 2.6	3.8 ± 0.6	1.1 ± 0.4	33.9 ± 2.7	32	
	LP MR	113 ± 7	8.4 ± 1.2	1.8 ± 0.6	123 ± 7	109	
	RR	1307 ± 34	60 ± 9	66 ± 7	1433 ± 34	1434	
	ggF категория						
	HP MR	1728 ± 34	177 ± 21	20.6 ± 2.2	1926 ± 32	1906	
	LP MR	6060 ± 60	285 ± 31	69 ± 6	6420 ± 60	6375	
	bT RR	1740 ± 40	167 ± 22	908 ± 24	2810 ± 40	2843	
	UT RR	82200 ± 400	2280 ± 250	1500 ± 130	86030 ± 280	85928	
	W'	VBF категория					
		HP MR	17.1 ± 2.0	3.3 ± 0.6	0.42 ± 0.11	20.8 ± 2.1	23
		LP MR	59 ± 5	4.9 ± 0.8	0.51 ± 0.21	64 ± 5	64
RR		1015 ± 31	36 ± 5	8.1 ± 2.1	1059 ± 30	1068	
DY категория							
HP MR		1193 ± 26	137 ± 16	12.2 ± 1.2	1343 ± 26	1333	
LP MR		3960 ± 50	195 ± 23	27 ± 5	4180 ± 50	4117	
RR		46320 ± 250	1270 ± 140	265 ± 26	47850 ± 210	47802	
G_{KK}		ggF категория					
		HP MR	1398 ± 29	144 ± 17	11.0 ± 1.1	1553 ± 30	1541
		LP MR	4800 ± 80	240 ± 80	34 ± 4	5070 ± 60	5031
		bT RR	1770 ± 60	180 ± 60	950 ± 24	2890 ± 40	2917
	UT RR	47240 ± 270	1410 ± 160	960 ± 80	49620 ± 210	49605	

6.12 Пределы на сечения рождения тяжёлых резонансов

Верхние пределы на сечения рождения резонансов, $\sigma(pp \rightarrow X)$, умноженные на вероятности их дибозонного распада, $\mathcal{B}(X \rightarrow ZV)$, устанавливались с использованием метода CL_s (см. параграф 5.3). Функция плотности вероятности тестовой статистики q_μ строится в асимптотическом приближении [102] для резонансов с массами ниже 2 ТэВ. В области больших масс, где малое число событий делает асимптотическое приближение недостоверным, пределы вычисляются с помощью разыгранных методом Монте-Карло псевдоэкспериментов.

На рисунке 6.13 показаны наблюдаемые и ожидаемые (соответствующие тому, что превышения над фоновой гипотезой не наблюдается) верхние пределы на $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ)$, установленные с уровнем достоверности 95 %.

На рисунке 6.14 представлены наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы на $\sigma \times \mathcal{B}(W' \rightarrow WZ)$, установленные с уровнем достоверности 95 %. Нижним наблюдаемым пределом по массе на существование резонанса является точка пересечения кривой верхних наблюдаемых пределов на сечения с кривой теоретических сечений. Значения таких пределов на массы W' -бозонов, рождённых через процесс DY , равны 2.9 ТэВ (3.2 ТэВ) для Модели А (Модели В). Резонансы с меньшими массами исключены с уровнем достоверности 95 %.

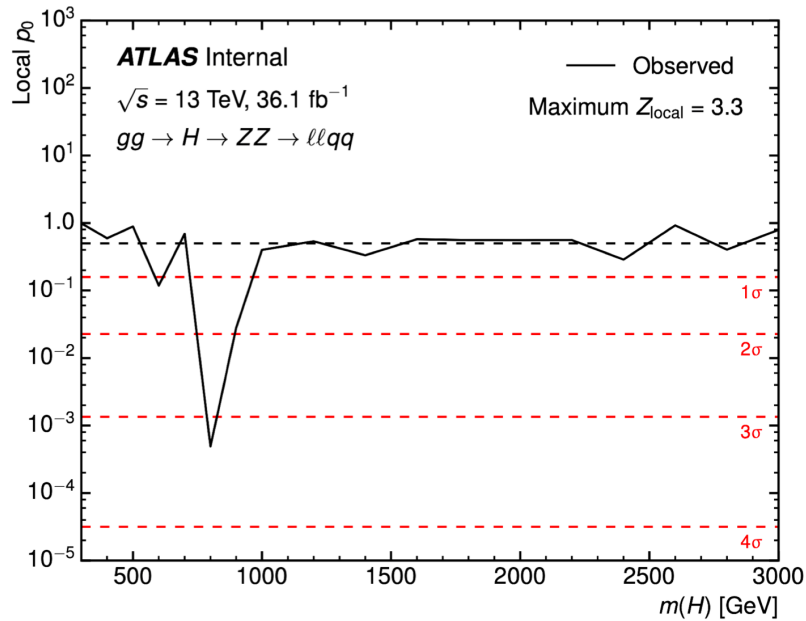


Рисунок 6.12 — Наблюдаемое p_0 -значение как функция от массы тяжёлого бозона Хиггса.

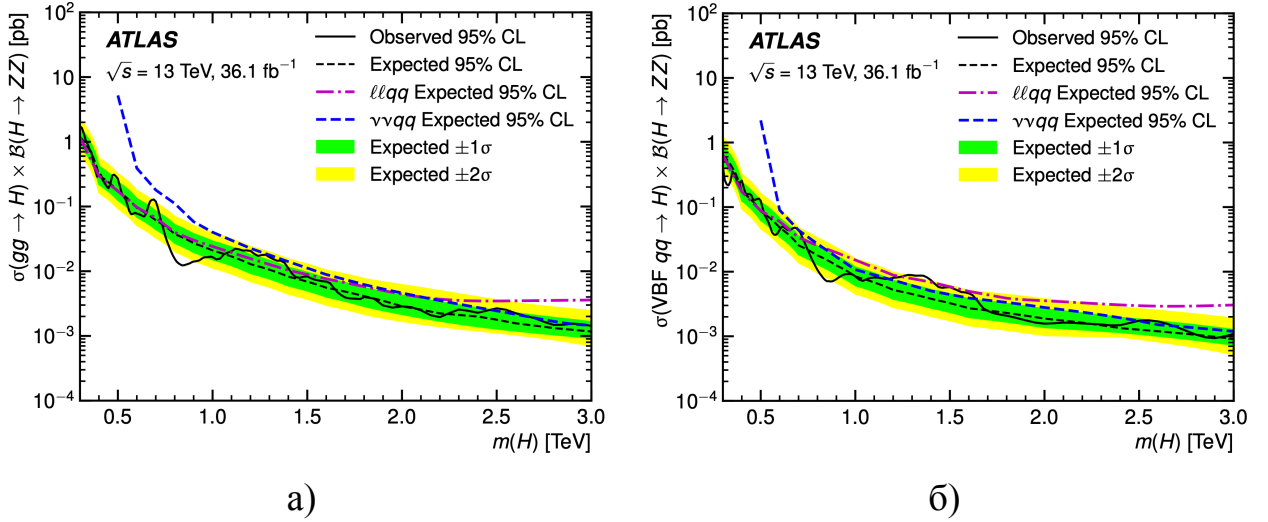


Рисунок 6.13 — Верхние наблюдаемые (чёрная кривая) и ожидаемые (чёрная пунктирная кривая) пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{gg^F} H \rightarrow ZZ)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{VBF} H \rightarrow ZZ)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$ и $\nu\nu qq$ каналов распада дибозонов. Для ожидаемых пределов показаны зелёная и жёлтая полосы неопределённостей в одно и два стандартных отклонения соответственно. Ожидаемые пределы каналов $\ell\ell qq$ (фиолетовая пунктирная кривая) и $\nu\nu qq$ (синяя пунктирная кривая) показаны для сравнения [25].

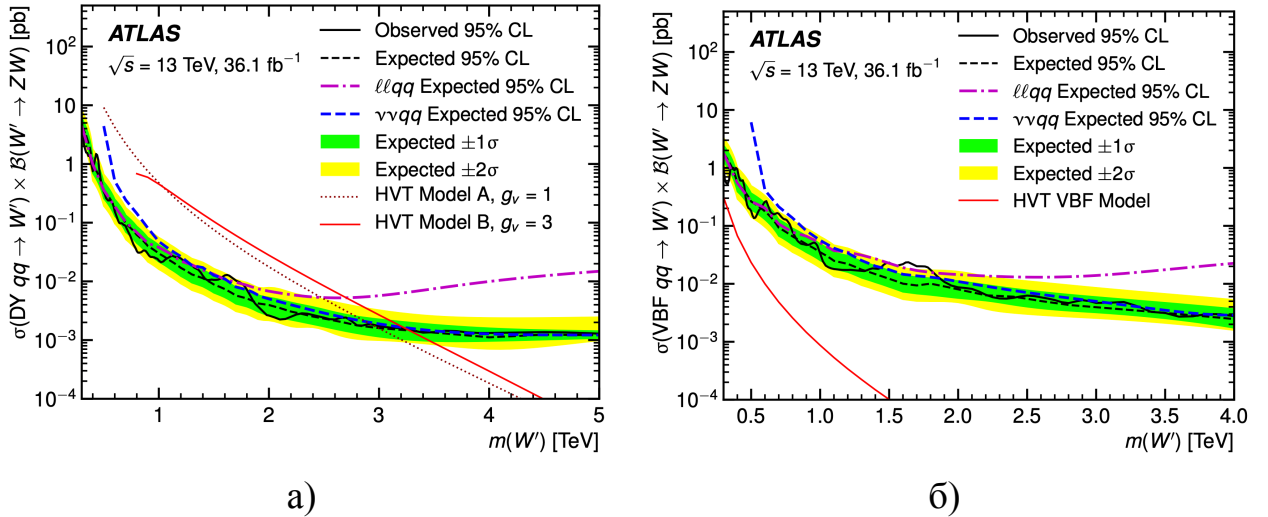


Рисунок 6.14 — Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{DY} W' \rightarrow ZW)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{VBF} W' \rightarrow ZW)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$ и $\nu\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красными кривыми представлены теоретические сечения рождения тяжёлых W' -бозонов в Моделях А, В и VBF. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [25].

На рисунке 6.15 представлены наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы на $\sigma \times \mathcal{B}(G_{KK} \rightarrow ZZ)$ для моделей с $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ и $k/\overline{M}_{Pl} = 1$, установленные с уровнем достоверности 95 %. Значения нижних наблюдаемых пределов на массы G_{KK} равны 1.0 ТэВ (1.3 ТэВ) для модели с $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ ($k/\overline{M}_{Pl} = 1$).

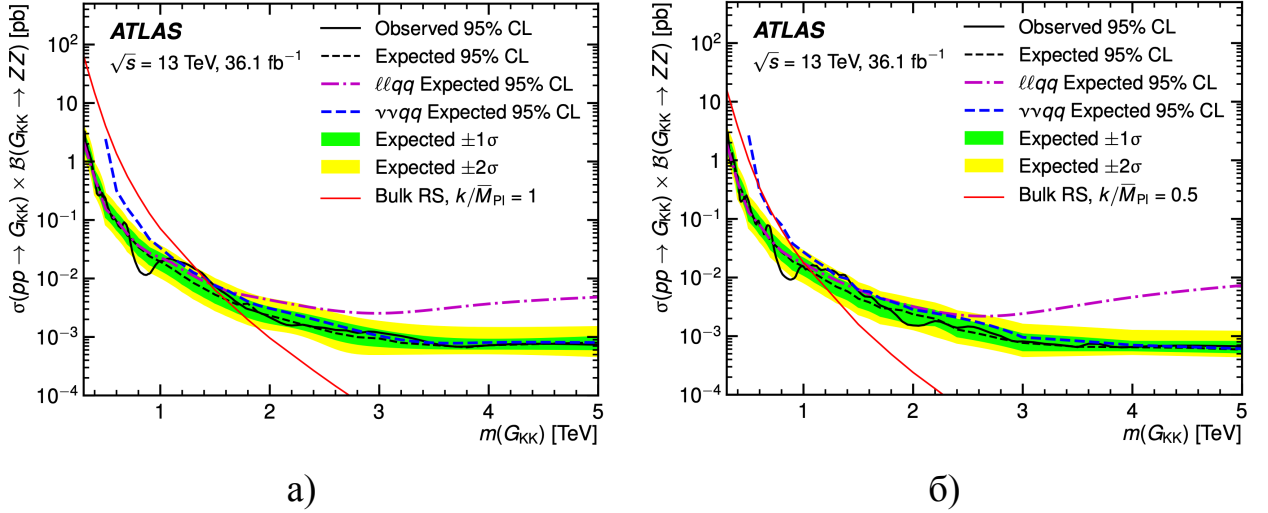


Рисунок 6.15 — Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \rightarrow G_{KK} \rightarrow ZZ)$ для моделей с $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ (а) и $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$ и $\nu\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красными кривыми представлены теоретические сечения рождения тяжёлых G_{KK} в моделях с $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ и $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [25].

Представленные результаты значений пределов значительно превосходят предыдущие, полученные на данных сеанса Run-1 в экспериментах ATLAS (см. таблицу 10) и CMS [22]. Для модели HVT исключен наибольший диапазон масс существования W' -бозонов по сравнению со всеми другими каналами распада дибозонных резонансов на данных 2015–2016 годов эксперимента ATLAS (см. таблицу 10).

6.13 Результаты анализа на полной статистике второго сеанса

Приведённый выше анализ с небольшими изменениями повторён на статистике, набранной за период 2015–2018 годов, что соответствует интегральной светимости 139 fb^{-1} [26].

Таблица 10 — Диапазоны исключённых масс для моделей HVT и RS, установленные по данным сеансов Run-1 и Run-2 эксперимента ATLAS для разных каналов распада дибозонов. Существование резонансов с такими массами исключено на уровне достоверности 95 %.

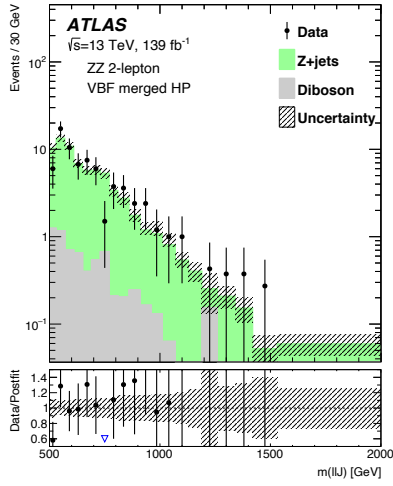
Анализ	Диапазон исключённых масс [ТэВ]		
	HVT W' Модель A	HVT Z' Модель A	RS $G_{KK}, k/\overline{M}_{Pl} = 1$
	(Модель B)	(Модель B)	$(k/\overline{M}_{Pl} = 0.5)$
Run-1, данные 2012 года (20.3 фб^{-1})			
$ZV \rightarrow \ell\ell qq$ [12]	—	—	< 0.74 (< 0.54)
$WV \rightarrow \ell\nu qq$ [144]	—	—	< 0.76
$WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ [145]	< 1.49 (< 1.56)	—	—
Run-2, данные 2015 года (3.2 фб^{-1})			
$ZV \rightarrow \ell\ell qq$ [30]	< 1.40	—	< 0.85
Run-2, данные 2015–2016 годов (36.6 фб^{-1})			
$ZV \rightarrow \ell\ell qq, \nu\nu qq$ [25]	< 2.9 (< 3.2)	—	< 1.3 (< 1.0)
$WV \rightarrow \ell\nu qq$ [146]	< 2.80 (< 2.99)	< 2.73 (< 3.00)	< 1.75
$VV \rightarrow qq qq$ [147]	$[1.2, 3.0]$ ($[1.2, 3.3]$)	$[1.2, 2.2]$ ($[1.2, 2.8]$)	$[1.3, 1.6]$
$ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu, \ell\ell\ell\ell$ [148]	—	—	< 1.3
$WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ [149]	—	< 1.30	< 1.10 (< 0.75)
$WZ \rightarrow \ell\nu\ell\ell$ [150]	< 2.26 (< 2.46)	—	—
Run-2, данные 2015–2018 годов (139 фб^{-1})			
$VV \rightarrow \ell\ell qq, \nu\nu qq, \ell\nu qq$ [26]	< 3.9 (< 4.3)	< 3.5 (< 3.9)	< 2.0

Основные изменения, осуществлённые в анализе:

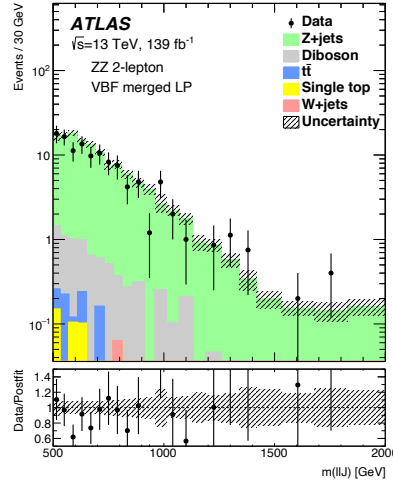
1. Совместно проанализированы все полуплептонные моды распада дибозонов. Критерии отбора событий были незначительно модернизированы для лучшей согласованности.
2. Усовершенствована реконструкция толстых струй [151].
3. Классификация событий по категориям VBF и ggF выполняется с применением рекуррентной нейронной сети (Recurrent Neural Network) [152].
4. Разработан и оптимизирован алгоритм b -мечения толстых струй. Для этого ведётся поиск двух трековых b -меченных струй переменного радиуса, ассоциированных с толстой струей (см. параграф 4.5). В результате область MR по аналогии с RR поиска $X \rightarrow ZZ$ разбивается на регионы bT (tagged) и UT (untagged).

В итоге на полной статистике Run-2 также обнаружено хорошее согласие между наблюдаемыми данными и фоновыми предсказаниями SM. Распределения событий по основным дискриминирующим переменным во всех сигнальных областях поисков $X \rightarrow ZZ$ и $X \rightarrow ZW$ представлены на рисунках 6.16 и 6.17 соответственно. Замеченный в параграфе 6.11 дефицит событий в районе массы $m_{\ell\ell J} = 800$ ГэВ не подтвердился на полной статистике сеанса Run-2. Сравнение количества наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий во всех SR областях представлено в таблице 11.

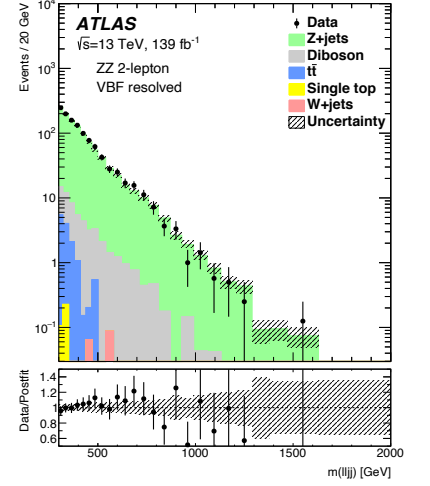
Верхние пределы на сечения рождения массивных резонансов в дибозонном канале распада $\sigma(pp \rightarrow X \rightarrow VV)$ на уровне достоверности 95 % для модели тяжёлого векторного триплета и расширенной модели Рэндалл-Сандрума представлены на рисунках 6.18 и 6.19 соответственно. Нижние пределы на массы этих резонансов приведены в таблице 10. Из данной таблицы следует, что примерно трёхкратное увеличение статистики позволило поднять значения нижнего предела на массы резонансов приблизительно на 30 %.



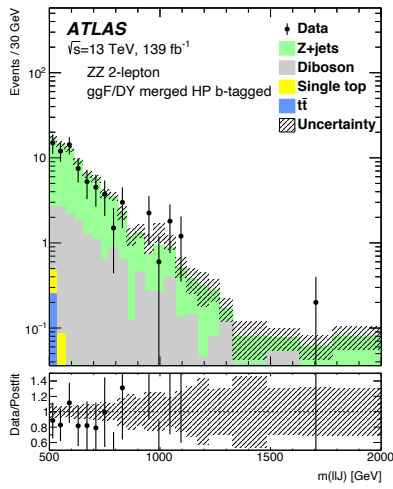
a) VBF HP MR SR



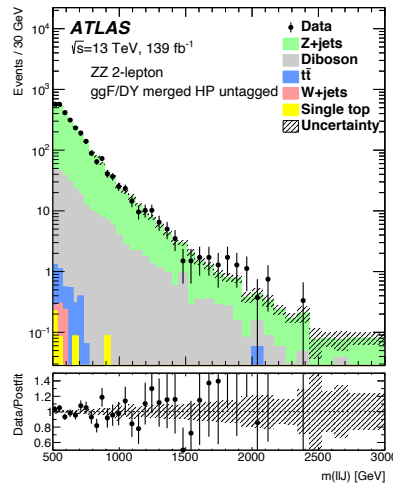
б) VBF LP MR SR



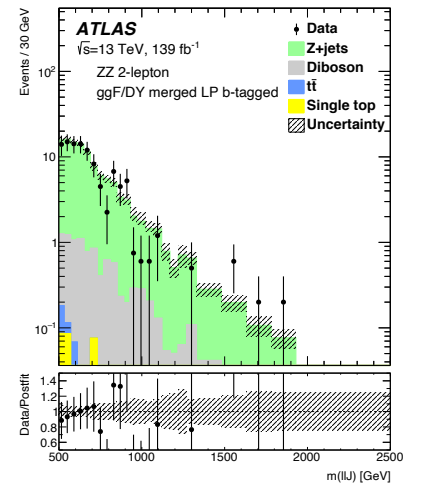
B) VBF RR SR



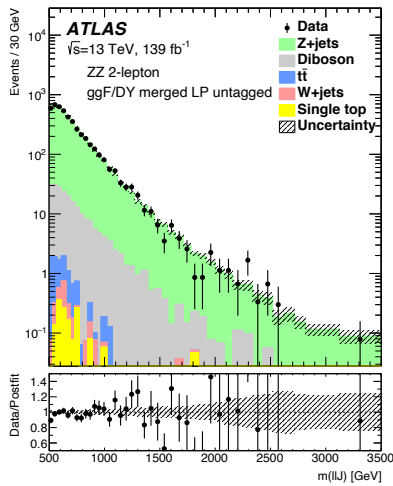
r) ggF bT HP MR SR



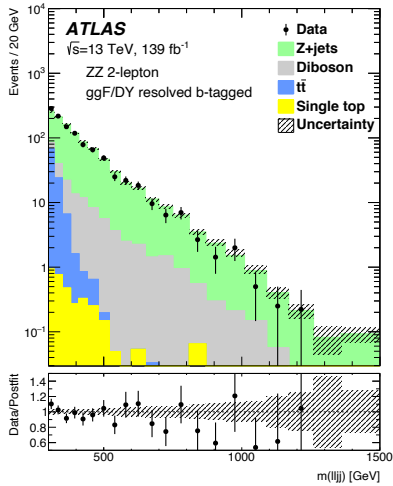
д) ggF UT HP MR SR



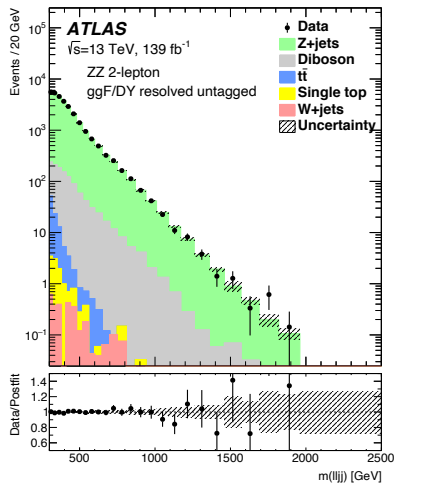
e) ggF bT LP MR SR



ж) ggF UT LP MR SR

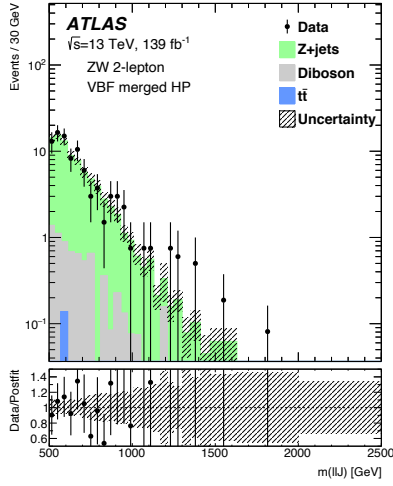


и) ggF bT RR SR

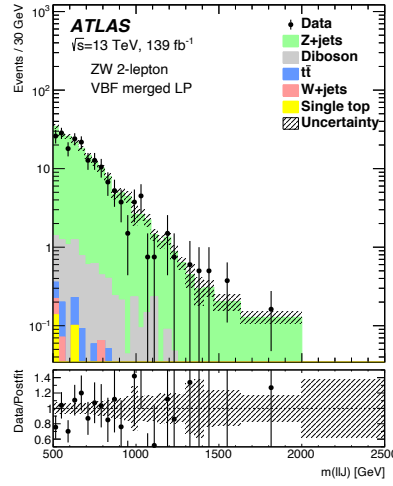


к) ggF UT RR SR

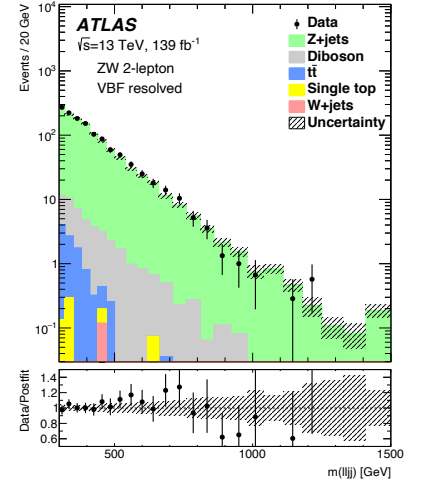
Рисунок 6.16 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска $X \rightarrow ZZ$ во всех сигнальных областях. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.4 [26].



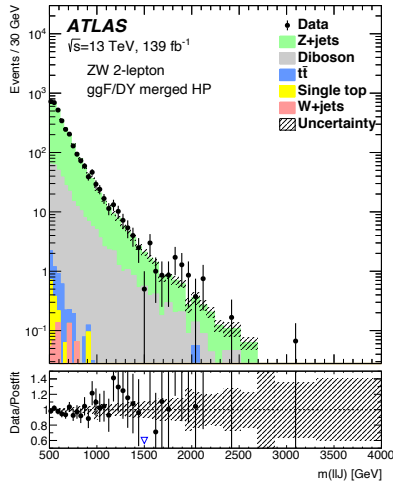
а) VBF HP MR SR



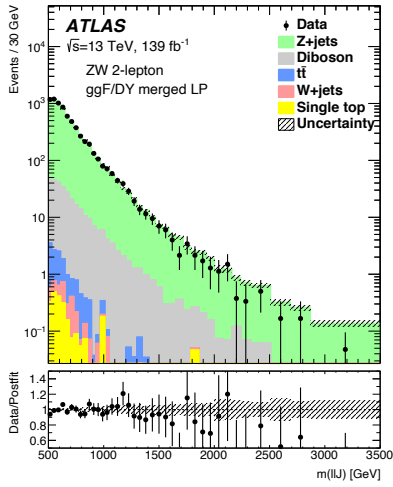
б) VBF LP MR SR



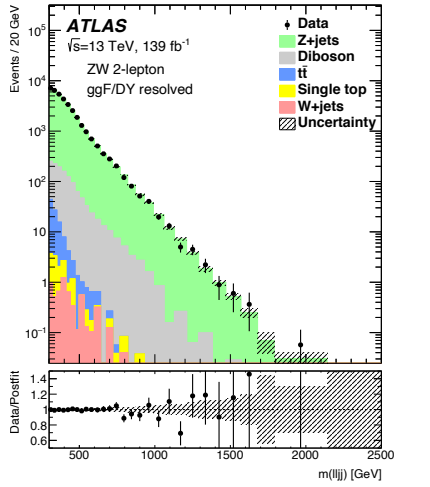
в) VBF RR SR



г) DY HP MR SR



д) DY LP MR SR



е) DY RR SR

Рисунок 6.17 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по инвариантной массе конечного состояния $l\bar{l}q\bar{q}$ поиска $X \rightarrow ZW$ во всех сигнальных областях. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.4 [26].

Таблица 11 — Количество наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий в сигнальных областях. Ожидаемые события для каждого типа поиска оценены по результатам отдельных фитирований в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$), которые выполнены одновременно во всех областях SR и CR [26].

Поиск	Сигнальный регион	Фон				Наблюдаемые данные	
		Z +струи	Дибозоны SM	Топ кварки	Всего		
ZZ	VBF категория						
	HP MR	87 ± 6	9.6 ± 1.2	0.081 ± 0.009	97 ± 6	101	
	LP MR	170 ± 8	9.9 ± 1.2	1.28 ± 0.09	181 ± 8	162	
	RR	1566 ± 29	72 ± 10	17.48 ± 0.77	1656 ± 31	1685	
	ggF категория						
	bT HP MR	85 ± 6	21.1 ± 2.3	0.62 ± 0.06	107 ± 7	94	
	UT HP MR	3300 ± 40	361 ± 32	4.85 ± 0.13	3670 ± 50	3671	
	bT LP MR	138 ± 8	12.8 ± 1.4	0.61 ± 0.05	152 ± 8	141	
	UT LP MR	5920 ± 50	278 ± 26	12.19 ± 0.33	6220 ± 60	6095	
	bT RR	1323 ± 26	159 ± 12	114.7 ± 10	1600 ± 30	1583	
	UT RR	42750 ± 160	1800 ± 100	124.0 ± 2.5	44650 ± 190	44604	
	WZ	VBF категория					
		HP MR	101 ± 7	8.9 ± 1.9	0.219 ± 0.022	111 ± 7	118
LP MR		247 ± 11	10.6 ± 2.0	1.03 ± 0.09	259 ± 11	243	
RR		1714 ± 32	60 ± 10	13.54 ± 0.42	1784 ± 33	1831	
DY категория							
HP MR		1193 ± 26	440 ± 40	6.55 ± 0.25	4240 ± 70	4197	
LP MR		3960 ± 50	390 ± 40	16.47 ± 0.54	9160 ± 80	9088	
RR		46320 ± 250	1710 ± 130	129.5 ± 3.1	51850 ± 230	51655	

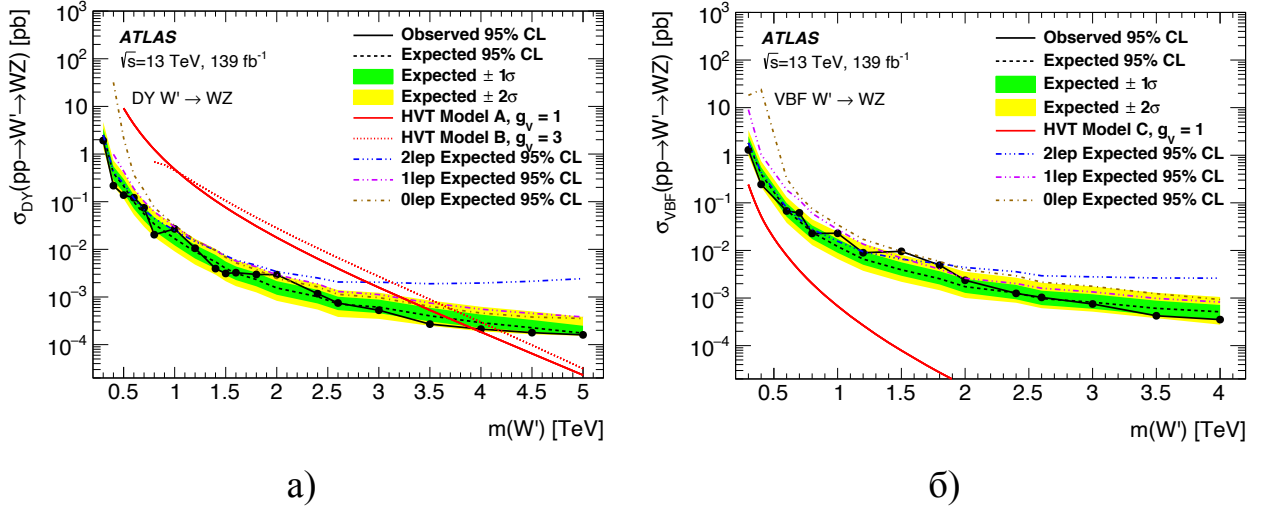


Рисунок 6.18 — Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{\text{DY}} W' \rightarrow ZW)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{\text{VBF}} W' \rightarrow ZW)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$, $\nu\nu qq$ и $\ell\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красными кривыми представлены теоретические сечения рождения тяжёлых W' -бозонов в Моделях А, В и VBF. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [26].

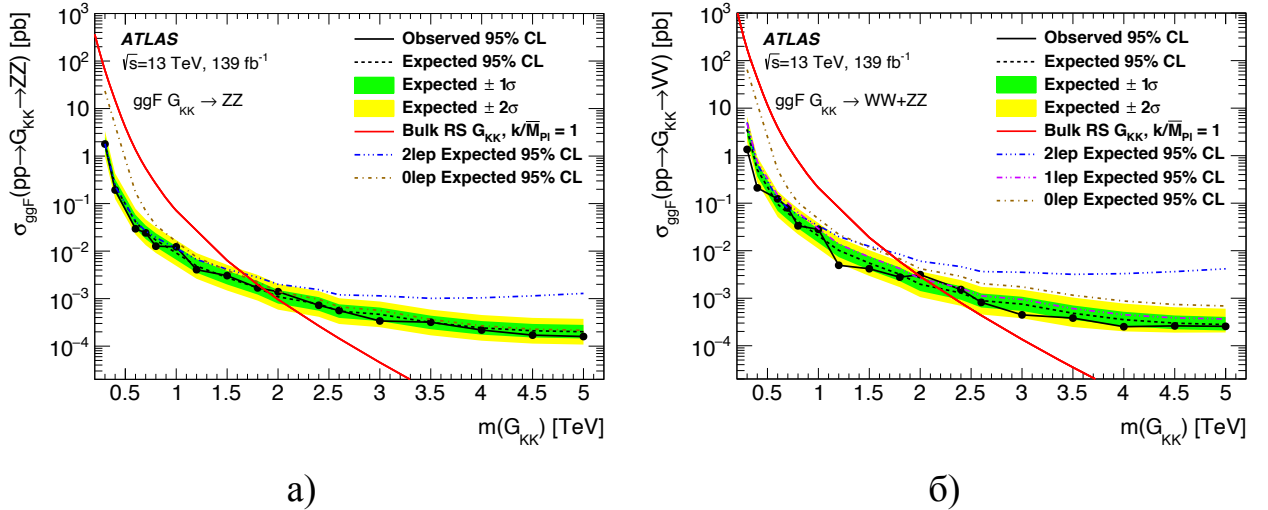


Рисунок 6.19 — Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{\text{ggF}} G_{KK} \rightarrow ZZ)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{\text{ggF}} G_{KK} \rightarrow VV)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$, $\nu\nu qq$ и $\ell\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красной кривой представлены теоретические сечения рождения тяжёлых G_{KK} в модели с $k/\overline{M}_{Pl} = 1$. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [26].

Глава 7. Поиск электрослабого рождения $ZZjj$ и $ZWjj$

7.1 Программа поисков в эксперименте ATLAS

Проявления новой физики возможно обнаружить на LHC не только через поиски новых частиц, но также по отклонению сечений известных процессов от предсказаний SM (см. рисунок 1.3). Поэтому один из самых интересных процессов в современной экспериментальной физике — рассеяние векторных бозонов $VV \rightarrow VV$ (Vector Boson Scattering, VBS) — является приоритетным для исследований (см. параграф 1.2).

Отличительная черта процесса VBS на LHC — наличие помимо электрослабого дибозонного рождения VV двух дополнительных адронных струй jj (tag-jets, j^{tag}), разлетающихся в противоположных направлениях рядом с осью пучка протонов.

Сечения электрослабого рождения $VVjj$ измерялись в полностью лептонных конечных состояниях в экспериментах ATLAS и CMS сеанса Run-1 и находятся в хорошем согласии с предсказаниями SM [14; 15]. На данных 2015–2016 годов сеанса Run-2 удалось достичь статистической значимости наблюдения сигнала в 5σ , что свидетельствует об убедительном подтверждении существования процесса VBS в рамках SM [16; 17].

В данной главе представлены результаты первого измерения сечения электрослабого рождения $ZVjj$ с последующим полулептонным распадом $ZV \rightarrow \ell\ell qq$ на данных 2015–2016 годов сеанса Run-2 [29]. Вследствие большей статистики в области высоких масс дибозонной системы, полулептонные каналы потенциально более чувствительны по сравнению с лептонными к проявлениям новой физики [18].

7.2 Стратегия анализа

Рождение $VVjj$ в SM на древесном уровне может происходить либо исключительно через вершины электрослабого взаимодействия (EW $VVjj$), либо также

включать две дополнительные вершины сильного взаимодействия (QCD $VVjj$). В свою очередь электрослабое рождение $EW\ VVjj$ условно делится на процесс рассеяния векторных бозонов (VBS) и все остальные электрослабые процессы без рассеяния бозонов (non-VBS). Диаграммы Фейнмана, представляющие эти механизмы рождения, показаны на рисунке 7.1.

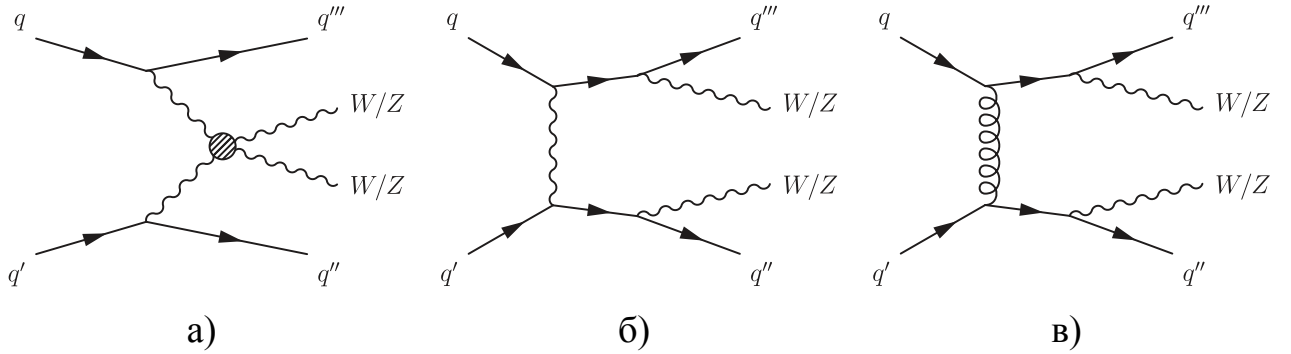


Рисунок 7.1 — Диаграммы Фейнмана для рождения $VVjj$ через процесс VBS (а), через остальные электрослабые процессы non-VBS (б) и через процессы QCD (в) [29].

Фоновая компонента QCD $VVjj$ относится к нерезонансному рождению пар векторных бозонов, т. н. фону дибозонов SM. Однако фоновую EW компоненту non-VBS не представляется возможным строго отделить от сигнальной VBS, сохраняя калибровочную инвариантность [153]. Так как фоновые процессы non-VBS вносят значительный вклад в общее сечение рождения EW $VVjj$, то они объединяются с процессом VBS при моделировании сигнала.

В данном анализе сигнальные наборы данных электрослабого рождения $ZVjj$ моделировались генератором MadGraph5_aMC@NLO 2.4.3 [91] с PDF набором NNPDF30LO [111]. Сопутствующее событие, партонные ливни и адронизация (см. параграф 5.1) смоделированы с помощью генератора Pythia 8.186 [97] с набором параметров A14 [113].

В качестве основы для изучения процесса VBS выступает анализ, изложенный в главе 6, по поиску дибозонных резонансов, рождённых через процесс VBF, с точно таким же конечным состоянием $ZVjj$. Аналогично используются экспериментальные данные, отобранные такими же триггерами (см. параграф 6.3), и уже подготовленные фоновые наборы данных MC, описанные в параграфе 6.5.

Физические объекты отбираются способом, изложенным в параграфе 6.6, в то время как отбор событий переоптимизируется под новый сигнал VBS для достижения максимальной значимости по формуле (6.1). В таблице 12 приведены новые критерии отбора событий для обоих типов реконструкции распада $V \rightarrow qq$:

разделения кварков $V \rightarrow jj$ (Resolved Reconstruction, RR) и объединения $V \rightarrow J$ (Merged Reconstruction, MR). Категоризация событий происходит так же как в VBF категории анализа по поиску резонансов (см. рисунок 6.3): приоритет отдается SR над CR, MR — по сравнению с RR, HP — относительно LP (см. параграф 4.9).

Таблица 12 — Критерии и последовательность отбора событий, используемые в анализе по поиску VBS.

Отбор	$ZV \rightarrow \ell\ell J$ (MR)	$ZV \rightarrow \ell\ell jj$ (RR)
Лептоны	2 «loose» лептона с $p_T > 20$ ГэВ и ≥ 1 лептона с $p_T > 28$ ГэВ	
$Z \rightarrow \ell\ell$	$83 \text{ ГэВ} < m_{ee} < 99 \text{ ГэВ}$ $85.6 \text{ ГэВ} - 0.0117 \times p_T^{\mu\mu} < m_{\mu^\pm\mu^\mp} < 94.0 \text{ ГэВ} + 0.0185 \times p_T^{\mu\mu}$	
Струи $V \rightarrow qq$	1 толстая струя с $\min(m_J - m_W , m_J - m_Z)$	2 тонкие струи с $\min(m_{jj} - m_W , m_{jj} - m_Z)$ и $p_T > 40$ ГэВ у лидирующей струи
$V \rightarrow qq$ регион (SR)	алгоритм мечения бозонов	$64 < m_{jj} < 106$ ГэВ
SR инверсия (ZCR)		$m_{jj} \in [50, 64]$ и $[106, \infty]$ ГэВ
Поиск струй VBS	две не b -меченые ($\epsilon_{sig} \sim 70\%$) тонкие струи с наибольшим m_{jj}^{tag} , $\eta_{\text{tag},j_1} \cdot \eta_{\text{tag},j_2} < 0$, $m_{jj}^{\text{tag}} > 400$ ГэВ и $p_T > 30$ ГэВ $ \Delta R(J, j^{\text{tag}}) > 1.4$	
		$j^{\text{tag}} \notin V$

С целью повышения эффективности разделения сигнала VBS и фоновых процессов в качестве основной дискриминирующей переменной, по которой проводится фитирование в областях SR, используется выход классификатора BDT (см. параграф 5.4). Подобный выбор позволяет добиться увеличения ожидаемой статистической значимости сигнала приблизительно на 70 % по сравнению с использованием основной дискриминирующей переменной $m_{\ell\ell qq}$ из главы 6.

7.3 Многомерный анализ

В предыдущем параграфе сигнальные области определены при помощи стандартной техники по установлению пороговых значений на отдельные дискриминирующие переменные (см. таблицу 12). Однако этого недостаточно, чтобы

наблюдать процессы $EW\ VVjj$ с убедительной статистической значимостью в 3σ : значимость ожидается на уровне приблизительно 1.5σ . Поэтому события в областях SR дополнительно систематизируются классификатором BDT (см. параграф 5.4), что позволяет эффективно учитывать всю кинематическую информацию о событиях за счёт использования корреляций между дискриминирующими переменными.

Обучение и оптимизация классификатора BDT выполнена с помощью программного пакета TMVA [108]. Внутренние настройки BDT представлены в таблице 13 и выбраны таким образом, чтобы добиться максимально эффективного разделения сигнала и фона одновременно во всех SR областях анализа.

Таблица 13 — Выбранные значения внутренних настроек классификатора BDT в программном пакете TMVA [108].

Параметр BDT	Описание	Значение
BDTG	градиентный бустинг (от англ. boosting — улучшение)	true
UseBaggedBoost	стохастический градиентный бустинг	true
BaggedSampleFraction	размер случайной подвыборки обучающей выборки BDTG	0.5
Shrinkage	параметр скорости обучения BDTG, который контролирует веса отдельных деревьев	0.1
NTrees	количество деревьев в ансамбле	400
MaxDepth	максимальная высота дерева	4
MinNodeSize	необходимое минимальное число обучающих данных в узле, чтобы провести ветвление	15 %
nCuts	число интервалов в гистограмме распределения дискриминирующей переменной	20

Обучение классификатора BDT происходит на смоделированном наборе данных. Для того чтобы избежать перетренированности BDT, когда алгоритм при обучении учитывает статистические флуктуации, классификатор проверяется на тестовом независимом MC наборе данных. В данной диссертации все события MC разделялись на две подвыборки одинакового размера с чётными и нечётными номерами событий в них. На каждой подвыборке смоделированных наборов данных обучался свой классификатор BDT, а тестировался — на противоположной. При анализе экспериментальных данных распределения событий по переменным

BDT каждого классификатора усреднялись, и таким образом, получался один финальный выход классификатора *BDT*.

Для каждого отбора, *RR* и *MR*, подбирается свой набор дискриминирующих переменных и обучается свой классификатор *BDT*. В таблице 14 представлены оптимальные наборы входных дискриминирующих переменных *BDT*, при которых осуществляется максимальное разделение сигнала и фона, т. е. максимальная значимость Z в распределении событий по переменной *BDT*. Каждой переменной присваивается свой уровень значимости в классификаторе *BDT*, который обозначает насколько часто переменная используется в ветвлениях деревьев решений.

В режимах *MR* и *RR* кинематические переменные, связанные с дополнительными тонкими *VBS* струями j^{tag} или с системой дибозонов, имеют высокую значимость при разделении сигнала и фона. Этот факт объясняется тем, что разница в распределении сигнальных и фоновых событий по данным переменным существенна (см. рисунки 7.2 и 7.3), что позволяет эффективно избавляться от фона при минимальном воздействии на сигнал. Наиболее значимая переменная *RR* режима w^{tag, j_1} позволяет отличать кварковые струи j^{tag} от глюонных и, следовательно, сильно подавляет основной фон $Z + \text{струи}$. Сравнение распределения событий по всем входным дискриминирующим переменным *BDT* между экспериментальными данными и *MC* моделированием представлено в приложении Г.

Линейный коэффициент корреляции между любыми переменными X и Y вычисляется по формуле:

$$r(X, Y) = \frac{\text{cov}(X, Y)}{\sigma_X \sigma_Y} = \frac{\sum_i (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_i (X_i - \bar{X})^2 \sum_i (Y_i - \bar{Y})^2}}, \quad (7.1)$$

где среднее значение выборок определяется как $\bar{X} = (1/n) \sum_{t=1}^n X_t$ и $\bar{Y} = (1/n) \sum_{t=1}^n Y_t$. Составленные из линейных коэффициентов матрицы корреляций входных дискриминирующих переменных *BDT* для сигнальных и фоновых процессов представлены на рисунке 7.4. В большинстве случаев пары имеют относительно небольшие корреляции. Именно такие переменные дают преимущество *MVA* техникам перед стандартным методом по установлению пороговых значений на отдельные дискриминирующие переменные. Поэтому предложенные переменные рационально использовать в классификаторе *BDT*.

В результате входные дискриминирующие переменные *BDT* достаточно изучены, классификатор полностью протестирован. Следовательно, введённая в данный анализ техника машинного обучения считается заслуживающей доверие.

Таблица 14 — Входные дискриминирующие переменные классификатора BDT. В последних колонках указан уровень значимости переменной в классификаторе для режима MR и RR.

Переменная	Описание	Значимость	
		MR	RR
m_{jj}^{tag}	инвариантная масса двух дополнительных тонких струй VBS	1	2
ζ_V	$\zeta_V = \min(\Delta\eta_-, \Delta\eta_+)$, где $\Delta\eta_- = \min[\eta(V_{\text{had}}), \eta(V_{\text{lep}})] - \min[\eta_{\text{tag},j_1}, \eta_{\text{tag},j_2}]$ и $\Delta\eta_+ = \max[\eta_{\text{tag},j_1}, \eta_{\text{tag},j_2}] - \max[\eta(V_{\text{had}}), \eta(V_{\text{lep}})]$	2	10
m_{VV}	инвариантная масса дибозонов	3	13
$D_2^{(\beta=1)}$	переменная определена в формуле (4.12)	4	—
p_T^{VV}	поперечный импульс пары векторных бозонов	5	—
$\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}$	разность по псевдобыстроте между двумя дополнительными тонкими струями VBS	6	9
p_T^{VVjj}	поперечный импульс полной системы $VVjj$	7	—
p_T^{tag,j_2}	поперечный импульс нелидирующей дополнительной тонкой струи VBS	8	8
$\Delta\eta_{jj}$	разность по псевдобыстроте между двумя тонкими струями распада $V \rightarrow qq$	—	4
$n_{j,\text{track}}$	число трековых струй (см. параграф 4.5) в событии	—	3
$p_T^{j_2}$	поперечный импульс нелидирующей тонкой струи распада $V \rightarrow qq$	—	5
$n_{\text{tracks}}^{j_1}$	число треков, ассоциированных со струей j_1	—	14
$n_{\text{tracks}}^{j_2}$	число треков, ассоциированных со струей j_2	—	16
$n_{\text{tracks}}^{\text{tag},j_1}$	число треков, ассоциированных со струей j_1^{tag}	—	15
$n_{\text{tracks}}^{\text{tag},j_2}$	число треков, ассоциированных со струей j_2^{tag}	—	11
w^{j_1}	$w = \sum_{\text{const} \in j_1} (p_T^{\text{const}} \Delta R_{\text{const},j_1}) / \sum_{\text{const} \in j_1} p_T^{\text{const}}$	—	7
w^{j_2}	$w = \sum_{\text{const} \in j_2} (p_T^{\text{const}} \Delta R_{\text{const},j_2}) / \sum_{\text{const} \in j_2} p_T^{\text{const}}$	—	6
w^{tag,j_1}	$w = \sum_{\text{const} \in j_1^{\text{tag}}} (p_T^{\text{const}} \Delta R_{\text{const},j_1^{\text{tag}}}) / \sum_{\text{const} \in j_1^{\text{tag}}} p_T^{\text{const}}$	—	1
w^{tag,j_2}	$w = \sum_{\text{const} \in j_2^{\text{tag}}} (p_T^{\text{const}} \Delta R_{\text{const},j_2^{\text{tag}}}) / \sum_{\text{const} \in j_2^{\text{tag}}} p_T^{\text{const}}$	—	12

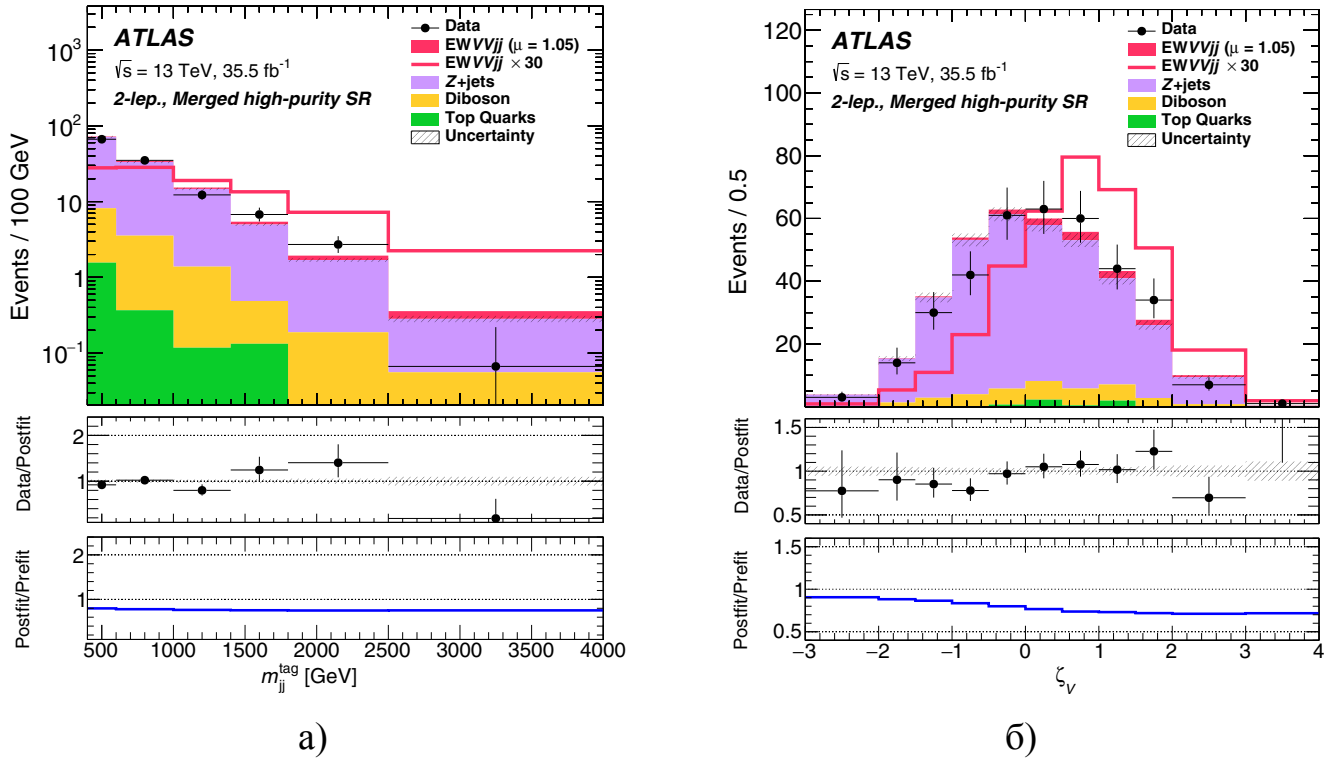


Рисунок 7.2 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по кинематическим переменным m_{jj}^{tag} (а) и ζ_V (б) в области HP MR SR. Цветными гистограммами представлены вклады фоновых и сигнальных EW $VVjj$ процессов, которые были уточнены из результатов совместного фитирования наблюдаемых данных по всем сигнальным и контрольным областям. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий электрослабого рождения $VVjj$ с коэффициентом масштабирования равным 30. В средней части графиков приведено отношение числа событий наблюдаемых данных к сумме событий сигнальных и фоновых предсказаний SM. В нижней части графиков показаны отношения вкладов фоновых процессов SM до и после их уточнения по результатам фитирования. Для наблюдаемых данных (чёрные точки) представлены статистические погрешности. Заштрихованные области представляют совокупность всех погрешностей, связанных с описанием сигнальных и фоновых процессов [29].

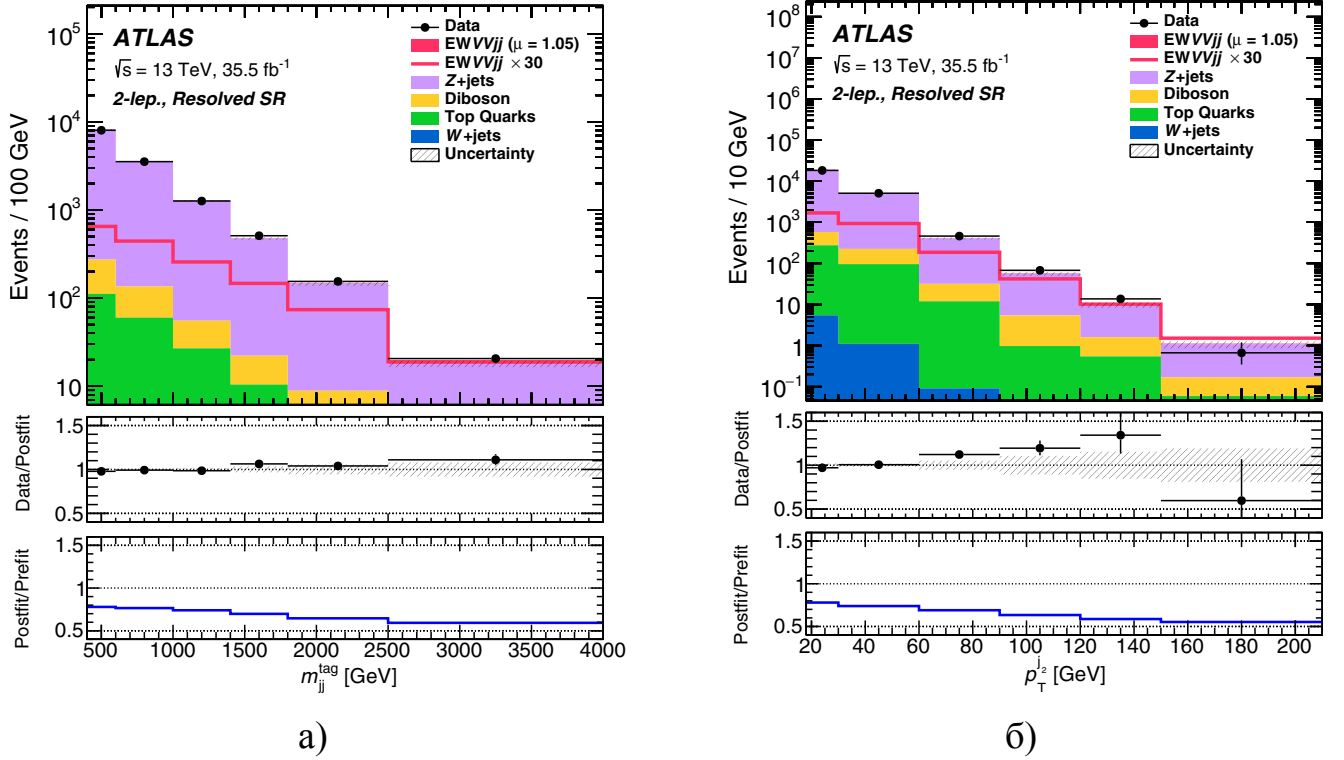


Рисунок 7.3 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по кинематическим переменным m_{jj}^{tag} (а), p_T^{j2} (б) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2 [29].

Распределение выхода классификатора BDT в каждой сигнальной области продемонстрировано на рисунке 7.5. Этот применённый подход позволяет достичь ожидаемую статистическую значимость сигнала в районе 3σ .

7.4 Определение доступного эксперименту фазового объёма

Адаптируя формулу (5.6) для данного анализа легко получить фидуциарное сечения электрослабого рождения $VVjj$ (см. параграф 5.2):

$$\sigma_{\text{EW } VVjj}^{\text{fid,obs}} = \mu_{\text{EW } VVjj}^{\text{obs}} \cdot \sigma_{\text{EW } VVjj}^{\text{fid,SM}}, \quad (7.2)$$

где сила сигнала $\mu_{\text{EW } VVjj}^{\text{obs}}$ оценивается в результате фитирования (см. параграф 7.6), а $\sigma_{\text{EW } VVjj}^{\text{fid,SM}}$ — это ожидаемое в SM фидуциарное сечение. Следовательно, необходимо определить фидуциарный фазовый объём на уровне смоделированных генератором известных (truth) частиц [100], который максимально точно соответствует введённым областям SR из таблицы 12.

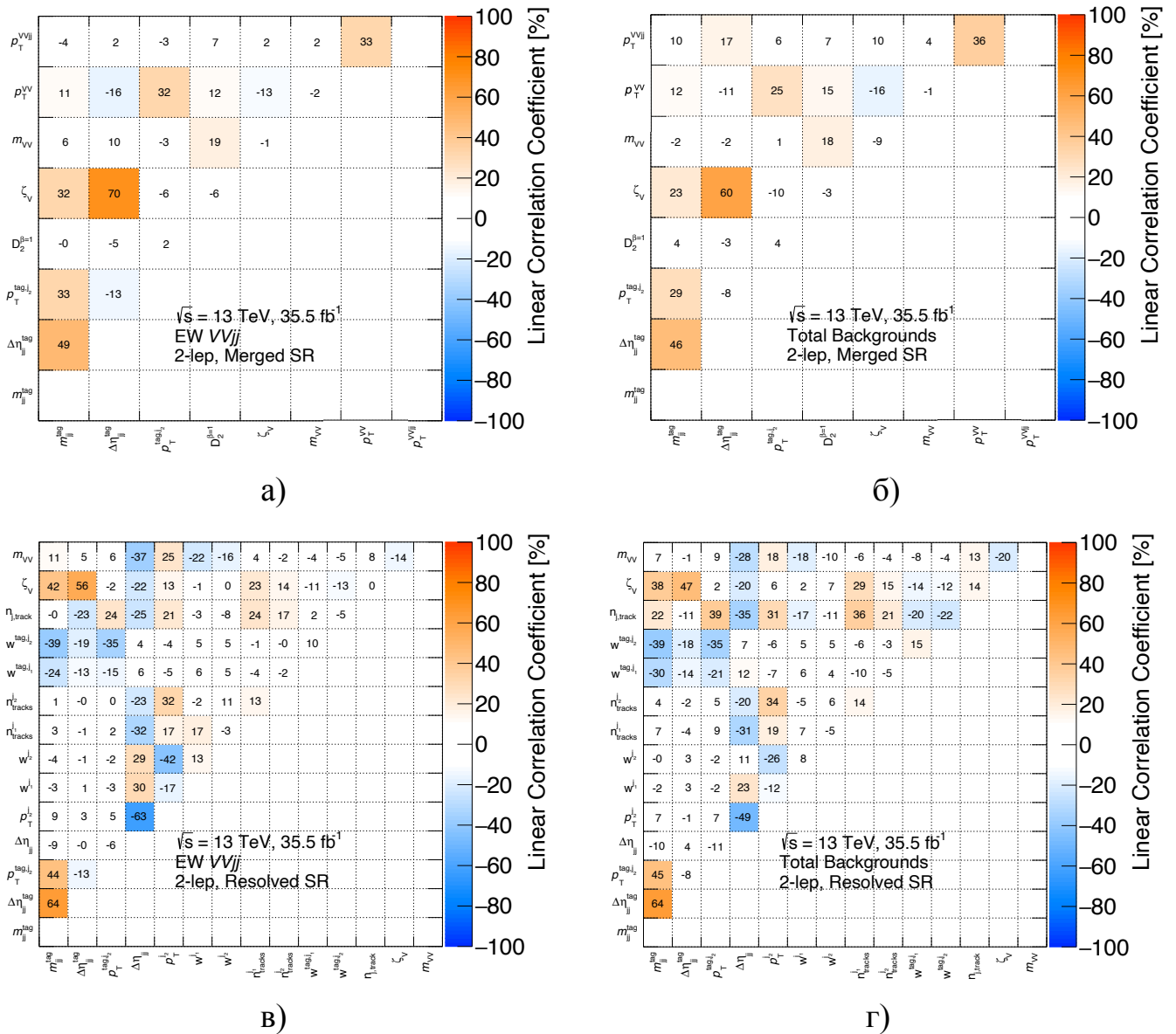
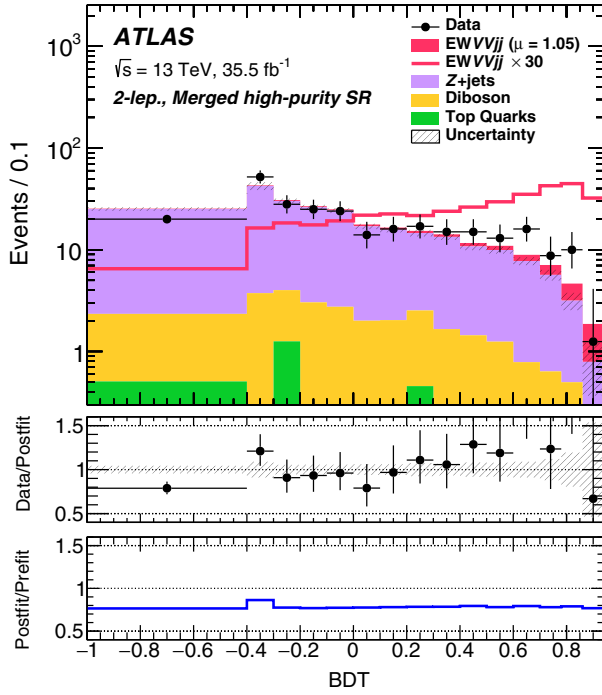
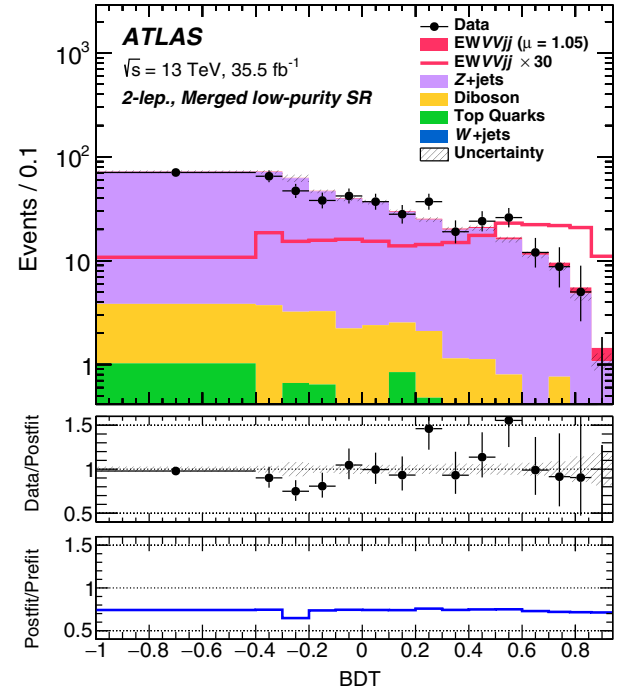


Рисунок 7.4 — Матрицы корреляции дискриминирующих переменных BDT для сигнальных и фоновых процессов в областях MR SR (а) и (б), RR SR (в) и (г) соответственно.

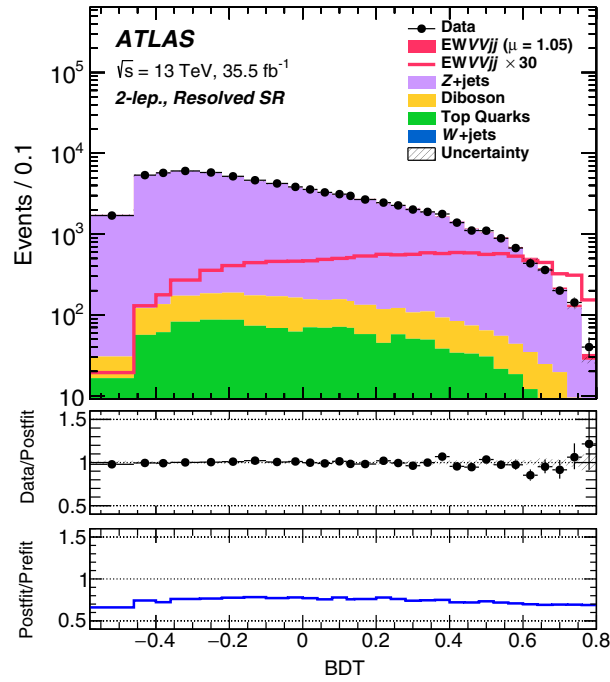
Полное определение фидуциарного фазового объёма, используемого для измерения сечения электрослабого рождения $VVjj$, представлено в таблице 15. Лептоны от распадов адронов не рассматриваются в качестве кандидатов $Z \rightarrow \ell\ell$ распада. Струи собираются из всех частиц конечного состояния, за исключением быстрых лептонов, нейтрино и фотонов, с помощью алгоритма anti- k_t (см. параграф 4.4). Однако, струя удаляется, если $\Delta R(j, \ell) < 0.2$. Струи, содержащие b -адрон, помечаются как b -струи.



a)



б)



в)

Рисунок 7.5 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по основной дискриминирующей переменной BDT в областях HP MR SR (а), LP MR SR (б) и RR SR (в). Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2 [29].

7.5 Систематические неопределенности

Все без исключения источники экспериментальных погрешностей (см. параграф 6.8) и неопределенностей моделирования фоновых процессов (см. параграф 6.9) в поиске дибозонных резонансов являются общими и для данного анализа. Во избежание повторения в этом параграфе рассмотрены только дополнительные источники систематических неопределенностей.

Анализ распределений по кинематическим переменным в контрольной области ZCR показал, что смоделированный генератором Sherpa фон $Z +$ струи с достаточно большими отклонениями описывает экспериментальные данные в распределении событий по переменной m_{jj}^{tag} (отклонения достигают 50 % при большой инвариантной массе m_{jj}^{tag}). Поэтому была введена процедура перевешивания смоделированных данных $Z +$ струи во всех областях SR и CR. Коэффициенты перевешивания извлекались из результата линейного фитирования наблюдаемых данных за вычетом остальных фонов в области ZCR. Значения коэффициентов изменяются от 1.071 (1.062) при $m_{jj}^{\text{tag}} = 400$ ГэВ до 0.42 (0.36)

Таблица 15 — Определение фидуциарного фазового объёма, используемого для измерения сечения электрослабого рождения $VVjj$

Отбор	$ZV \rightarrow \ell\ell J$ (MR)	$ZV \rightarrow \ell\ell jj$ (RR)
Лептоны	$p_T > 7$ ГэВ, $\eta < 2.5$	
Тонкие струи	$p_T > 20$ ГэВ при $ \eta < 2.5$ и $p_T > 30$ ГэВ при $2.5 < \eta < 4.5$	
Толстые струи	$p_T > 200$ ГэВ, $\eta < 2.0$	—
$Z \rightarrow \ell\ell$	2 лептона с $p_T > 20$ ГэВ, лидирующий лептон с $p_T > 28$ ГэВ, $83 \text{ ГэВ} < m_{\ell\ell} < 99 \text{ ГэВ}$	
$V \rightarrow qq$	1 толстая струя с $\min(m_J - m_W , m_J - m_Z),$ $64 \text{ ГэВ} < m_J < 106 \text{ ГэВ}$	2 тонкие струи с $\min(m_{jj} - m_W , m_{jj} - m_Z)$ и $p_T > 40$ ГэВ у лидирующей струи, $64 \text{ ГэВ} < m_{jj} < 106 \text{ ГэВ}$
Поиск струй VBS	2 тонкие не b -струи с наибольшим m_{jj}^{tag} , $m_{jj}^{\text{tag}} > 400$ ГэВ, $\eta_{\text{tag},j1} \cdot \eta_{\text{tag},j2} < 0$ и $p_T^{\text{tag},j1,2} > 30$ ГэВ	

при $m_{jj}^{\text{tag}} = 3000$ ГэВ в RR (MR) режиме. Для оценки неопределенности формы фона $Z + \text{струи}$ распределения основных дискриминирующих переменных BDT сравнивались до и после процедуры перевзвешивания, а также — с результатами альтернативного моделирования генератором MadGraph5_aMC@NLO. Погрешность составляет от 5 % до 30 %.

Неопределенности моделирования сигнального процесса EW $VVjj$ оцениваются при варьировании набора параметров PDF, параметров моделирования первоначального излучения сталкивающихся партонов (ISR) и излучения конечных партонов после жесткого соударения (FSR), а также параметров энергетического масштаба КХД μ_F и μ_R (см. параграф 5.1). Изменение стандартного набора PDF NNPDF30LO на внутренний набор ошибок PDF [154] и на альтернативные наборы CT10, MMHT2014LO приводит к 3 % — 5 % неопределенностям, связанным с выбором PDF. Погрешности ISR и FSR, оценка которых производилась путем изменения соответствующих параметров в настройке A14-NNPDF, варьируются от 1 % до 5 %. Неопределенности, связанные с выбором энергетического масштаба КХД, оценивались при увеличении и уменьшении в два раза значений параметров μ_F , μ_R и составляют от 1 % до 3 %.

По причине независимого моделирования процессов EW $VVjj$ и QCD $VVjj$ (см. параграф 7.2) необходимо дополнительно учитывать интерференцию между ними. Принимая во внимание формулу (5.2) легко выразить квадрат матричного элемента процесса рождения $VVjj$ через матричные элементы процессов EW $VVjj$ и QCD $VVjj$:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{VVjj}|^2 &= |\mathcal{M}_{\text{EW } VVjj} + \mathcal{M}_{\text{QCD } VVjj}|^2 = \\ &= |\mathcal{M}_{\text{EW } VVjj}|^2 + |\mathcal{M}_{\text{QCD } VVjj}|^2 + 2 \times \text{Re}(\mathcal{M}_{\text{EW } VVjj} \cdot \mathcal{M}_{\text{QCD } VVjj}). \end{aligned} \quad (7.3)$$

Последнее слагаемое является амплитудой интерференционного члена, которая вычисляется отдельно с помощью генератора MadGraph5_aMC@NLO 2.4.3. Эффект интерференции учитывается в виде неопределенности нормировки сигнала и погрешности моделирования формы кинематических распределений EW $VVjj$. Влияние интерференции на нормировку сигнала оценивается меньше 1 %. Неопределенность формы распределения сигнальных событий по переменной m_{jj}^{tag} в фидуциарном фазовом объёме составляет от 5 % до 10 %.

Влияния систематических неопределенностей на результаты измерения сигнала изучаются с помощью методов, подобных описанным в параграфе 6.10. В

таблице 16 представлены основные источники относительных погрешностей силы сигнала $\mu_{EW VVjj}^{\text{obs}}$, определяемого из результата фитирования, выполненного по всем полулептонным конечным состояниям VV в параграфе 7.6.

Таблица 16 — Основные источники относительных погрешностей параметра силы сигнала μ , определяемого из результата фитирования по всем полулептонным конечным состояниям VV . Значение $\Delta\mu$ для каждой систематической погрешности оценивается как $\Delta\mu = \mu_\theta - \mu$, где сила сигнала μ_θ определяется из фитирования при сдвиге неинформативного параметра θ на $\pm 1\sigma$ [29].

Погрешность	$\Delta\mu/\mu$ [%]
Статистическая	20
Общая систематическая	35
МС статистика	17
Моделирование фона $Z + \text{струи}$	13
Моделирование фона дибозоны SM	9
Плавающая нормировка фонов	9
Толстые струи	8
Моделирование сигнала	7
b -мечение	7
$t\bar{t}$	6
Тонкие струи	6

7.6 Статистический анализ и результаты

Все статистические процедуры выполнены по аналогии с поиском дибозонных резонансов, рождённых через процесс VBF (см. параграф 6.11). Главное отличие заключается в выборе основных дискриминирующих переменных, представленных в таблице 17, которые используются для построения функции правдоподобия (см. параграф 5.3) в SR и CR областях. Распределение m_{jj}^{tag} в контрольных

областях ZCR используется с целью ограничения систематических погрешностей перевзвешивания фона $Z + \text{струи}$ (см. параграф 7.5).

Таблица 17 — Экспериментальные данные n^{obs} , которые используются для построения функции правдоподобия в поиске VBS. Основные дискриминирующие переменные BDT и кинематическая переменная m_{jj}^{tag} — это распределение событий по выходу классификатора BDT и инвариантной массе пары струй j^{tag} в данном регионе соответственно [29].

Регион	Модель фита для поиска VBS		
	HP MR	LP MR	RR
SR	BDT	BDT	BDT
ZCR	m_{jj}^{tag}	m_{jj}^{tag}	m_{jj}^{tag}

Количество наблюдаемых событий в сигнальных областях представлено в таблице 18, а их распределение по основной дискриминирующей переменной BDT — на рисунке 7.5. Данные фитируются одновременно по всем SR и CR областям методом максимизации функции правдоподобия в рамках сигнальной гипотезы ($\mu > 0$). По результатам фитирования определяются нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$ и сила сигнала:

$$\mu_{EW}^{obs}{}_{ZVjj} = 1.97_{-0.77}^{+0.83} = 1.97 \pm 0.50(\text{стат.})_{-0.59}^{+0.65}(\text{сист.}). \quad (7.4)$$

Наблюдается согласие между экспериментальными данными и предсказанием SM, в котором предполагается $\mu = 1$. Следовательно, статистически значимых указаний на существование новой физики не обнаружено.

Индивидуальные результаты по всем другим полулептонным каналам распада дибозонов $WV \rightarrow \ell \nu qq$ и $ZV \rightarrow \nu \nu qq$, а также итоги их общей комбинации с вышерассмотренной модой $ZV \rightarrow \ell \ell qq$ представлены на рисунке 7.6. По результатам объединения фоновая гипотеза ($\mu = 0$) исключается с наблюдаемой статистической значимостью 2.7σ при ожидаемой значимости в 2.5σ .

Таблица 18 — Количество наблюдаемых, а также ожидаемых сигнальных и фоновых событий в областях SR. Ожидаемые события оценены в рамках сигнальной гипотезы ($\mu > 0$) по результатам фитирования, которое выполнено одновременно во всех областях SR и CR [29].

Набор данных		RR	HP MR	LP MR
Фон	Z +струи	37090 ± 310	331 ± 14	775 ± 24
	Топ кварки	645 ± 99	5.8 ± 0.9	9.9 ± 2.7
	Дибозоны SM	830 ± 170	34.6 ± 7.6	36.7 ± 8.2
	Всего	38570 ± 370	371 ± 16	821 ± 25
Сигнал	$Z(\ell\ell)W(qq)$	138 ± 53	8.6 ± 3.3	7.0 ± 2.7
	$Z(\ell\ell)Z(qq)$	46 ± 18	4.3 ± 1.7	2.9 ± 1.1
	Всего	185 ± 56	12.9 ± 3.7	9.8 ± 2.9
SM		38760 ± 370	384 ± 17	831 ± 25
Наблюдаемые данные		38734	371	810

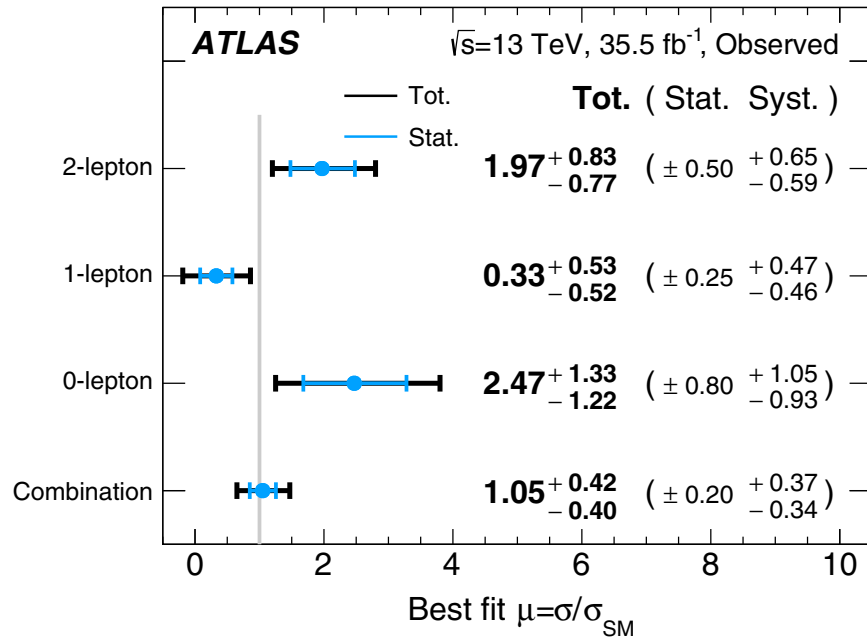


Рисунок 7.6 — Установленное значение параметра силы сигнала $\mu_{\text{EW } VVjj}^{\text{obs}}$ для индивидуальных полулептонных каналов $\ell\ell qq$ (2-lepton), $\ell\nu qq$ (1-lepton) и $\nu\nu qq$ (0-lepton), а также их объединения (combination) [29].

7.7 Измерение сечений

Сечение электрослабого рождения $VVjj$ измеряется в областях MR и RR фидуциарного фазового объёма, введённого в параграфе 7.4. Чтобы обеспечить корректное сравнение измеренного сечения с теоретически предсказанным в SM необходимо отделить нормировочную составляющую неопределённости моделирования сигнала от погрешности результата измерения и добавить в теоретическую погрешность предсказанного сечения. Таким образом систематическая погрешность измеренного сечения включает в себя только вклады неопределённостей моделирования фонов, погрешностей моделирования формы кинематических распределений сигнала и экспериментальные неопределённости.

В таблице 19 представлены измеренные и предсказанные в SM фидуциарные сечения электрослабого рождения $ZVjj$. Измеренные значения определены по результатам двух независимых фитирований. В первом фите определяются два параметра μ для областей MR (HP и LP объединены) и RR соответственно, а во втором — один параметр μ для общего фазового объёма. Теоретические сечения посчитаны в LO с помощью генератора MadGraph5_aMC@NLO 2.4.3. Из таблицы следует, что измеренные фидуциарные сечения в целом согласуются с предсказаниями Стандартной модели.

Таблица 19 — Предсказанные и измеренные фидуциарные сечения электрослабого рождения $ZVjj$ [29].

Фидуциарный фазовый объём	Предсказанное сечение $\sigma_{EW}^{\text{fid, SM}} ZVjj$ [фб]	Измеренное сечение $\sigma_{EW}^{\text{fid, obs}} ZVjj$ [фб]
$ZV \rightarrow \ell\ell J$ (MR)	1.2 ± 0.1 (теор.)	2.4 ± 0.6 (стат.) $^{+0.8}_{-0.7}$ (сист.)
$ZV \rightarrow \ell\ell jj$ (RR)	6.0 ± 0.4 (теор.)	11.8 ± 3.0 (стат.) $^{+3.8}_{-3.5}$ (сист.)
Полный	7.2 ± 0.4 (теор.)	14.2 ± 3.6 (стат.) $^{+4.6}_{-4.2}$ (сист.)

После объединения полученных результатов с данными каналов распада дибозонов, содержащих нейтрино ν ($WV \rightarrow \ell\nu qq$ и $ZV \rightarrow \nu\nu qq$), впервые осуществлено измерение сечения электрослабого рождения $VVjj$ по всем полулептонным конечным состояниям:

$$\sigma_{EW}^{\text{fid, obs}} VVjj = 45.1 \pm 8.6(\text{стат.})^{+15.9}_{-14.6}(\text{сист.}) \text{ фб}, \quad (7.5)$$

что также хорошо согласуется с предсказаниями Стандартной модели:

$$\sigma_{EW\,VVjj}^{\text{fid,SM}} = 43.0 \pm 2.4(\text{теор.}) \text{ фб.} \quad (7.6)$$

Заключение

В данной диссертации решены следующие задачи:

1. Разработано программное обеспечение в системе триггера и сбора данных установки ATLAS, которое обеспечивает управление и интеграцию новой электронной платы (TMDB) со всей триггерной системой детектора ATLAS.
2. Создан онлайн декодировщик данных и триггерных решений, вырабатываемых TMDB, для обеспечения мониторинга стабильности функционирования и быстрой настройки L1 Tile-Muon триггера.
3. Используя разработанное триггерное ПО, протестирована, настроена и введена в эксплуатацию новая электроника L1 Tile-Muon триггера, установленная во время модернизации адронного калориметра перед сеансом Run-2.
4. Создано программное обеспечение для анализа данных установки ATLAS, с помощью которого выделены события распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$. Оптимизированы критерии отбора объектов, обеспечивающие высокую эффективность реконструкции и идентификации электронов, мюонов и адронных струй.
5. Используя данное ПО для поиска массивных дибозонных резонансов и поиска событий процесса VBS в канале распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$, сформулированы и оптимизированы критерии отбора событий, выбраны методики категоризации событий по сигнальным и контрольным областям.
6. Произведена оценка вклада фоновых процессов, предсказываемых SM. Для этого смоделированные методом Монте-Карло фоновые события проходили отбор с помощью разработанного ПО.
7. С целью увеличения эффективности разделения сигнала VBS и фоновых процессов разработан и оптимизирован классификатор событий, основанный на одном из методов машинного обучения — ансамбле деревьев решений (BDT).
8. Оценена эффективность работы классификатора BDT. В результате его применения ожидаемая статистическая значимость предсказанного сигнала повышается с 1.5σ до 2.5σ .

9. Выполнена оценка систематических погрешностей МС моделирования фоновых и сигнальных процессов.
10. Проведено сравнение распределений событий по кинематическим переменным между экспериментальными данными и смоделированными методом МС фоновыми процессами.
11. Для модели тяжёлого векторного триплета, двухдублетной хиггсовской модели и расширенной модели Рэндалл–Сандрума установлены верхние пределы на сечения рождения массивных резонансов в дибозонном канале распада $\sigma(pp \rightarrow X \rightarrow ZV)$ с полулептонным конечным состоянием, а также установлены нижние пределы по массе на существование таких резонансов на уровне достоверности 95 %.
12. Впервые осуществлено измерение сечения электрослабого рождения $VVjj$ по всем полулептонным конечным состояниям VV , включая канал распада $ZV \rightarrow \ell\ell qq$. Статистическая значимость наблюдаемого сигнала составила 2.7 стандартных отклонений.

В заключение автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю Алексею Григорьевичу Мягкову за чуткое руководство, создание творческой атмосферы и многочисленные плодотворные обсуждения.

Автор крайне признателен экспертам по адронному калориметру установки ATLAS Олегу Владимировичу Соловьянову и Александру Александровичу Солодкову за всестороннюю помощь, оказанную во время ввода нового мюонного триггера в эксплуатацию.

Автор искренне благодарит коллег по группам «Экзотика», «Электрослабый сектор SM» и «L1 Tile-Muon триггер» коллаборации ATLAS, в частности, Лайлина Сюя (Lailin Xu), Флавию Диас (Flavia De Almeida Dias), Чжаосюя Си (Zhaoxu Xi), Масаю Ишино (Masaya Ishino), Дайяну Гонсалвес (Dayane Oliveira Goncalves), Роберта Леса (Robert Les), Татсуми Нитту (Tatsumi Nitta) за профессиональную плодотворную командную работу.

Список сокращений и условных обозначений

J	large- R jets, толстые струи, т. е. струи большого радиуса
j	small- R jets, тонкие струи, т. е. струи малого радиуса
j^{tag}	tag-jets, дополнительные тонкие струи, разлетающиеся в противоположных направлениях рядом с осью пучка протонов в процессах VBF и VBS
μ	signal strength, сила или величина сигнала, которая определяется как отношение количества измеренных событий к числу предсказанных
2HDM	Two-Higgs-Doublet Model, двухдублетная хиггсовская модель
9U	типоразмер печатных плат магистрали VME, принятый 360 мм высотой
AOD	Analysis Object Data, основной формат данных эксперимента ATLAS
AU	Arbitrary Unit, произвольные единицы
anti-k_t	алгоритм реконструкции струй
BDT	Boosted Decision Trees, ансамбль деревьев решений, метод машинного обучения, применяемый для MVA
BSM	Physics beyond the Standard Model, физика за пределами Стандартной модели, новая физика
bT	b -tagged, b -меченый регион
CB	Combined, комбинированные мюоны, тип реконструкции мюонов
CMake	Cross-platform Make, кроссплатформенная система автоматизации сборки программного обеспечения из исходного кода
CR	Control Region, контрольная область соответствующего фона, т. е. обогащенная данным фоном область фазового пространства
CSC	Cathode Strip Chambers, катодные полосковые камеры в составе мюонного спектрометра ATLAS
CTP	Central Trigger Processor, центральный триггерный процессор L1

CT	Calorimeter-Tagged, калориметро-меченые, тип реконструкции мюонов
CxAOD	Calibrated AOD, формат данных эксперимента ATLAS, содержащий информацию об откалиброванных физических объектах
D5L	левый канал считывания D5 ячейки TileCal
D6R	правый канал считывания D6 ячейки TileCal
DAQ	Data Acquisition, система сбора данных эксперимента ATLAS
DY	Drell-Yan, процессы Дрелла-Яна
DxAOD	Derived AOD, формат данных эксперимента ATLAS, производный от AOD
EB	Tile Extended Barrel, боковая цилиндрическая секция TileCal
ESD	Event Summary Data, формат данных эксперимента ATLAS
EWSB	Electroweak Symmetry Breaking, спонтанное нарушение электрослабой симметрии
EW	Electroweak, электрослабое взаимодействие
FPGA	Field-Programmable Gate Array, программируемая логическая интегральная схема
FSR	Final State Radiation, излучения конечных партонов после жёсткого соударения
fid	fiducial cross-section, сечение в фазовом объёме, доступном для измерения в заданном детекторе
GSF	Gaussian Sum Filter, модифицированный фильтр Гаусса, чьей импульсной переходной функцией является сумма функций Гаусса
ggF	gluon-gluon Fusion, процесс слияния глюонов
HDL	Hardware Description Language, язык описания аппаратуры
HLT	High-Level Trigger, триггер высокого уровня установки ATLAS, выполненный программным образом
HP	High Purity, область «высокой чистоты» в анализах данных с эффективностью 50 % у WP алгоритма мечения бозонов
HVT	Heavy Vector Triplet, модель тяжёлого векторного триплета
ID	Inner Detector, внутренний детектор установки ATLAS

ISR	Initial State Radiation, излучение сталкивающихся партонов
JER	Jet Energy Resolution, энергетическое разрешение струи
JES	Jet Energy Scale, энергетическая шкала (калибровка) струи
JMR	Jet Mass Resolution, массовое разрешение струи
JMS	Jet Mass Scale, массовая шкала (калибровка) струи
JVT	Jet Vertex Tagger, алгоритм мечения вершины для тонких струй
L1 Tile-Muon	мюонный триггер адронного калориметра в составе L1
L1Calo	калориметрическая подсистема триггера L1
L1Muon	мюонная подсистема триггера L1
L1Topo	топологическая подсистема триггера L1
L1	триггер первого уровня установки ATLAS, выполненный на уровне электроники
LB	Tile Long Barrel, центральная цилиндрическая секция TileCal
LHC	Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер, ускоритель заряженных частиц на встречных пучках, построенный в ЦЕРНе
LO	Leading Order, лидирующий порядок теории возмущения
LP	Low Purity, область «низкой чистоты» в анализах данных с эффективностью 80 % у WP алгоритма мечения бозонов
Linac2	Linear accelerator 2, линейный ускоритель, построенный в ЦЕРНе
MC	Monte Carlo, Монте-Карло, метод математического моделирования событий
MDT	Monitored Drift Tubes, мониторируемые дрейфовые трубки в составе мюонного спектрометра ATLAS
MF	Matched Filter, согласованный фильтр
MPU	микропрограммное обеспечение TMDb
MR	Merged Reconstruction, режим объединения, метод реконструкции распада $V \rightarrow qq$ одной толстой струей
MSSM	Minimal Supersymmetric Standard Model, минимальная суперсимметричная Стандартная модель
MVA	Multivariate Analysis, многомерный анализ

- NLO** Next-to-Leading Order, следующий за лидирующим порядок теории возмущения
- NNLL** Next-to-Next-to-Leading Logarithmic, поправки второго после лидирующего логарифма повторного суммирования
- NNLO** Next-to-Next-to-Leading Order, второй после лидирующего порядок теории возмущения
- NP** Nuisance Parameter, неинформативный параметр
- NWA** Narrow-Width Approximation, приближение узкого резонанса
- OR** Overlap Removal, процедура удаления совпадений при реконструкции объектов
- PDF** Parton Distribution Function, функция распределения партонов в протоне
- PSB** Proton Synchrotron Booster, бустерное кольцо, построенное в ЦЕРНе
- PS** Proton Synchrotron, протонный синхротрон, построенный в ЦЕРНе
- Pile-up** эффект наложенных протон-протонных соударений, когда в одном столкновении сгустков происходит большое количество неупругих протонных взаимодействий
- Prescale** деление частоты срабатывания триггера
- QCD** Quantum Chromodynamics, квантовая хромодинамика
- QGC** Quartic Gauge Couplings, четырёхбозонные константы связи
- RAW** формат «сырых» данных эксперимента ATLAS
- ROS** Readout System, система считывания установки ATLAS
- RPC** Resistive Plate Chambers, камеры с резистивными пластинами в составе мюонного спектрометра ATLAS
- RR** Resolved Reconstruction, режим разделения, метод реконструкции распада $V \rightarrow qq$ двумя тонкими струями
- RS** Randall-Sundrum, модель Рэндалл-Сандрума
- RoI** Region of Interest, область интереса, восстанавливаемая триггером L1
- Run-1** первый сеанс работы БАК 2009–2013 года
- Run-2** второй сеанс работы БАК 2015–2018 года

- SA** Stand-Alone, автономно-реконструированные мюоны, тип реконструкции мюонов
- SBC** Single-Board Computer, одноплатный компьютер, т. е. собранный на одной печатной плате компьютер
- SCT** Semiconductor Tracker, полупроводниковый микростриповый детектор в составе внутреннего детектора ATLAS
- SFP** Small Form-factor Pluggable, промышленный стандарт модульных компактных приёмопередатчиков
- SF** Scale Factors, поправочные коэффициенты
- SM** Standard Model, Стандартная модель
- SPS** Super Proton Synchrotron, протонный суперсинхротрон, построенный в ЦЕРНе
- SR** Signal Region, сигнальная область, т. е. обогащенная сигналом область фазового пространства
- ST** Segment-Tagged, сегментно-меченые мюоны, тип реконструкции мюонов
- TCR** контрольная область, обогащенная фоновыми процессами рождения топ кварка
- TDAQ** Trigger and Data Acquisition, система триггера и сбора данных эксперимента ATLAS
- TGC** Thin Gap Chambers, тонкозазорные камеры в составе мюонного спектрометра ATLAS
- TGC-SL** Sector-Logic Boards TGC, электронные платы обработки TGC
- TMDB** Tile-Muon Digitizer Board, электронная плата мюонного триггера адронного калориметра
- TRT** Transition Radiation Tracker, трековый детектор переходного излучения в составе внутреннего детектора ATLAS
- TileCal** Tile Calorimeter, сцинтилляционный адронный калориметр установки ATLAS
- UT** Untagged, немеченый регион, область фазового пространства RR с исключённым регионом bT
- VBF** Vector Boson Fusion, слияние векторных бозонов

VBS	Vector Boson Scattering, рассеяние векторных бозонов $VV \rightarrow VV$
VME	Versa Module Eurocard bus, стандарт на компьютерную шину
WP	Working Point, рабочая точка, конфигурация какого-либо алгоритма, которая предназначена для обеспечения постоянной эффективности отбора сигнальных событий
ZCR	контрольная область, обогащенная фоновыми процессами ассоциированного рождения струй с Z -бозоном
АЦП	аналого-цифровой преобразователь
КК-гравитоны	моды Калуцы-Клейна, возбуждённые состояния гравитона
КХД	Квантовая хромодинамика
ПО	программное обеспечение
ФЭУ	фотоэлектронный умножитель
фидуциарный	фазовый объём, доступный эксперименту
фит	фитирование, процедура аппроксимации
ЦЕРН	Европейский центр ядерных исследований

Список литературы

1. *Di Lella, L.* The Discovery of the W and Z Particles / L. Di Lella, C. Rubbia // Adv. Ser. Dir. High Energy Phys. — 2015. — T. 23. — C. 137—163. — DOI: [10.1142/9789814644150_0006](https://doi.org/10.1142/9789814644150_0006). — URL: <http://cds.cern.ch/record/2103277>.
2. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716, no. 1. — P. 1—29. — DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.020](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.020). — arXiv: [1207.7214](https://arxiv.org/abs/1207.7214) [hep-ex].
3. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC / S. Chatrchyan [et al.] // Physics Letters B. — 2012. — Vol. 716, no. 1. — P. 30—61. — DOI: [10.1016/j.physletb.2012.08.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.08.021). — arXiv: [1207.7235](https://arxiv.org/abs/1207.7235) [hep-ex].
4. *Blas, J. de.* Combining searches of Z' and W' bosons / J. de Blas, J. M. Lizana, M. Pérez-Victoria // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Vol. 2013, no. 1. — DOI: [10.1007/jhep01\(2013\)166](https://doi.org/10.1007/jhep01(2013)166). — arXiv: [1211.2229](https://arxiv.org/abs/1211.2229) [hep-ph].
5. Heavy vector triplets: bridging theory and data / D. Pappadopulo [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Vol. 2014, no. 9. — DOI: [10.1007/jhep09\(2014\)060](https://doi.org/10.1007/jhep09(2014)060). — arXiv: [1402.4431](https://arxiv.org/abs/1402.4431) [hep-ph].
6. Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models / G. Branco [et al.] // Physics Reports. — 2012. — Vol. 516, no. 1/2. — P. 1—102. — DOI: [10.1016/j.physrep.2012.02.002](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2012.02.002). — arXiv: [1106.0034](https://arxiv.org/abs/1106.0034) [hep-ph].
7. Warped gravitons at the CERN LHC and beyond / K. Agashe [et al.] // Physical Review D. — 2007. — Vol. 76, no. 3. — DOI: [10.1103/physrevd.76.036006](https://doi.org/10.1103/physrevd.76.036006). — arXiv: [hep-ph/0701186](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0701186) [hep-ph].
8. Searching for the Kaluza-Klein graviton in bulk RS models / L. Fitzpatrick [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Vol. 2007, no. 09. — P. 013—013. — DOI: [10.1088/1126-6708/2007/09/013](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/013). — arXiv: [hep-ph/0701150](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0701150) [hep-ph].

9. *Éboli, O. J. P.* $pp \rightarrow jj e^\pm \mu^\pm \nu \nu$ and $jj e^\pm \mu^\mp \nu \nu$ at $O(\alpha_{em}^6)$ and $O(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$ for the study of the quartic electroweak gauge boson vertex at CERN LHC / O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, J. K. Mizukoshi // *Physical Review D*. — 2006. — Vol. 74, no. 7. — DOI: [10.1103/physrevd.74.073005](https://doi.org/10.1103/physrevd.74.073005). — arXiv: [hep-ph/0606118](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0606118) [hep-ph].
10. *Éboli, O. J. P.* Bosonic quartic couplings at CERN LHC / O. J. P. Éboli, M. C. Gonzalez-Garcia, S. M. Lietti // *Physical Review D*. — 2004. — Vol. 69, no. 9. — DOI: [10.1103/physrevd.69.095005](https://doi.org/10.1103/physrevd.69.095005). — arXiv: [hep-ph/0310141](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0310141) [hep-ph].
11. Effective field theory: A modern approach to anomalous couplings / C. Degrande [et al.] // *Annals of Physics*. — 2013. — Vol. 335. — P. 21—32. — DOI: [10.1016/j.aop.2013.04.016](https://doi.org/10.1016/j.aop.2013.04.016). — arXiv: [1205.4231](https://arxiv.org/abs/1205.4231) [hep-ph].
12. Search for resonant diboson production in the $\ell\ell q\bar{q}$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // *The European Physical Journal C*. — 2015. — Vol. 75, no. 2. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3261-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3261-8). — arXiv: [1409.6190](https://arxiv.org/abs/1409.6190) [hep-ex].
13. Search for massive resonances decaying into pairs of boosted bosons in semi-leptonic final states at $\sqrt{s} = 8$ TeV / V. Khachatryan [et al.] // *Journal of High Energy Physics*. — 2014. — Vol. 2014, no. 8. — DOI: [10.1007/jhep08\(2014\)174](https://doi.org/10.1007/jhep08(2014)174). — arXiv: [1405.3447](https://arxiv.org/abs/1405.3447) [hep-ex].
14. Evidence for Electroweak Production of $W^\pm W^\pm jj$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector / G. Aad [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 113, no. 14. — DOI: [10.1103/physrevlett.113.141803](https://doi.org/10.1103/physrevlett.113.141803). — arXiv: [1405.6241](https://arxiv.org/abs/1405.6241) [hep-ex].
15. Study of Vector Boson Scattering and Search for New Physics in Events with Two Same-Sign Leptons and Two Jets / V. Khachatryan [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2015. — Vol. 114, no. 5. — DOI: [10.1103/physrevlett.114.051801](https://doi.org/10.1103/physrevlett.114.051801). — arXiv: [1410.6315](https://arxiv.org/abs/1410.6315) [hep-ex].
16. Observation of Electroweak Production of Same-Sign W Boson Pairs in the Two Jet and Two Same-Sign Lepton Final State in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // *Physical Review Letters*. — 2018. — Vol. 120, no. 8. — DOI: [10.1103/physrevlett.120.081801](https://doi.org/10.1103/physrevlett.120.081801). — arXiv: [1709.05822](https://arxiv.org/abs/1709.05822) [hep-ex].

17. Observation of electroweak $W^\pm Z$ boson pair production in association with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Physics Letters B. — 2019. — Vol. 793. — P. 469—492. — DOI: [10.1016/j.physletb.2019.05.012](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.012). — arXiv: [1812.09740 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1812.09740).
18. Search for anomalous electroweak production of WW/WZ in association with a high-mass dijet system in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Physical Review D. — 2017. — Vol. 95, no. 3. — DOI: [10.1103/physrevd.95.032001](https://doi.org/10.1103/physrevd.95.032001). — arXiv: [1609.05122 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1609.05122).
19. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2008. — Vol. 3, no. 08. — S08003—S08003. — DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003).
20. Search for an additional, heavy Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ$ decay channel at $\sqrt{s} = 8$ TeV in pp collision data with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Vol. 76, no. 1. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3820-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3820-z). — arXiv: [1507.05930 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1507.05930).
21. Combination of searches for WW , WZ , and ZZ resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Physics Letters B. — 2016. — Vol. 755. — P. 285—305. — DOI: [10.1016/j.physletb.2016.02.015](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.02.015). — arXiv: [1512.05099 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1512.05099).
22. Combination of searches for heavy resonances decaying to WW , WZ , ZZ , WH , and ZH boson pairs in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ and 13 TeV / A. Sirunyan [et al.] // Physics Letters B. — 2017. — Vol. 774. — P. 533—558. — DOI: [10.1016/j.physletb.2017.09.083](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.09.083). — arXiv: [1705.09171 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1705.09171).
23. Combination of searches for heavy resonances decaying into bosonic and leptonic final states using 36 fb^{-1} of proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Physical Review D. — 2018. — Vol. 98, no. 5. — DOI: [10.1103/physrevd.98.052008](https://doi.org/10.1103/physrevd.98.052008). — arXiv: [1808.02380 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1808.02380).
24. Searches for heavy diboson resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud, ..., A. Ryzhov, [et al.] // JHEP. — 2016. — Vol. 09. — P. 173. — DOI: [10.1007/JHEP09\(2016\)173](https://doi.org/10.1007/JHEP09(2016)173). — arXiv: [1606.04833 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1606.04833).

25. Searches for heavy ZZ and ZW resonances in the $\ell\ell qq$ and $\nu\nu qq$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud, ..., A. Ryzhov, [et al.] // JHEP. — 2018. — Vol. 03. — P. 009. — DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)009](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)009). — arXiv: [1708.09638](https://arxiv.org/abs/1708.09638) [hep-ex].
26. Search for heavy diboson resonances in semileptonic final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad, ..., A. Ryzhov, [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Vol. 80, no. 12. — P. 1165. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-08554-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08554-y). — arXiv: [2004.14636](https://arxiv.org/abs/2004.14636) [hep-ex].
27. Ryzhov, A. ATLAS searches for resonances decaying to boson pairs / A. Ryzhov // EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 158. — P. 02003. — DOI: [10.1051/epjconf/201715802003](https://doi.org/10.1051/epjconf/201715802003).
28. Ryzhov, A. The Level-1 Tile-Muon Trigger in the Tile Calorimeter upgrade program / A. Ryzhov // JINST. — 2016. — Vol. 11, no. 12. — P. C12049. — DOI: [10.1088/1748-0221/11/12/C12049](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/12/C12049).
29. Search for electroweak diboson production in association with a high-mass dijet system in semileptonic final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad, ..., A. Ryzhov, [et al.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Vol. 100, no. 3. — P. 032007. — DOI: [10.1103/PhysRevD.100.032007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.100.032007). — arXiv: [1905.07714](https://arxiv.org/abs/1905.07714) [hep-ex].
30. *ATLAS Collaboration*. Search for diboson resonances in the $\ell\ell qq$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2015-071. — Geneva, 2015. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2114843>.
31. *ATLAS Collaboration*. Search for ZZ resonances in the $\ell\ell qq$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2016-016. — Geneva, 2016. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2141005>.
32. *ATLAS Collaboration*. Searches for heavy ZZ and ZW resonances in the $\ell\ell qq$ and $\nu\nu qq$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2016-082. — Geneva, 2016. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2206275>.

33. Search for anomalous triple gauge couplings in WW and WZ production in lepton + jet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2019. — Vol. 2019, no. 12. — DOI: [10.1007/jhep12\(2019\)062](https://doi.org/10.1007/jhep12(2019)062). — arXiv: [1907.08354](https://arxiv.org/abs/1907.08354) [hep-ex].
34. *Farhi, E.* Technicolor / E. Farhi, L. Susskind // Phys. Rept. — 1981. — Vol. 74. — P. 277. — DOI: [10.1016/0370-1573\(81\)90173-3](https://doi.org/10.1016/0370-1573(81)90173-3).
35. *Perelstein, M.* Little Higgs models and their phenomenology / M. Perelstein // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 2007. — Vol. 58, no. 1. — P. 247—291. — DOI: [10.1016/j.pnpnp.2006.04.001](https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2006.04.001). — arXiv: [0512128](https://arxiv.org/abs/0512128) [hep-ph].
36. WW scattering in the era of post-Higgs-boson discovery / J. Chang [et al.] // Physical Review D. — 2013. — Vol. 87, no. 9. — DOI: [10.1103/physrevd.87.093005](https://doi.org/10.1103/physrevd.87.093005). — arXiv: [1303.6335](https://arxiv.org/abs/1303.6335) [hep-ph].
37. *Espriu, D.* Longitudinal WW scattering in light of the “Higgs boson” discovery / D. Espriu, B. Yengo // Physical Review D. — 2013. — Vol. 87, no. 5. — DOI: [10.1103/physrevd.87.055017](https://doi.org/10.1103/physrevd.87.055017). — arXiv: [1212.4158](https://arxiv.org/abs/1212.4158) [hep-ph].
38. *Martin, S. P.* A Supersymmetry Primer / S. P. Martin // Advanced Series on Directions in High Energy Physics. — 1998. — P. 1—98. — DOI: [10.1142/9789812839657_0001](https://doi.org/10.1142/9789812839657_0001). — arXiv: [hep-ph/9709356](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709356) [hep-ph].
39. *Georgi, H.* Unity of All Elementary-Particle Forces / H. Georgi, S. Glashow // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Vol. 32. — P. 438—441. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.32.438](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.438).
40. *Arkani-Hamed, N.* The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter / N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali // Physics Letters B. — 1998. — Vol. 429, no. 3/4. — P. 263—272. — DOI: [10.1016/s0370-2693\(98\)00466-3](https://doi.org/10.1016/s0370-2693(98)00466-3). — arXiv: [hep-ph/9803315](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9803315) [hep-ph].
41. *Randall, L.* Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension / L. Randall, R. Sundrum // Physical Review Letters. — 1999. — Vol. 83, no. 17. — P. 3370—3373. — DOI: [10.1103/physrevlett.83.3370](https://doi.org/10.1103/physrevlett.83.3370). — arXiv: [hep-ph/9905221](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905221) [hep-ph].
42. *Witten, E.* String theory dynamics in various dimensions / E. Witten // Nuclear Physics B. — 1995. — Vol. 443, no. 1/2. — P. 85—126. — DOI: [10.1016/0550-3213\(95\)00158-o](https://doi.org/10.1016/0550-3213(95)00158-o). — arXiv: [hep-th/9503124](https://arxiv.org/abs/hep-th/9503124) [hep-th].

43. *Гинзбург, И. Ф.* Неминимальные хиггсовские модели, темная материя и эволюция Вселенной / И. Ф. Гинзбург // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 99, № 12. — С. 856—865. — DOI: [10.7868/S0370274X14120133](https://doi.org/10.7868/S0370274X14120133).
44. *Djouadi, A.* The anatomy of electroweak symmetry breaking. Tome II: The Higgs bosons in the Minimal Supersymmetric Model / A. Djouadi // Physics Reports. — 2008. — Vol. 459, no. 1—6. — P. 1—241. — DOI: [10.1016/j.physrep.2007.10.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.10.005). — arXiv: [hep-ph/0503173](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0503173) [hep-ph].
45. *Uhlemann, C.* Narrow-width approximation accuracy / C. Uhlemann, N. Kauer // Nuclear Physics B. — 2009. — Vol. 814, no. 1/2. — P. 195—211. — DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2009.01.022](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2009.01.022). — arXiv: [0807.4112](https://arxiv.org/abs/0807.4112) [hep-ph].
46. *Fuchs, E.* Interference effects in BSM processes with a generalised narrow-width approximation / E. Fuchs, S. Thewes, G. Weiglein // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75. — P. 254. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3472-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3472-z). — arXiv: [1411.4652](https://arxiv.org/abs/1411.4652) [hep-ph].
47. *Langacker, P.* New heavy gauge bosons in pp and $p\bar{p}$ collisions / P. Langacker, R. W. Robinett, J. L. Rosner // Phys. Rev. D. — 1984. — Vol. 30. — P. 1470. — DOI: [10.1103/PhysRevD.30.1470](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.1470).
48. SO(10) Unified Theories and Cosmology / F. Buccella [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 1998. — Vol. 61. — P. 983—990. — arXiv: [hep-ph/9709416](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9709416).
49. *Chanowitz, M. S.* Heavy little Higgs boson and a light Z' boson under the radar / M. S. Chanowitz // Physical Review D. — 2011. — Vol. 84, no. 3. — DOI: [10.1103/physrevd.84.035014](https://doi.org/10.1103/physrevd.84.035014). — arXiv: [1102.3672](https://arxiv.org/abs/1102.3672) [hep-ph].
50. *Емельянов, В. М.* Стандартная модель и ее расширения / В. М. Емельянов. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 584 с.
51. *Gherghetta, T.* Bulk fields and supersymmetry in a slice of AdS / T. Gherghetta, A. Pomarol // Nuclear Physics B. — 2000. — Vol. 586, no. 1/2. — P. 141—162. — DOI: [10.1016/s0550-3213\(00\)00392-8](https://doi.org/10.1016/s0550-3213(00)00392-8). — arXiv: [hep-ph/0003129](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0003129) [hep-ph].
52. *Evans, L.* LHC Machine / L. Evans, P. Bryant // Journal of Instrumentation. — 2008. — Vol. 3, no. 08. — S08001—S08001. — DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08001).

53. Operation and Performance of the Cern Large Hadron Collider During Proton Run 2 / R. Steerenberg [et al.] // Proc. 10th International Particle Accelerator Conference (IPAC'19). — Geneva, Switzerland : JACoW Publishing, 2019. — P. 504—507. — DOI: [doi:10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPMP031](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2019-MOPMP031).
54. ATLAS data quality operations and performance for 2015–2018 data-taking / G. Aad [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2020. — Vol. 15, no. 04. — P04003—P04003. — DOI: [10.1088/1748-0221/15/04/p04003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/04/p04003). — arXiv: [1911.04632](https://arxiv.org/abs/1911.04632) [physics.ins-det].
55. Performance of the ATLAS trigger system in 2015 / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Vol. 77, no. 5. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-4852-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4852-3). — arXiv: [1611.09661](https://arxiv.org/abs/1611.09661) [hep-ex].
56. The ATLAS Simulation Infrastructure / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2010. — Vol. 70, no. 3. — P. 823—874. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9). — arXiv: [1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [physics.ins-det].
57. Geant4 — a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250—303. — DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
58. New Small Wheel Technical Design Report / T. Kawamoto [et al.]. — CERN-LHCC-2013-006. — Geneva, 2013. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1552862>.
59. Performance of the ATLAS muon triggers in Run 2 / G. Aad [et al.]. — CERN-EP-2020-031. — Geneva, 2020. — arXiv: [2004.13447](https://arxiv.org/abs/2004.13447) [hep-ex]. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2716326>.
60. *ATLAS Collaboration*. Technical Design Report for the Phase-I Upgrade of the ATLAS TDAQ System / ATLAS Collaboration. — CERN-LHCC-2013-018. — Geneva, 2013. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1602235>.
61. *Ciodaro, T.* Use of Hadronic Calorimetry Information in the ATLAS Level-1 Muon Trigger / T. Ciodaro, J. M. de Seixas, A. Cerqueira // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2014. — Vol. 61, no. 2. — P. 1047—1055. — DOI: [10.1109/TNS.2014.2305989](https://doi.org/10.1109/TNS.2014.2305989).
62. S-LINK, a data link interface specification for the LHC era / H. C. van der Bij [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1997. — Vol. 44, no. 3. — P. 398—402. — DOI: [10.1109/23.603679](https://doi.org/10.1109/23.603679).

63. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance / W. Lampl [et al.]. — ATL-LARG-PUB-2008-002. — Geneva, 2008. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1099735>.
64. *ATLAS Collaboration*. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton-proton collision data / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2016-024. — Geneva, 2016. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2157687>.
65. *ATLAS Collaboration*. Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2012-047. — Geneva, 2012. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1449796>.
66. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2014. — Vol. 74, no. 10. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3071-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4). — arXiv: [1407.5063](https://arxiv.org/abs/1407.5063) [hep-ex].
67. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using 2015–2016 LHC proton-proton collision data / M. Aaboud [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2019. — Vol. 14, no. 03. — P03017–P03017. — DOI: [10.1088/1748-0221/14/03/p03017](https://doi.org/10.1088/1748-0221/14/03/p03017). — arXiv: [1812.03848](https://arxiv.org/abs/1812.03848) [hep-ex].
68. Electron reconstruction and identification in the ATLAS experiment using the 2015 and 2016 LHC proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Vol. 79, no. 8. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7140-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7140-6). — arXiv: [1902.04655](https://arxiv.org/abs/1902.04655) [physics.ins-det].
69. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Vol. 76, no. 5. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4120-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4120-y). — arXiv: [1603.05598](https://arxiv.org/abs/1603.05598) [hep-ex].
70. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1 / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Vol. 77, no. 7. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5004-5](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5004-5). — arXiv: [1603.02934](https://arxiv.org/abs/1603.02934) [hep-ex].

71. *Cacciari, M.* The anti- k_t jet clustering algorithm / M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez // Journal of High Energy Physics. — 2008. — Vol. 2008, no. 04. — P. 063—063. — DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). — arXiv: [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
72. *ATLAS Collaboration.* Flavor Tagging with Track Jets in Boosted Topologies with the ATLAS Detector / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2014-013. — Geneva, 2014. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1750681>.
73. *ATLAS Collaboration.* Variable Radius, Exclusive- k_T , and Center-of-Mass Subjet Reconstruction for Higgs($\rightarrow b\bar{b}$) Tagging in ATLAS / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2017-010. — Geneva, 2017. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2268678>.
74. *Cacciari, M.* FastJet user manual / M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez // The European Physical Journal C. — 2012. — Vol. 72, no. 3. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-012-1896-2](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2). — arXiv: [1111.6097](https://arxiv.org/abs/1111.6097) [hep-ph].
75. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Vol. 76, no. 11. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4395-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4395-z). — arXiv: [1510.03823](https://arxiv.org/abs/1510.03823) [hep-ex].
76. *Cacciari, M.* Pileup subtraction using jet areas / M. Cacciari, G. P. Salam // Physics Letters B. — 2008. — Vol. 659, no. 1/2. — P. 119—126. — DOI: [10.1016/j.physletb.2007.09.077](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.09.077). — arXiv: [0707.1378](https://arxiv.org/abs/0707.1378) [hep-ph].
77. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Physical Review D. — 2017. — Vol. 96, no. 7. — DOI: [10.1103/physrevd.96.072002](https://doi.org/10.1103/physrevd.96.072002). — arXiv: [1703.09665](https://arxiv.org/abs/1703.09665) [hep-ex].
78. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, issue 3. — P. 030001. — DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).
79. Performance of b -jet identification in the ATLAS experiment // Journal of Instrumentation. — 2016. — Vol. 11, no. 04. — P04008—P04008. — DOI: [10.1088/1748-0221/11/04/p04008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/04/p04008). — arXiv: [1512.01094](https://arxiv.org/abs/1512.01094) [hep-ex].
80. *ATLAS Collaboration.* Optimisation of the ATLAS b -tagging performance for the 2016 LHC Run / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2016-012. — Geneva, 2016. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2160731>.

81. Performance of jet substructure techniques for large-R jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Vol. 2013, no. 9. — DOI: [10.1007/jhep09\(2013\)076](https://doi.org/10.1007/jhep09(2013)076). — arXiv: [1306.4945](https://arxiv.org/abs/1306.4945) [hep-ex].
82. *Krohn, D.* Jet trimming / D. Krohn, J. Thaler, L.-T. Wang // Journal of High Energy Physics. — 2010. — Vol. 2010, no. 2. — DOI: [10.1007/jhep02\(2010\)084](https://doi.org/10.1007/jhep02(2010)084). — arXiv: [0912.1342](https://arxiv.org/abs/0912.1342) [hep-ph].
83. *Ellis, S. D.* Successive combination jet algorithm for hadron collisions / S. D. Ellis, D. E. Soper // Physical Review D. — 1993. — Vol. 48, no. 7. — P. 3160—3166. — DOI: [10.1103/physrevd.48.3160](https://doi.org/10.1103/physrevd.48.3160). — arXiv: [hep-ph/9305266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9305266) [hep-ph].
84. *ATLAS Collaboration.* Jet mass reconstruction with the ATLAS Detector in early Run 2 data / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2016-035. — Geneva, 2016. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2200211>.
85. *Larkoski, A. J.* Power counting to better jet observables / A. J. Larkoski, I. Moulton, D. Neill // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Vol. 2014, no. 12. — DOI: [10.1007/jhep12\(2014\)009](https://doi.org/10.1007/jhep12(2014)009). — arXiv: [1409.6298](https://arxiv.org/abs/1409.6298) [hep-ph].
86. *ATLAS Collaboration.* Identification of Boosted, Hadronically-Decaying W and Z Bosons in $\sqrt{s} = 13$ TeV Monte Carlo Simulations for ATLAS / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-033. — Geneva, 2015. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2041461>.
87. Performance of top-quark and W -boson tagging with ATLAS in Run 2 of the LHC / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Vol. 79, no. 5. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-6847-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6847-8). — arXiv: [1808.07858](https://arxiv.org/abs/1808.07858) [hep-ex].
88. *Womersley, J.* QCD at the Tevatron: Status and Prospects / J. Womersley. — FERMILAB-CONF-00-333-E. — 2000. — arXiv: [hep-ex/0012061](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0012061) [hep-ex].
89. General-purpose event generators for LHC physics / A. Buckley [et al.] // Physics Reports. — 2011. — Vol. 504, no. 5. — P. 145—233. — DOI: [10.1016/j.physrep.2011.03.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2011.03.005). — arXiv: [1101.2599](https://arxiv.org/abs/1101.2599) [hep-ph].
90. Parton distributions in the LHC era: MMHT 2014 PDFs / L. A. Harland-Lang [et al.] // The European Physical Journal C. — 2015. — Vol. 75, no. 5. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3397-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3397-6). — arXiv: [1412.3989](https://arxiv.org/abs/1412.3989) [hep-ph].

91. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Vol. 2014, no. 7. — DOI: [10.1007/jhep07\(2014\)079](https://doi.org/10.1007/jhep07(2014)079). — arXiv: [1405.0301](https://arxiv.org/abs/1405.0301) [hep-ph].
92. *Nason, P.* A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms / P. Nason // Journal of High Energy Physics. — 2004. — Vol. 2004, no. 11. — P. 040—040. — DOI: [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040). — arXiv: [hep-ph/0409146](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146) [hep-ph].
93. *Frixione, S.* Matching NLO QCD computations with parton shower simulations: the POWHEG method / S. Frixione, P. Nason, C. Oleari // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Vol. 2007, no. 11. — P. 070—070. — DOI: [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070). — arXiv: [0709.2092](https://arxiv.org/abs/0709.2092) [hep-ph].
94. A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX / S. Alioli [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2010. — Vol. 2010, no. 6. — DOI: [10.1007/jhep06\(2010\)043](https://doi.org/10.1007/jhep06(2010)043). — arXiv: [1002.2581](https://arxiv.org/abs/1002.2581) [hep-ph].
95. NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG / S. Alioli [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Vol. 2009, no. 04. — P. 002—002. — DOI: [10.1088/1126-6708/2009/04/002](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/04/002). — arXiv: [0812.0578](https://arxiv.org/abs/0812.0578) [hep-ph].
96. HERWIG 6: an event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) / G. Corcella [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2001. — Vol. 2001, no. 01. — P. 010—010. — DOI: [10.1088/1126-6708/2001/01/010](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2001/01/010). — arXiv: [hep-ph/0011363](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0011363) [hep-ph].
97. *Sjöstrand, T.* A brief introduction to PYTHIA 8.1 / T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands // Computer Physics Communications. — 2008. — Vol. 178, no. 11. — P. 852—867. — DOI: [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). — arXiv: [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [hep-ph].
98. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Vol. 2009, no. 02. — P. 007—007. — DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007). — arXiv: [0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [hep-ph].

99. Fiducial, total and differential cross-section measurements of t -channel single top-quark production in pp collisions at 8 TeV using data collected by the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Vol. 77, no. 8. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5061-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5061-9). — arXiv: [1702.02859](https://arxiv.org/abs/1702.02859) [hep-ex].
100. *ATLAS Collaboration*. Proposal for particle-level object and observable definitions for use in physics measurements at the LHC / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-013. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2022743>.
101. Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Physical Review D. — 2012. — Vol. 86, no. 3. — DOI: [10.1103/physrevd.86.032003](https://doi.org/10.1103/physrevd.86.032003). — arXiv: [1207.0319](https://arxiv.org/abs/1207.0319) [hep-ex].
102. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan [et al.] // The European Physical Journal C. — 2011. — Vol. 71, no. 2. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0). — arXiv: [1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [physics.data-an].
103. *ATLAS Collaboration*. Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011 / ATLAS Collaboration, CMS Collaboration, LHC Higgs Combination Group. — CMS-NOTE-2011-005. — Geneva, 2011. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1379837>.
104. HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats / K. Cranmer [et al.]. — CERN-OPEN-2012-016. — New York, 2012. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1456844>.
105. *Read, A. L.* Modified frequentist analysis of search results (the CL_s method) / A. L. Read. — CERN-OPEN-2000-205. — 2000. — URL: <http://cds.cern.ch/record/451614>.
106. *Read, A. L.* Presentation of search results: the CL_s technique / A. L. Read // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2002. — Vol. 28, no. 10. — P. 2693—2704. — DOI: [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
107. *Cowan, G.* Discovery sensitivity for a counting experiment with background uncertainty / G. Cowan. — Egham, 2012. — URL: <https://www.pp.rhul.ac.uk/~cowan/stat/notes/medsigNote.pdf>.

108. TMVA 4 - Toolkit for Multivariate Data Analysis with ROOT: Users Guide / A. Hocker [et al.]. — CERN-OPEN-2007-007. — Geneva, 2007. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1019880>.
109. *ATLAS Collaboration*. Selection of jets produced in 13 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2015-029. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2037702>.
110. New parton distributions for collider physics / H.-L. Lai [et al.] // Physical Review D. — 2010. — Vol. 82, no. 7. — DOI: [10.1103/physrevd.82.074024](https://doi.org/10.1103/physrevd.82.074024). — arXiv: [1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph].
111. Parton distributions with LHC data / R. D. Ball [et al.] // Nuclear Physics B. — 2013. — Vol. 867, no. 2. — P. 244—289. — DOI: [10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2012.10.003). — arXiv: [1207.1303](https://arxiv.org/abs/1207.1303) [hep-ph].
112. Measurement of the Z/γ^* boson transverse momentum distribution in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2014. — Vol. 2014, no. 9. — DOI: [10.1007/jhep09\(2014\)145](https://doi.org/10.1007/jhep09(2014)145). — arXiv: [1406.3660](https://arxiv.org/abs/1406.3660) [hep-ex].
113. *ATLAS Collaboration*. ATLAS Pythia 8 tunes to 7 TeV data / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2014-021. — Geneva, 2014. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1966419>.
114. *Gleisberg, T.* Comix, a new matrix element generator / T. Gleisberg, S. Höche // Journal of High Energy Physics. — 2008. — Vol. 2008, no. 12. — P. 039—039. — DOI: [10.1088/1126-6708/2008/12/039](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/12/039). — arXiv: [0808.3674](https://arxiv.org/abs/0808.3674) [hep-ph].
115. *Cascioli, F.* Scattering Amplitudes with Open Loops / F. Cascioli, P. Maierhöfer, S. Pozzorini // Physical Review Letters. — 2012. — Vol. 108, no. 11. — DOI: [10.1103/physrevlett.108.111601](https://doi.org/10.1103/physrevlett.108.111601). — arXiv: [1111.5206](https://arxiv.org/abs/1111.5206) [hep-ph].
116. *Frixione, S.* A positive-weight next-to-leading-order Monte Carlo for heavy flavour hadroproduction / S. Frixione, G. Ridolfi, P. Nason // Journal of High Energy Physics. — 2007. — Vol. 2007, no. 09. — P. 126—126. — DOI: [10.1088/1126-6708/2007/09/126](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/09/126). — arXiv: [0707.3088](https://arxiv.org/abs/0707.3088) [hep-ph].
117. NLO single-top production matched with shower in POWHEG: s - and t -channel contributions / S. Alioli [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Vol. 2009, no. 09. — P. 111—111. — DOI: [10.1088/1126-6708/2009/09/111](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/09/111). — arXiv: [0907.4076](https://arxiv.org/abs/0907.4076) [hep-ph].

118. *Frederix, R.* Single-top t -channel hadroproduction in the four-flavour scheme with POWHEG and aMC@NLO / R. Frederix, E. Re, P. Torrielli // Journal of High Energy Physics. — 2012. — Vol. 2012, no. 9. — DOI: [10.1007/jhep09\(2012\)130](https://doi.org/10.1007/jhep09(2012)130). — arXiv: [1207.5391](https://arxiv.org/abs/1207.5391) [hep-ph].
119. *Re, E.* Single-top Wt -channel production matched with parton showers using the POWHEG method / E. Re // The European Physical Journal C. — 2011. — Vol. 71, no. 2. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1547-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1547-z). — arXiv: [1009.2450](https://arxiv.org/abs/1009.2450) [hep-ph].
120. *Sjöstrand, T.* PYTHIA 6.4 physics and manual / T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands // Journal of High Energy Physics. — 2006. — Vol. 2006, no. 05. — P. 026—026. — DOI: [10.1088/1126-6708/2006/05/026](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/05/026). — arXiv: [hep-ph/0603175](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603175) [hep-ph].
121. New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis / J. Pumplin [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2002. — Vol. 2002, no. 07. — P. 012—012. — DOI: [10.1088/1126-6708/2002/07/012](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012). — arXiv: [hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195) [hep-ph].
122. *Skands, P. Z.* Tuning Monte Carlo generators: The Perugia tunes / P. Z. Skands // Physical Review D. — 2010. — Vol. 82, no. 7. — DOI: [10.1103/physrevd.82.074018](https://doi.org/10.1103/physrevd.82.074018). — arXiv: [1005.3457](https://arxiv.org/abs/1005.3457) [hep-ph].
123. *Lange, D.* The EvtGen particle decay simulation package / D. Lange // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by S. Erhan, P. Schlein, Y. Rozen. — 2001. — Vol. 462. — P. 152—155. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)00089-4](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00089-4).
124. High-precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at next-to-next-to leading order / C. Anastasiou [et al.] // Physical Review D. — 2004. — Vol. 69, no. 9. — DOI: [10.1103/physrevd.69.094008](https://doi.org/10.1103/physrevd.69.094008). — arXiv: [hep-ph/0312266](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0312266) [hep-ph].
125. NLO matrix elements and truncated showers / S. Höche [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2011. — Vol. 2011, no. 8. — DOI: [10.1007/jhep08\(2011\)123](https://doi.org/10.1007/jhep08(2011)123). — arXiv: [1009.1127](https://arxiv.org/abs/1009.1127) [hep-ph].
126. *Czakon, M.* Total Top-Quark Pair-Production Cross Section at Hadron Colliders Through $O(\alpha_s^4)$ / M. Czakon, P. Fiedler, A. Mitov // Physical Review Letters. — 2013. — Vol. 110, no. 25. — DOI: [10.1103/physrevlett.110.252004](https://doi.org/10.1103/physrevlett.110.252004). — arXiv: [1303.6254](https://arxiv.org/abs/1303.6254) [hep-ph].

127. *Czakon, M.* Top++: A program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders / M. Czakon, A. Mitov // Computer Physics Communications. — 2014. — Vol. 185, no. 11. — P. 2930—2938. — DOI: [10.1016/j.cpc.2014.06.021](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2014.06.021). — arXiv: [1112.5675](https://arxiv.org/abs/1112.5675) [hep-ph].
128. *Kidonakis, N.* Next-to-next-to-leading logarithm resummation for s -channel single top quark production / N. Kidonakis // Physical Review D. — 2010. — Vol. 81, no. 5. — DOI: [10.1103/physrevd.81.054028](https://doi.org/10.1103/physrevd.81.054028). — arXiv: [1001.5034](https://arxiv.org/abs/1001.5034) [hep-ph].
129. *Kidonakis, N.* Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W^- or H^- / N. Kidonakis // Physical Review D. — 2010. — Vol. 82, no. 5. — DOI: [10.1103/physrevd.82.054018](https://doi.org/10.1103/physrevd.82.054018). — arXiv: [1005.4451](https://arxiv.org/abs/1005.4451) [hep-ph].
130. *ATLAS Collaboration.* Muon reconstruction performance in early $\sqrt{s} = 13$ TeV data / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-037. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2047831>.
131. *ATLAS Collaboration.* Electron identification measurements in ATLAS using $\sqrt{s} = 13$ TeV data with 50 ns bunch spacing / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-041. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2048202>.
132. *ATLAS Collaboration.* Jet Calibration and Systematic Uncertainties for Jets Reconstructed in the ATLAS Detector at $\sqrt{s} = 13$ TeV / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-015. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2037613>.
133. *ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2019. — Vol. 79, no. 11. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-019-7450-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7450-8). — arXiv: [1907.05120](https://arxiv.org/abs/1907.05120) [hep-ex].*
134. *ATLAS Collaboration.* Calibration of light-flavour b -jet mistagging rates using ATLAS proton-proton collision data at $\sqrt{s} = 13$ TeV / ATLAS Collaboration. — ATLAS-CONF-2018-006. — Geneva, 2018. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2314418>.
135. *ATLAS Collaboration.* Commissioning of the ATLAS b -tagging algorithms using $t\bar{t}$ events in early Run-2 data / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-039. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2047871>.

136. *ATLAS Collaboration*. Expected performance of the ATLAS b -tagging algorithms in Run-2 / ATLAS Collaboration. — ATL-PHYS-PUB-2015-022. — Geneva, 2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2037697>.
137. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC / M. Aaboud [et al.] // The European Physical Journal C. — 2016. — Vol. 76, no. 12. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4466-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4466-1). — arXiv: [1608.03953](https://arxiv.org/abs/1608.03953) [hep-ex].
138. Measurement of the Inelastic Proton-Proton Cross Section at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector at the LHC / M. Aaboud [et al.] // Physical Review Letters. — 2016. — Vol. 117, no. 18. — DOI: [10.1103/physrevlett.117.182002](https://doi.org/10.1103/physrevlett.117.182002). — arXiv: [1606.02625](https://arxiv.org/abs/1606.02625) [hep-ex].
139. *Campbell, J. M.* Vector boson pair production at the LHC / J. M. Campbell, R. K. Ellis, C. Williams // Journal of High Energy Physics. — 2011. — Vol. 2011, no. 7. — DOI: [10.1007/jhep07\(2011\)018](https://doi.org/10.1007/jhep07(2011)018). — arXiv: [1105.0020](https://arxiv.org/abs/1105.0020) [hep-ph].
140. Measurement of the cross-section for producing a W boson in association with a single top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with ATLAS / M. Aaboud [et al.] // JHEP. — 2018. — Vol. 01. — P. 063. — DOI: [10.1007/JHEP01\(2018\)063](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2018)063). — arXiv: [1612.07231](https://arxiv.org/abs/1612.07231) [hep-ex].
141. The RooStats Project / L. Moneta [et al.] // PoS / ed. by T. Speer [et al.]. — 2010. — Vol. ACAT2010. — P. 057. — DOI: [10.22323/1.093.0057](https://doi.org/10.22323/1.093.0057). — arXiv: [1009.1003](https://arxiv.org/abs/1009.1003) [physics.data-an].
142. *Verkerke, W.* The RooFit toolkit for data modeling / W. Verkerke, D. P. Kirkby // eConf/ ed. by L. Lyons, M. Karagoz. — 2003. — Vol. C0303241. — MOLT007. — arXiv: [physics/0306116](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0306116).
143. Interpolation between multi-dimensional histograms using a new non-linear moment morphing method / M. Baak [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2015. — Vol. 771. — P. 39–48. — DOI: [10.1016/j.nima.2014.10.033](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.033). — arXiv: [1410.7388](https://arxiv.org/abs/1410.7388) [physics.data-an].
144. Search for production of WW/WZ resonances decaying to a lepton, neutrino and jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // The European Physical Journal C. — 2015. — Vol. 75, no. 5. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3425-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3425-6). — arXiv: [1503.04677](https://arxiv.org/abs/1503.04677) [hep-ex].

145. Search for WZ resonances in the fully leptonic channel using pp collisions $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Physics Letters B. — 2014. — Vol. 737. — P. 223—243. — DOI: [10.1016/j.physletb.2014.08.039](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.08.039). — arXiv: [hep-ex/1406.4456](https://arxiv.org/abs/hep-ex/1406.4456) [hep-ph].
146. Search for WW/WZ resonance production in $\ell\nu qq$ final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // JHEP. — 2018. — Vol. 03. — P. 042. — DOI: [10.1007/JHEP03\(2018\)042](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2018)042). — arXiv: [1710.07235](https://arxiv.org/abs/1710.07235) [hep-ex].
147. Search for diboson resonances with boson-tagged jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 777. — P. 91—113. — DOI: [10.1016/j.physletb.2017.12.011](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.12.011). — arXiv: [1708.04445](https://arxiv.org/abs/1708.04445) [hep-ex].
148. Search for heavy ZZ resonances in the $\ell^+\ell^-\ell^+\ell^-$ and $\ell^+\ell^-\nu\bar{\nu}$ final states using proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 4. — P. 293. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-018-5686-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5686-3). — arXiv: [1712.06386](https://arxiv.org/abs/1712.06386) [hep-ex].
149. Search for heavy resonances decaying into WW in the $e\nu\mu\nu$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 1. — P. 24. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-017-5491-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5491-4). — arXiv: [1710.01123](https://arxiv.org/abs/1710.01123) [hep-ex].
150. Search for resonant WZ production in the fully leptonic final state in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 787. — P. 68—88. — DOI: [10.1016/j.physletb.2018.10.021](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2018.10.021). — arXiv: [1806.01532](https://arxiv.org/abs/1806.01532) [hep-ex].
151. *ATLAS Collaboration*. Improving jet substructure performance in ATLAS using Track-CaloClusters : tech. rep. / ATLAS Collaboration ; CERN. — Geneva, 2017. — ATL-PHYS-PUB-2017—015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2275636>.
152. *Sherstinsky, A.* Fundamentals of Recurrent Neural Network (RNN) and Long Short-Term Memory (LSTM) network / A. Sherstinsky // Physica D: Nonlinear Phenomena. — 2020. — Vol. 404. — P. 132306. — DOI: [10.1016/j.physd.2019.132306](https://doi.org/10.1016/j.physd.2019.132306). — arXiv: [1808.03314](https://arxiv.org/abs/1808.03314) [cs.LG].

153. Strong W^+W^+ scattering signals at pp supercolliders / V. D. Barger [et al.] // Phys. Rev. D. — 1990. — Vol. 42. — P. 3052—3077. — DOI: [10.1103/PhysRevD.42.3052](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.42.3052).
154. The PDF4LHC Working Group Interim Report / S. Alekhin [et al.]. — 2011. — arXiv: [1101.0536](https://arxiv.org/abs/1101.0536) [hep-ph].
155. Parton distributions for the LHC run II / R. D. Ball [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2015. — Vol. 2015, no. 4. — DOI: [10.1007/jhep04\(2015\)040](https://doi.org/10.1007/jhep04(2015)040). — arXiv: [1410.8849](https://arxiv.org/abs/1410.8849) [hep-ph].

Список рисунков

1.1	Схематическое изображение фундаментальных частиц SM: три поколения фермионов с их переносчиками взаимодействий и бозон Хиггса.	13
1.2	Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс рассеяния векторных бозонов в лидирующем порядке теории возмущений. Пунктирные и волнистые линии представляют собой бозоны Хиггса и векторные бозоны соответственно.	15
1.3	Схематическое изображение возможных ситуаций обнаружения новой физики через поиск резонансной структуры над фоном SM (a) и через поиск небольшого отклонения распределения событий по наблюдаемым величинам относительно предсказаний SM (б). Возможные проявления новой физики показаны красной линией, а предсказания SM — синей.	17
1.4	Относительные парциальные ширины двухчастичных распадов нейтральных Z' в зависимости от их массы для Модели A (a) и Модели B (б) [5].	20
1.5	Диаграммы Фейнмана для рождения W' -бозонов через процессы Дрелла-Яна (a) и слияния векторных бозонов (б).	20
1.6	Схематический рисунок пятимерного пространства с двумя бранами в RS модели.	21
1.7	Диаграмма Фейнмана для основного канала рождения G_{KK}	22
2.1	Схема ускорительного комплекса LHC.	24
2.2	Схематичный вид установки ATLAS.	24
2.3	Зависимость полной интегральной светимости от времени (a) и распределение количества наложенных протонных соударений (б) в детекторе ATLAS в течение сеанса Run-2 [54].	25
2.4	Система координат детектора ATLAS.	26
2.5	Схематичный вид внутреннего детектора.	27
2.6	Система калориметров детектора ATLAS.	30
2.7	Общая схема модуля TileCal (a) и структура его ячеек в боковой цилиндрической секции (б).	31

2.8	Четверть мюонного спектрометра в разрезе.	32
2.9	Схема работы триггера и системы сбора данных ATLAS в сеансе Run-2 [55].	34
2.10	Схема модели обработки данных в эксперименте ATLAS. Для каждого формата данных указан приблизительный размер одного события.	36
3.1	Распределение кандидатов в мюоны, отобранных триггером L1_MU20, по псевдобыстроте с включенным (чёрная линия) и выключенным (синие точки) L1 Tile-Muon триггером в данных 2018 года. Красные прямоугольники показывают области покрытия внешнего слоя ячеек TileCal [59].	38
3.2	Эффективность регистрации мюонов (чёрная кривая) и степень подавления ложных срабатываний триггера (красная кривая) в зависимости от триггерного порогового значения для ячеек D5 + D6. Оценки проведены на прототипе электроники и данных 2011 года [60].	39
3.3	Иллюстрация совпадений между внешними D5 и D6 ячейками TileCal и камерами TGC в области $1.0 < \eta < 1.3$ (заштрихованная красным область) [60].	40
3.4	Архитектура системы Tile-Muon триггера [28].	41
3.5	Схематическое изображение устройства электронной платы TMDB [28].	42
3.6	Архитектура микропрограммного обеспечения [28].	43
3.7	Калибровочные константы MF вычисляются из результата линейного фитирования между реконструированной энергией TMDB в произвольных единицах (AU) и энергией в МэВ, полученной в ходе обычной оффлайн реконструкции TileCal [28].	44
3.8	Вывод программой EventViewer «сырых» данных с TMDB (а) и трёх декодированных фрагментов (см. текст): 0x40 (б), 0x41 (в) и 0x42 (г), .	46
3.9	Фотография 9U TileCal крейта с установленными платами TMDB в контрольной комнате USA-15 рядом с детектором ATLAS [28].	47
3.10	Карта электронного шума каналов, измеренная с помощью TMDB. Среднеквадратичные значения шума каждого канала, преобразованные в МэВ, показаны на графике. Проблемные каналы представлены белым цветом [28].	48

3.11	Зависимость частоты срабатываний триггера L1_MU20 от мгновенной светимости. Красные (чёрные) точки соответствуют данным 2018 года при энергиях pp -соударений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, записанным с включенным (выключенным) L1 Tile-Muon триггером [59].	49
3.12	Эффективность обнаружения мюонов распада $Z \rightarrow \mu\mu$ триггером L1_MU20 как функция p_T мюона, реконструированного оффлайн, на данных 2018 года при энергиях pp -соударений в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.	49
4.1	Схема взаимодействия различных типов частиц, образующихся при столкновении протонов, во время их прохождения через подсистемы детектора ATLAS.	50
4.2	Смоделированное угловое расстояние между лёгкими кварком и антикварком в распаде $W \rightarrow qq$ в зависимости от поперечного импульса W -бозона [81].	57
4.3	Схематическое изображение алгоритма тримминга для толстых струй [81].	58
4.4	Разрешение по массе для толстых струй, возникших вследствие распадов V -бозонов, как функция p_T струи. Разрешение оценивается как половина 68 % интерквартильного размаха (IQnR), деленного на медиану, что в идеальном гауссовом случае совпадает со стандартным отклонением. Масса струи определена как калориметрическая (красная пунктирная линия), трековая (синяя сплошная линия) и комбинированная (чёрная пунктирная линия) [84].	59
4.5	Схематическое изображение внутренней структуры толстой струи от распада V -бозона (а) и типичной массивной КХД струи (б), в которых преобладают коллинеарное (синее), мягкое (зеленое) и коллинеарно–мягкое (оранжевое) КХД излучение [85].	60
4.6	Фазовое пространство, определенное энергетическими корреляционными функциями $e_2^{(\beta)}$, $e_3^{(\beta)}$. Фазовое пространство разделено на однопиковую (синую) и двухпиковую (красную) области с границей, соответствующей $e_3 \sim (e_2)^3$ [85].	61

4.7	Распределение событий с толстыми струями, образованными от распада Z -бозонов (красная линия), и с толстыми фоновыми КХД струями, ассоциировано рожденными с Z -бозонами (синяя линия), по переменной D_2 . События смоделированы генераторами MadGraph5+Pythia 8 [85].	62
5.1	Схематическое изображение pp -соударения в коллайдере [88].	65
5.2	Набор функций распределения партонов ММНТ2014 NNLO для протона при энергетических масштабах $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$ (а) и $Q^2 = 10^4 \text{ ГэВ}^2$ (б) [90].	66
5.3	Иллюстрация связи p_0 -значения и наблюдаемого значения тестовой статистики q_0^{obs} через функцию плотности вероятности $f(q_0 b)$ (а), связи p_0 -значения и значимости Z через стандартное нормальное распределение $y = (1/\sqrt{2\pi})e^{-x^2/2}$ (б)	70
5.4	Иллюстрация к определению p -значений сигнальной и фоновой гипотезы через их функции плотности вероятности.	71
6.1	Диаграммы Фейнмана для рождения тяжёлого резонанса X через процессы слияния глюонов (а), через процессы Дрелла-Яна (б) и через процессы слияния векторных бозонов (в) [25].	74
6.2	Примеры диаграмм Фейнмана для фоновых процессов в лидирующем порядке теории возмущений: ассоциированное рождение струй с Z -бозоном (а), одиночное рождение t -кварка через s - (б), t - (в), Wt -каналы (г), рождение пары $t\bar{t}$ (д) и (е), рождение дибозонов SM через s - (ж), t -каналы (и).	77
6.3	Иллюстрация метода классификации событий по семи сигнальным областям в поиске $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$. Категория VBF предназначена для отбора событий рождения резонансов через процессы слияния бозонов, а категория ggF или DY — для всех остальных событий, не прошедших отбор в VBF. Поиск $H \rightarrow ZZ$ проходит во всех семи сигнальных областях, поиск $W' \rightarrow ZW$ в шести, исключая область ggF bT RR SR, а поиск $G_{KK} \rightarrow ZZ$ только в четырёх, полностью исключая VBF категорию [25].	81

- 6.4 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по инвариантной массе пары электронов (а) и пары мюонов (б) распада Z -бозона после применения отбора $Z \rightarrow \ell\ell$. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий ggF рождения тяжёлого Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 2$ пб. Цветными гистограммами представлены вклады основных фоновых процессов, уточнённые по результатам совместного фитирования наблюдаемых данных по всем SR и CR областям в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$). В нижней части графиков приведено отношение количества наблюдаемых событий к сумме событий всех фоновых предсказаний SM. Для наблюдаемых данных (чёрные точки) представлены статистические погрешности. Заштрихованные области представляют совокупность всех систематических погрешностей, связанных с описанием фона SM [29]. 82
- 6.5 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по кинематическим переменным $\min(p_T^{\ell\ell}, p_T^J) / m_{\ell\ell J}$ (а) и $\sqrt{(p_T^{\ell\ell})^2 + (p_T^{jj})^2} / m_{\ell\ell jj}$ (б) после применения отбора $Z \rightarrow \ell\ell$. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.4. . 83
- 6.6 Иллюстрация метода отбора событий в области «низкой чистоты» (LP) и «высокой чистоты» (HP) MR SR и ZCR с помощью конфигураций рабочих точек (WP) переменных D_2 и m_J алгоритма мечения бозонов. 84

- 6.7 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по массе m_J толстой струи (а) и инвариантной массе тонких струй m_{jj} (б) распада $V \rightarrow qq$ после применения отбора $Z \rightarrow \ell\ell$. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий ggF рождения тяжёлого Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 2$ пб. Цветными гистограммами представлены вклады основных фоновых процессов, уточнённые по результатам совместного фитирования наблюдаемых данных по всем SR и CR областям в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$). В средней части графиков приведено отношение количества наблюдаемых событий к сумме событий всех фоновых предсказаний SM. В нижней части графиков показано отношения вкладов фоновых процессов SM до и после их уточнения по результатам фитирования. Для наблюдаемых данных (чёрные точки) представлены статистические погрешности. Заштрихованные области представляют совокупность всех погрешностей, связанных с описанием фона SM [25]. 85
- 6.8 Зависимость $A \times \epsilon$ от массы смоделированных сигналов ggF H (а) и VBF H (б), DY W' (в) и VBF W' (г), G_{KK} при $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ (д) и $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ (е) в MR, RR регионах (цветные кривые) и полной области фазового пространства (чёрная линия). Все систематические и статистические неопределенности представлены в виде заштрихованной области [25]. 86
- 6.9 Наблюдаемое и ожидаемое количество событий в контрольных областях поиска тяжёлого бозона Хиггса. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.7 [25]. 94
- 6.10 Наблюдаемые и ожидаемые распределения по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска тяжёлого бозона Хиггса в областях ggF HP MR SR (а), ggF LP MR SR (б), ggF bT RR SR (в) и ggF UT RR SR (г). Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий ggF рождения тяжёлого бозона Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 20$ фб. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.7 [25]. 95

- 6.11 Наблюдаемые и ожидаемые распределения по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска тяжёлого бозона Хиггса в областях VBF HP MR SR (а), VBF LP MR SR (б) и VBF RR SR (в). Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий VBF рождения тяжёлого бозона Хиггса с массой 1 ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 20$ фб. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.7 [25]. 96
- 6.12 Наблюдаемое p_0 -значение как функция от массы тяжёлого бозона Хиггса. 98
- 6.13 Верхние наблюдаемые (чёрная кривая) и ожидаемые (чёрная пунктирная кривая) пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{\text{ggF}} H \rightarrow ZZ)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{\text{VBF}} H \rightarrow ZZ)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$ и $\nu\nu qq$ каналов распада дибозонов. Для ожидаемых пределов показаны зелёная и жёлтая полосы неопределенностей в одно и два стандартных отклонения соответственно. Ожидаемые пределы каналов $\ell\ell qq$ (фиолетовая пунктирная кривая) и $\nu\nu qq$ (синяя пунктирная кривая) показаны для сравнения [25]. 99
- 6.14 Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{\text{DY}} W' \rightarrow ZW)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{\text{VBF}} W' \rightarrow ZW)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$ и $\nu\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красными кривыми представлены теоретические сечения рождения тяжёлых W' -бозонов в Моделях А, В и VBF. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [25]. 99
- 6.15 Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \rightarrow G_{KK} \rightarrow ZZ)$ для моделей с $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ (а) и $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$ и $\nu\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красными кривыми представлены теоретические сечения рождения тяжёлых G_{KK} в моделях с $k/\overline{M}_{Pl} = 1$ и $k/\overline{M}_{Pl} = 0.5$. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [25]. 100

- 6.16 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска $X \rightarrow ZZ$ во всех сигнальных областях. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.4 [26]. 103
- 6.17 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по инвариантной массе конечного состояния $\ell\ell qq$ поиска $X \rightarrow ZW$ во всех сигнальных областях. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.4 [26]. 104
- 6.18 Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{\text{DY}} W' \rightarrow ZW)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{\text{VBF}} W' \rightarrow ZW)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$, $\nu\nu qq$ и $\ell\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красными кривыми представлены теоретические сечения рождения тяжёлых W' -бозонов в Моделях А, В и VBF. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [26]. 106
- 6.19 Верхние наблюдаемые и ожидаемые пределы на $\sigma(pp \xrightarrow{\text{ggF}} G_{KK} \rightarrow ZZ)$ (а) и $\sigma(pp \xrightarrow{\text{ggF}} G_{KK} \rightarrow VV)$ (б), установленные с уровнем достоверности 95 % для объединения $\ell\ell qq$, $\nu\nu qq$ и $\ell\nu qq$ каналов распада дибозонов. Красной кривой представлены теоретические сечения рождения тяжёлых G_{KK} в модели с $k/\overline{M}_{Pl} = 1$. Описание остальных условных обозначений приведено в подписи к рисунку 6.13 [26]. 106
- 7.1 Диаграммы Фейнмана для рождения $VVjj$ через процесс VBS (а), через остальные электрослабые процессы non-VBS (б) и через процессы QCD (в) [29]. 108

- 7.2 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по кинематическим переменным m_{jj}^{tag} (а) и ζ_V (б) в области HP MR SR. Цветными гистограммами представлены вклады фоновых и сигнальных EW $VVjj$ процессов, которые были уточнены из результатов совместного фитирования наблюдаемых данных по всем сигнальным и контрольным областям. Красной линией показано ожидаемое распределение сигнальных событий электрослабого рождения $VVjj$ с коэффициентом масштабирования равным 30. В средней части графиков приведено отношение числа событий наблюдаемых данных к сумме событий сигнальных и фоновых предсказаний SM. В нижней части графиков показаны отношения вкладов фоновых процессов SM до и после их уточнения по результатам фитирования. Для наблюдаемых данных (чёрные точки) представлены статистические погрешности. Заштрихованные области представляют совокупность всех погрешностей, связанных с описанием сигнальных и фоновых процессов [29]. 113
- 7.3 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по кинематическим переменным m_{jj}^{tag} (а), $p_T^{j_2}$ (б) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2 [29]. 114
- 7.4 Матрицы корреляции дискриминирующих переменных BDT для сигнальных и фоновых процессов в областях MR SR (а) и (б), RR SR (в) и (г) соответственно. 115
- 7.5 Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по основной дискриминирующей переменной BDT в областях HP MR SR (а), LP MR SR (б) и RR SR (в). Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2 [29]. 116
- 7.6 Установленное значение параметра силы сигнала $\mu_{EW VVjj}^{\text{obs}}$ для индивидуальных полулептонных каналов $\ell\ell qq$ (2-lepton), $\ell\nu qq$ (1-lepton) и $\nu\nu qq$ (0-lepton), а также их объединения (combination) [29]. 121
- A.1 Неопределенности масштаба КХД как функция от массы ggF H (а), VBF H (б). 163
- A.2 Неопределенности PDF как функция от массы ggF H (а), VBF H (б), DY W' (в), VBF W' (г) и G_{KK} (д). 164

A.3	Неопределенности ISR/FSR как функция от массы DY W' (а), VBF W' (б) и G_{KK} (в).	165
B.1	Оценка изменения значений NP и их неопределенностей после фитирования.	170
B.2	Матрица корреляции. Представлены только параметры с коэффициентами корреляции больше 20 %.	172
Г.1	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным ζ_V (а), $\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}$ (б), m_{jj}^{tag} (в) и $D_2^{(\beta=1)}$ (г) в области HP MR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	173
Г.2	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным p_T^{VV} (а), p_T^{VVjj} (б), p_T^{tag,j_2} (в) и m_{VV} (г) в области HP MR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	174
Г.3	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным ζ_V (а), $\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}$ (б), m_{jj}^{tag} (в) и $D_2^{(\beta=1)}$ (г) в области LP MR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	175
Г.4	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным p_T^{VV} (а), p_T^{VVjj} (б), p_T^{tag,j_2} (в) и m_{VV} (г) в области LP MR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	176
Г.5	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным $n_{\text{tracks}}^{j_1}$ (а), $n_{\text{tracks}}^{j_2}$ (б), $n_{\text{tracks}}^{\text{tag},j_1}$ (в) и $n_{\text{tracks}}^{\text{tag},j_2}$ (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	177
Г.6	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным w^{j_1} (а), w^{j_2} (б), w^{tag,j_1} (в) и w^{tag,j_2} (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	178
Г.7	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным $p_T^{j_2}$ (а), m_{VV} (б), $\Delta\eta_{jj}$ (в) и p_T^{tag,j_2} (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	179
Г.8	Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным ζ_V (а), $n_{j,\text{track}}$ (б), m_{jj}^{tag} (в) и $\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}$ (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.	180

Список таблиц

1	Список триггеров, отбирающих события для анализа по поиску резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$ в периоды набора данных 2015–2016 годов.	76
2	Критерии отбора объектов, используемых в анализе по поиску тяжёлых резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$	79
3	Критерии и последовательность отбора событий, используемые в анализе по поиску тяжёлых резонансов $X \rightarrow ZV \rightarrow \ell\ell qq$	80
4	Основные источники относительных погрешностей параметра силы сигнала μ , определяемого из результата фитирования гипотетического рождения H -бозона через процесс ggF с $m_H = 1.2$ ТэВ и $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) = 13$ фб. Значение $\Delta\mu$ для каждой систематической погрешности оценивается как $\Delta\mu = \mu_\theta - \mu$, где сила сигнала μ_θ определяется из фитирования при сдвиге неинформативного параметра θ на $\pm 1\sigma$	91
5	Экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в поиске $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Основные дискриминирующие переменные $m_{\ell\ell J}$, $m_{\ell\ell jj}$ и количество событий N_{tot} — это распределение событий по инвариантной массе $\ell\ell qq$ в MR, RR режимах и их общее число в данном регионе соответственно.	92
6	Экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в поиске $W' \rightarrow ZW \rightarrow \ell\ell qq$. Описание обозначений аналогично приведённому в подписи к таблице 5.	93
7	Экспериментальные данные n^{obs} и нормировочные параметры фоновых процессов $\vec{\beta}$, которые используются для построения функции правдоподобия в поиске $G_{KK} \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell qq$. Описание обозначений аналогично приведённому в подписи к таблице 5.	93

8	Полученные значения нормировочных параметров фоновых процессов $\vec{\beta}$. Отдельное фитирование в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$) выполнено одновременно во всех сигнальных и контрольных областях для каждого типа сигнала.	94
9	Количество наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий в сигнальных областях. Ожидаемые события для каждого типа сигнала оценены по результатам отдельных фитирований в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$), которые выполнены одновременно во всех областях SR и CR [25].	97
10	Диапазоны исключённых масс для моделей HVT и RS, установленные по данным сеансов Run-1 и Run-2 эксперимента ATLAS для разных каналов распада дибозонов. Существование резонансов с такими массами исключено на уровне достоверности 95 %.	101
11	Количество наблюдаемых и ожидаемых фоновых событий в сигнальных областях. Ожидаемые события для каждого типа поиска оценены по результатам отдельных фитирований в рамках фоновой гипотезы ($\mu = 0$), которые выполнены одновременно во всех областях SR и CR [26].	105
12	Критерии и последовательность отбора событий, используемые в анализе по поиску VBS.	109
13	Выбранные значения внутренних настроек классификатора BDT в программном пакете TMVA [108].	110
14	Входные дискриминирующие переменные классификатора BDT. В последних колонках указан уровень значимости переменной в классификаторе для режима MR и RR.	112
15	Определение фидуциарного фазового объёма, используемого для измерения сечения электрослабого рождения $VVjj$	117
16	Основные источники относительных погрешностей параметра силы сигнала μ , определяемого из результата фитирования по всем полулептонным конечным состояниям VV . Значение $\Delta\mu$ для каждой систематической погрешности оценивается как $\Delta\mu = \mu_\theta - \mu$, где сила сигнала μ_θ определяется из фитирования при сдвиге неинформативного параметра θ на $\pm 1\sigma$ [29].	119

- 17 Экспериментальные данные n^{obs} , которые используются для построения функции правдоподобия в поиске VBS. Основные дискриминирующие переменные BDT и кинематическая переменная m_{jj}^{tag} — это распределение событий по выходу классификатора BDT и инвариантной массе пары струй j^{tag} в данном регионе соответственно [29]. 120
- 18 Количество наблюдаемых, а также ожидаемых сигнальных и фоновых событий в областях SR. Ожидаемые события оценены в рамках сигнальной гипотезы ($\mu > 0$) по результатам фитирования, которое выполнено одновременно во всех областях SR и CR [29]. . . . 121
- 19 Предсказанные и измеренные фидуциарные сечения электрослабого рождения $ZVjj$ [29]. 122
- 20 Неинформативные параметры и соответствующие источники систематических погрешностей, включённые в анализ по поиску дибозонных резонансов. 166
- 21 Нормировочные параметры фоновых процессов, включённые в анализ по поиску тяжёлого гравитона Рэндалл–Сандрума. 171

Приложение А

Оценка неопределенностей моделирования сигнальных процессов в анализе по поиску тяжёлых резонансов

Систематические неопределенности моделирования сигнальных процессов определялись по изменению аксептанса A (см. параграф 5.2) при варьировании наборов PDF, параметров моделирования ISR/FSR и параметров энергетического масштаба КХД μ_F , μ_R (см. параграф 5.1). Для каждого из них в качестве значения погрешности бралось максимальное отклонение A относительно номинального значения. Фидуциарное фазовое пространство анализа определено на уровне смоделированных генератором известных (truth) частиц и максимально точно соответствует введенным областям SR из таблицы 3.

Систематические неопределенности, связанные с выбором энергетического масштаба КХД для тяжёлого Хиггса, оценивались путем одновременного увеличения и уменьшения в два раза значений параметров μ_F и μ_R . Полученные погрешности представлены на рисунке А.1.

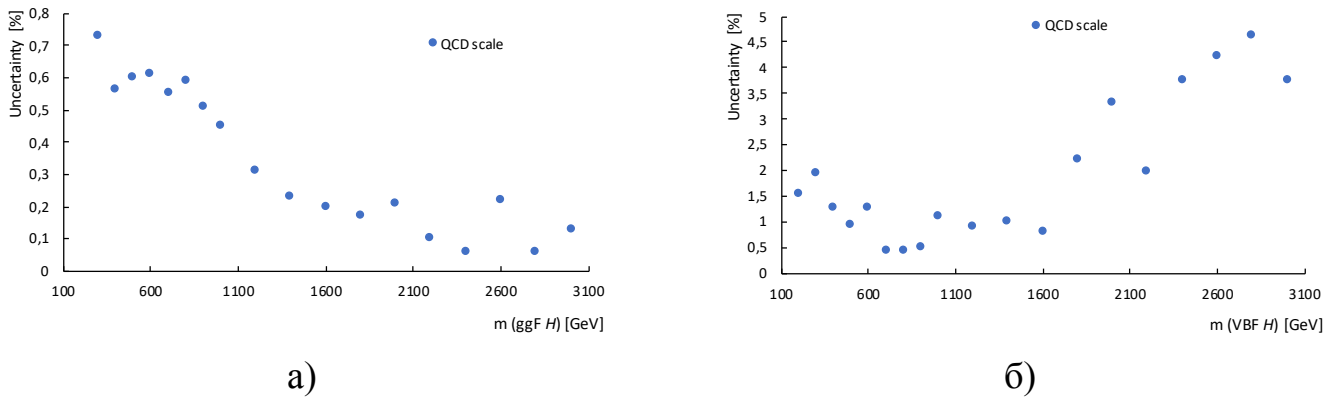


Рисунок А.1 — Неопределенности масштаба КХД как функция от массы $ggF H$ (а), $VBF H$ (б).

Неопределенности, связанные с выбором PDF, вычислялись путем изменения стандартного набора функций распределения партонов CT10 (NNPDF23LO) на альтернативные наборы MMHT2014LO [90] и NNPDF30NLO [155] (CT10 и MMHT2014LO) для тяжёлого Хиггса (W' и G_{KK}). Дополнительно оценивались погрешности по внутренним наборам ошибок стандартных PDF. Определение функций распределения партонов для наборов CT10 и NNPDF23LO основано на

разных подходах, поэтому алгоритмы вычисления этих неопределенностей существенно отличаются друг от друга [154]. Общие погрешности PDF показаны на рисунке A.2.

Неопределенности ISR/FSR, представленные на рисунке A.3, оценивались путем изменения соответствующих параметров в настройке A14-NNPDF [113] для сигналов W' и G_{KK} .

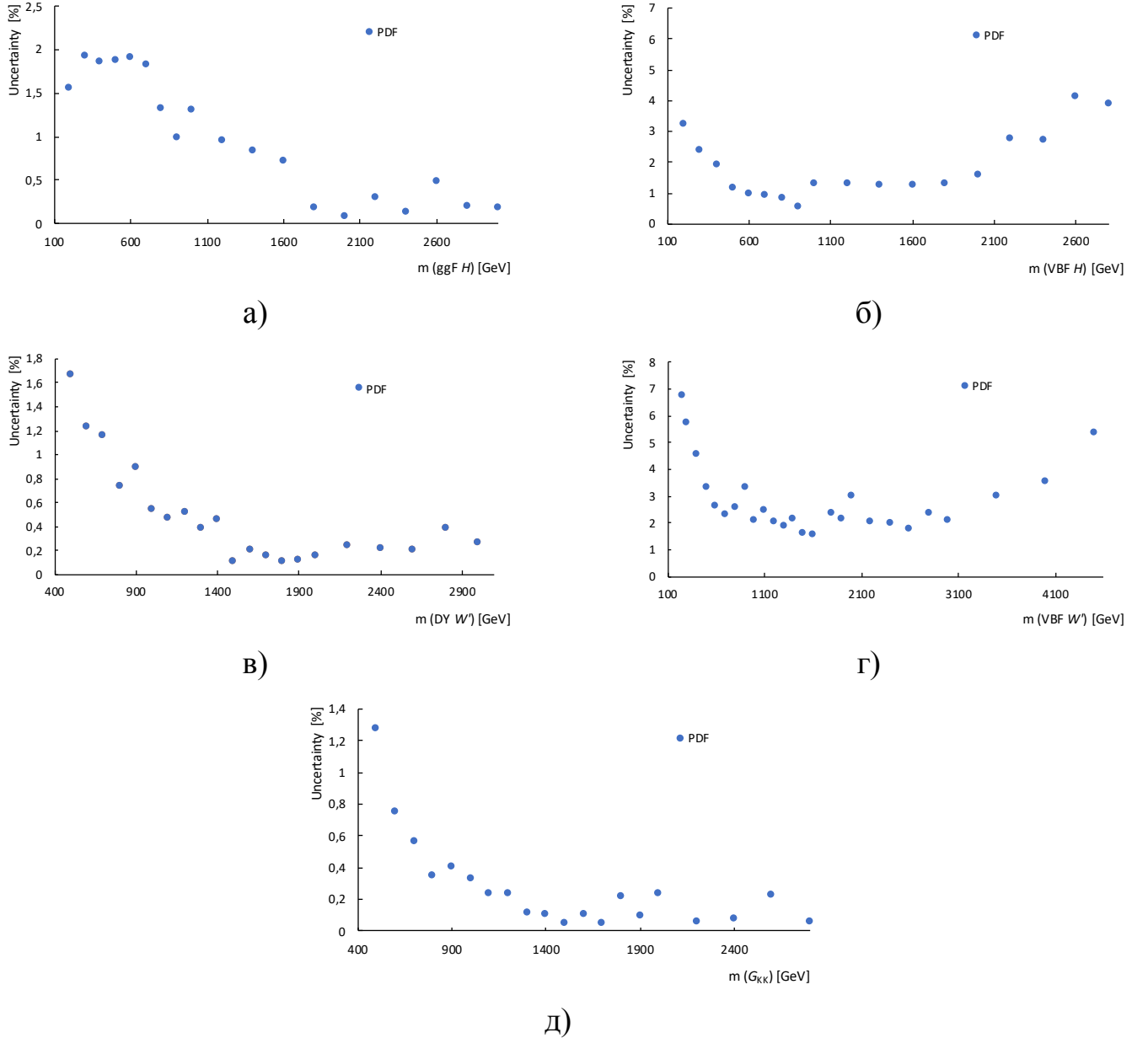
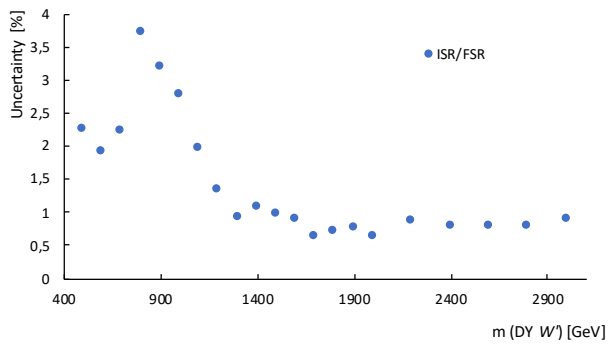
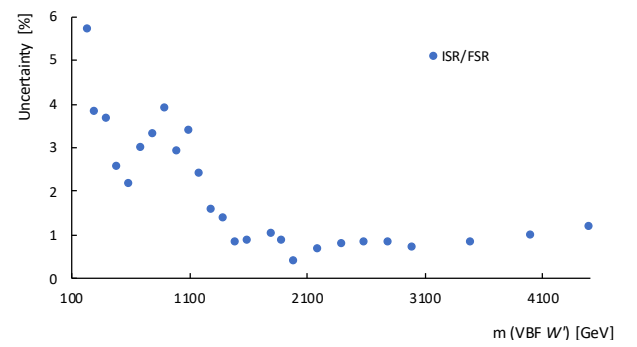


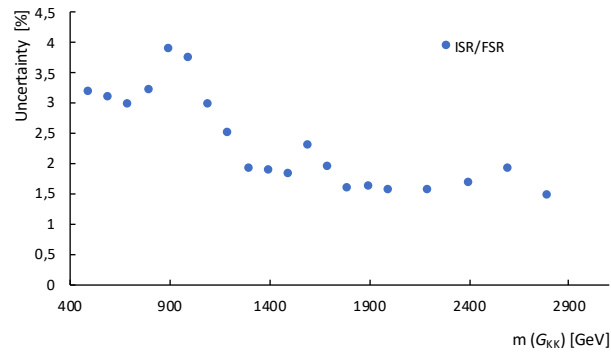
Рисунок A.2 — Неопределенности PDF как функция от массы $\text{ggF } H$ (а), $\text{VBF } H$ (б), $\text{DY } W'$ (в), $\text{VBF } W'$ (г) и G_{KK} (д).



a)



б)



в)

Рисунок А.3 — Неопределенности ISR/FSR как функция от массы DY W' (а), VBF W' (б) и G_{KK} (в).

Приложение Б

Список неинформативных параметров в поиске тяжёлых резонансов

В таблице 20 представлен список неинформативных параметров, используемых при фитировании в анализе по поиску дибозонных резонансов, как описано в параграфе 6.11.

Таблица 20 — Неинформативные параметры и соответствующие источники систематических погрешностей, включённые в анализ по поиску дибозонных резонансов.

Неинформативный параметр θ	Описание
Электроны	
EG_SCALE_ALL	энергетическая шкала (калибровка)
EG_RESOLUTION_ALL	энергетическое разрешение
EL_EFF_ID_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR	эффективность идентификации
EL_EFF_Iso_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR	эффективность изоляции
EL_EFF_Reco_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR	эффективность реконструкции
EL_EFF_Trigger_TOTAL_1NPCOR_PLUS_UNCOR	эффективность триггера
Мюоны	
MUON_EFF_SYS	эффективность реконструкции и идентификации
MUON_EFF_TrigStatUncertainty	эффективность триггера
MUON_EFF_TrigtUncertainty	эффективность триггера
MUON_ID	импульсное разрешение внутреннего детектора
MUON_MS	импульсное разрешение мюонного спектрометра
MUON_SCALE	импульсная шкала
MUON_SAGITTA_RESBIAS	зарядозависимая импульсная шкала
MUON_SAGITTA_RHO	зарядозависимая импульсная шкала
MUON_TTV_STAT	эффективность ассоциации вершины и трека
MUON_TTVA_SYS	эффективность ассоциации вершины и трека

продолжение следует

(продолжение)

Неинформативный параметр θ	Описание
MUON_ISO_SYS	эффективность изоляции
MUON_ISO_STAT	эффективность изоляции
Тонкие струи	
JET_21NP_JET_BJES_Response	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_1	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_2	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_3	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_4	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_5	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_6	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_7	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EffectiveNP_8restTerm	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EtaIntercalibration_Modelling	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EtaIntercalibration_NonClosure	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_EtaIntercalibration_TotalStat	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_Flavor_Composition	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_Flavor_Response	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_Pileup_OffsetMu	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_Pileup_OffsetNPV	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_Pileup_PtTerm	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_Pileup_RhoTopology	энергетическая шкала
JET_21NP_JET_PunchThrough_MC15	энергетическая шкала
JET_JER_SINGLE_NP	энергетическое разрешение
JET_JVTEfficiency	эффективность алгоритма мечения вершины
FT_EFF_Eigen_Light_0	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_Light_1	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_Light_2	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_Light_3	эффективность b -мечения

продолжение следует

(продолжение)

Неинформативный параметр θ	Описание
FT_EFF_Eigen_Light_4	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_B_0	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_B_1	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_B_2	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_C_0	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_C_1	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_C_2	эффективность b -мечения
FT_EFF_Eigen_C_3	эффективность b -мечения
FT_EFF_extrapolation	эффективность b -мечения
FT_EFF_extrapolation_from_charm	эффективность b -мечения
Толстые струи	
FATJET_ZV_JMR	массовое разрешение
FATJET_ZV_JER	энергетическое разрешение
FATJET_ZV_D2R	D_2 разрешение
JET_Comb_Baseline_Kin	массовая шкала
JET_Comb_Modelling_Kin	массовая шкала
JET_Comb_TotalStat_Kin	массовая шкала
JET_Comb_Tracking_Kin	массовая шкала
JET_Rtrk_Baseline_Sub	D_2 шкала
JET_Rtrk_Modelling_Sub	D_2 шкала
JET_Rtrk_TotalStat_Sub	D_2 шкала
JET_Rtrk_Tracking_Sub	D_2 шкала
Моделирование фоновых процессов	
MODEL_ttbar_rad	масштаб КХД для $t\bar{t}$
MODEL_ttbar_Herwig	партонные ливни и адронизация $t\bar{t}$
MODEL_ttbar_aMcAtNlo	матричный элемент $t\bar{t}$
MODEL_VV_PwPy	матричный элемент и адронизация дибозонов SM

продолжение следует

(окончание)

Неинформативный параметр θ	Описание
MODEL_ZjetsAR	метод $\alpha_{Z+\text{струи}}$
Моделирование сигнальных процессов	
TheoryISRFSR	моделирование ISR и FSR
TheoryPDF	набор параметров PDF
TheoryQCD	масштаб КХД
События	
LUMI_2015_16	интегральная светимость
PRW_DATASF	перевзвешивание pile-up

Приложение В

Дополнительные детали статистического анализа в поиске массивного гравитона Рэндалл–Сандрума

В данном приложении представлены дополнительные проверки достоверности полученных результатов фитирования на примере поиска тяжёлого гравитона Рэндалл–Сандрума. Они важны для понимания обоснованности выбранной модели фитирования и рациональности выполненных оценок систематических погрешностей.

На рисунке В.1 представлена разность между значениями неинформативных параметров (NP) до и после фита относительно их первичной неопределённости: $(\theta_{\text{fit}} - \theta_0)/\Delta\theta$. Расшифровка обозначений нормировочных параметров представлена в таблице 21, а NP — в Приложении Б.

В идеале ожидается график со значениями около нуля и неопределённостями аналогичными первичным неопределённостям $\Delta\theta$, которые определяются из дополнительных измерений. Значения нормировочных параметров фоновых процессов, получаемые как основной результат фитирования в рамках фоновой гипотезы, ожидаются в районе единицы. Поскольку первичные неопределённости $\Delta\theta$ оцениваются в более общем фазовом пространстве для применения к произвольным анализам, неопределённость после фита в конкретном фазовом пространстве может быть меньше. Большие неопределённости и соотношение $|\theta_{\text{fit}} - \theta_0|/\Delta\theta > 1$ указывают на проблемы с фитированием.

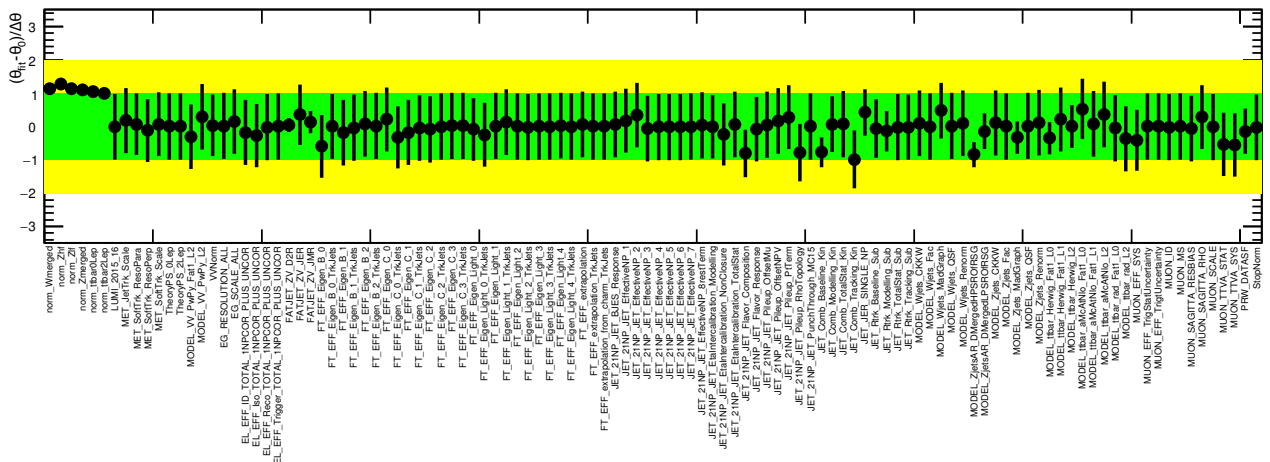


Рисунок В.1 — Оценка изменения значений NP и их неопределённостей после фитирования.

Таблица 21 — Нормировочные параметры фоновых процессов, включённые в анализ по поиску тяжёлого гравитона Рэндалл–Сандрума.

Нормировочный параметр β	Описание
Плавающие с CR	
norm_Zhf	$Z + \text{струи в RR bT } (\beta_{Z+\text{струи}}^{b=2})$
norm_Zlf	$Z + \text{струи в RR UT } (\beta_{Z+\text{струи}}^{b<2})$
norm_Zmerged	$Z + \text{струи в MR } (\beta_{Z+\text{струи}}^{\text{ggF}})$
norm_ttbar2Lep	пара $t\bar{t}$ ($\beta_{t\bar{t}}$)
Фиксированные без CR	
VVNorm	дибозоны SM ($\beta_{VV} = 1 \pm 0.1$)
StopNorm	одионый t -кварк ($\beta_t = 1 \pm 0.2$)

Понимание корреляций между NP также важно, т. к. неожиданные корреляции могут служить указаниями на искажённое фитирование. На рисунке B.2 представлена матрица корреляции (определение см. в параграфе 7.3).

Большинство корреляций хорошо изучены, и неожиданных корреляций относительно предварительного фитирования набора данных Азимова (см. параграф 5.4) не наблюдается. Некоторые нормировочные параметры коррелируют друг с другом через NP, поскольку неинформативные параметры могут оказывать общий нормировочный эффект: norm_Zhf связан с norm_ttbar_2Lep через FT_EFF_Eigen_B_0. Относительно большие корреляции между различными компонентами энергетической шкалы толстых струй ожидаются из-за данной конфигурации JES.

В проведенном анализе неинформативные параметры существенно не изменяются после фита, и никаких неожиданных корреляций не наблюдается, поэтому фитирование, выполненное в данном анализе, считается, безусловно, достоверным.

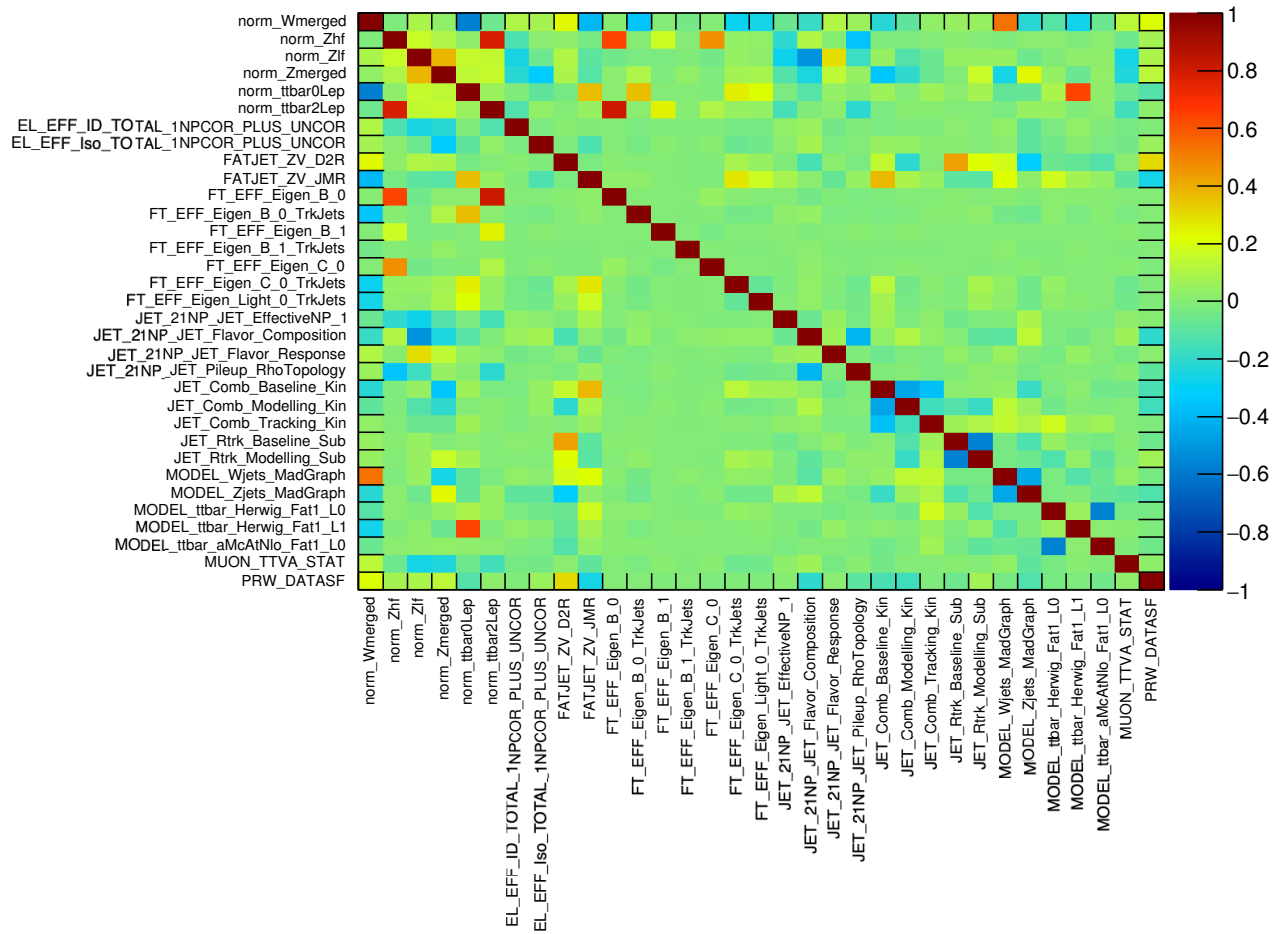
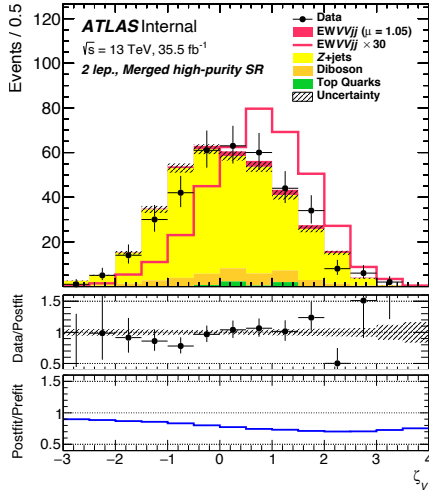


Рисунок В.2 — Матрица корреляции. Представлены только параметры с коэффициентами корреляции больше 20 %.

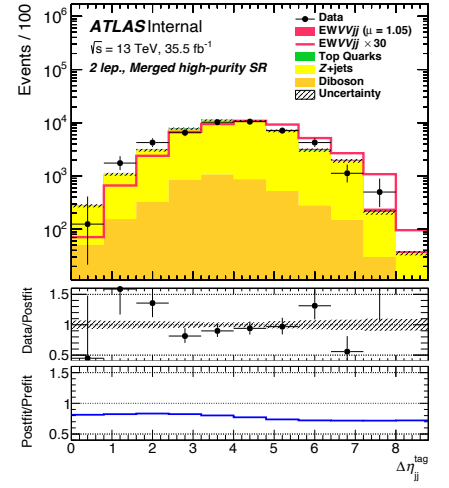
Приложение Г

Дискриминирующие переменные многомерного анализа в поиске электрослабого рождения $ZZjj$ и $ZWjj$

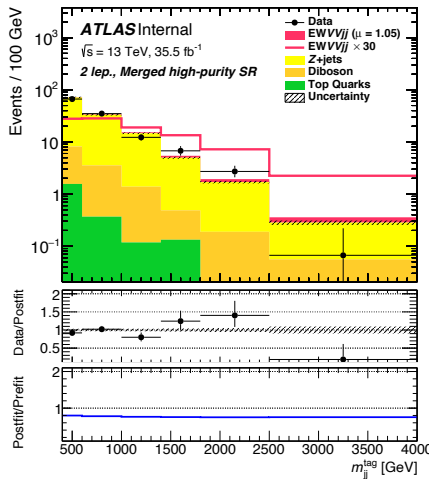
На рисунках Г.1 и Г.2 для области HP MR, на рисунках Г.3 и Г.4 для области LP MR, а также на рисунках Г.5, Г.6, Г.7 и Г.8 для области RR представлены наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по входным дискриминирующим переменным BDT (см. таблицу 14), которые используются в анализе по поиску событий процесса VBS.



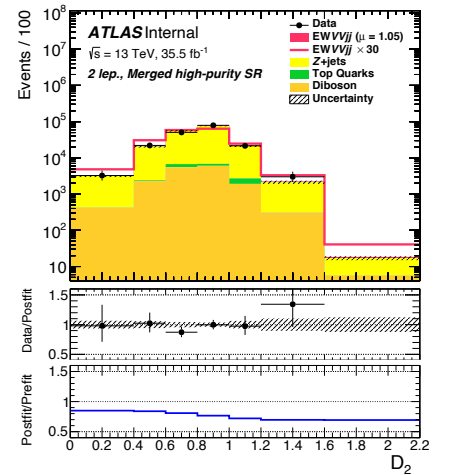
а)



б)



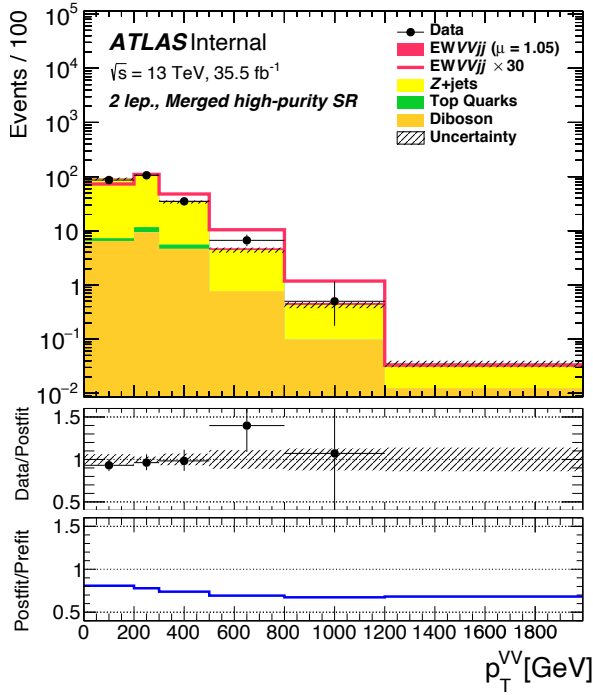
в)



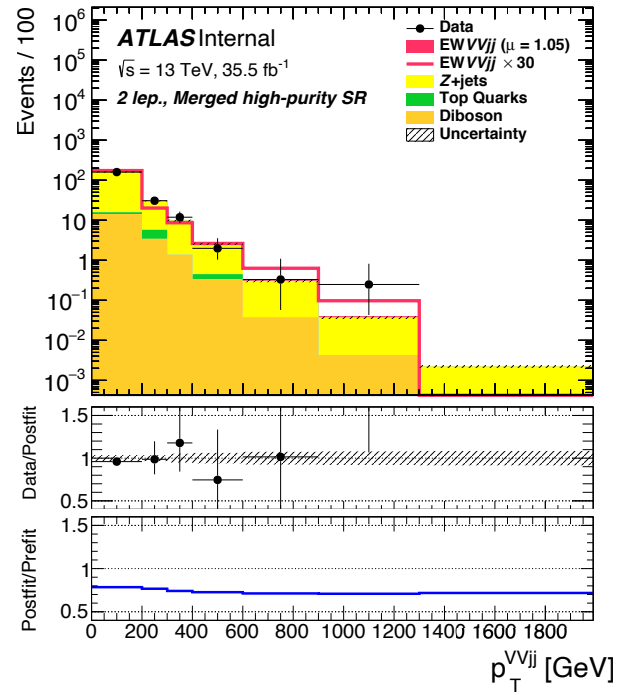
г)

Рисунок Г.1 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным ζ_V (а), $\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}$ (б), m_{jj}^{tag} (в) и $D_2^{(\beta=1)}$ (г) в области HP MR SR.

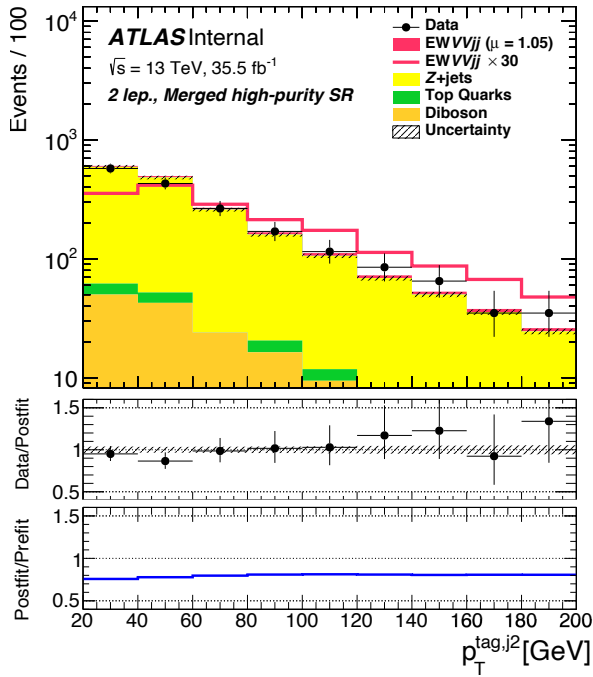
Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



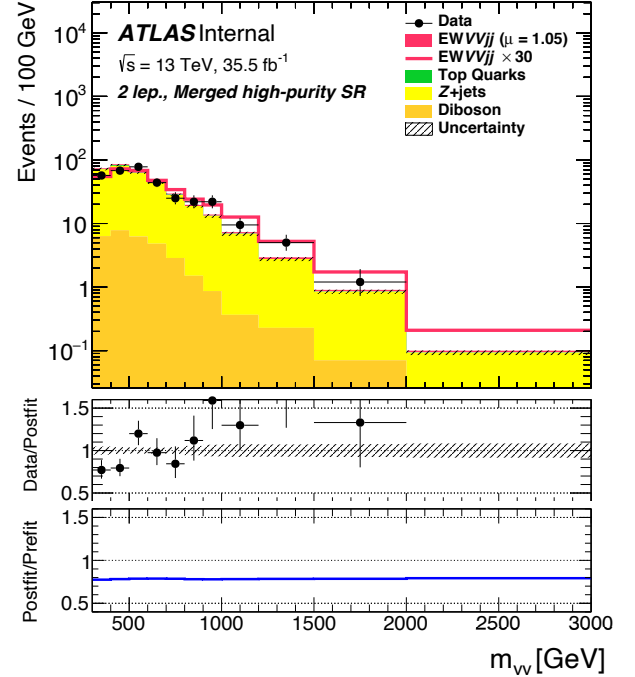
a)



б)



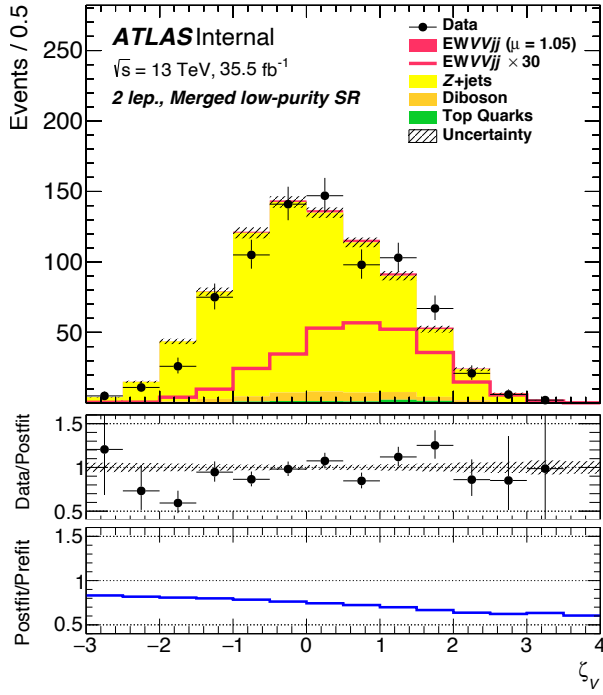
в)



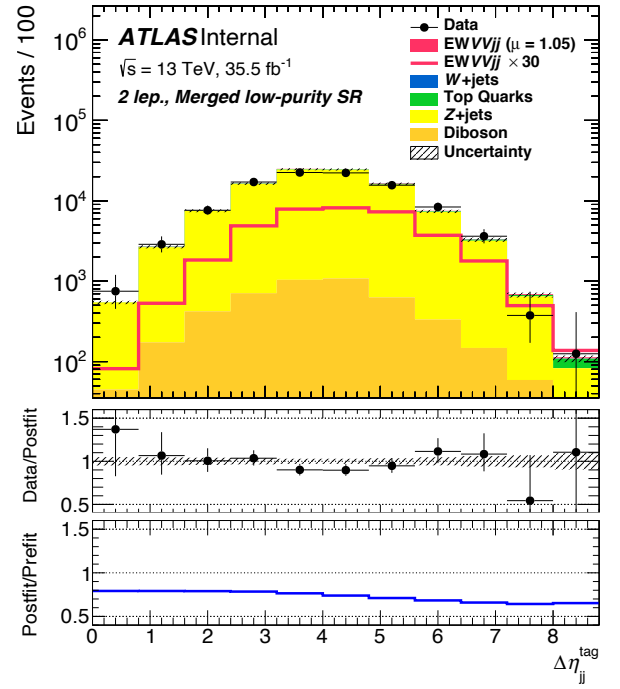
г)

Рисунок Г.2 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным p_T^{VV} (а), p_T^{VVjj} (б), $p_T^{\text{tag},j2}$ (в) и m_{VV} (г) в области HP MR SR.

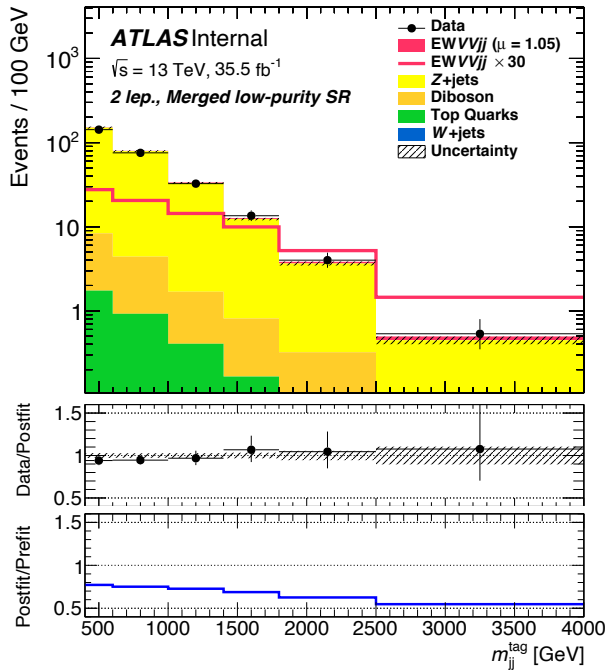
Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



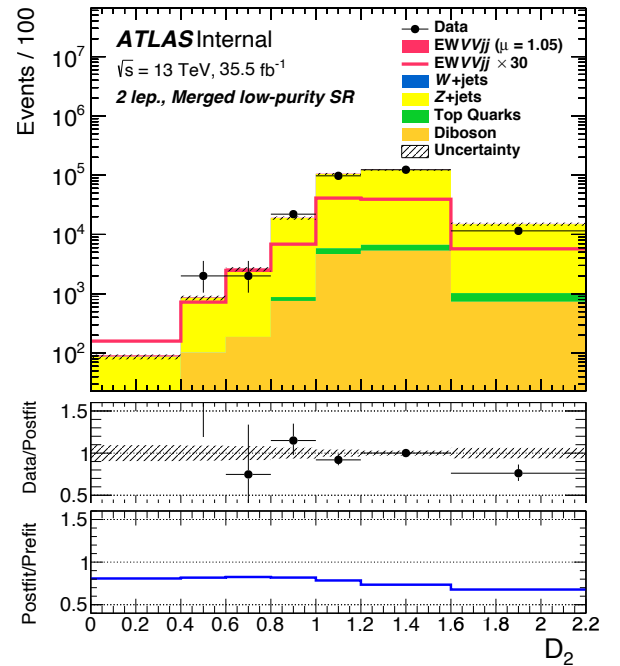
a)



б)

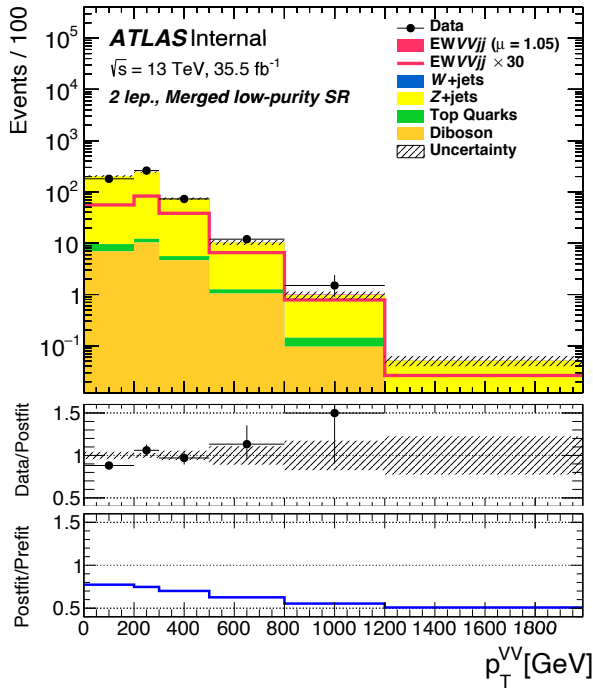


в)

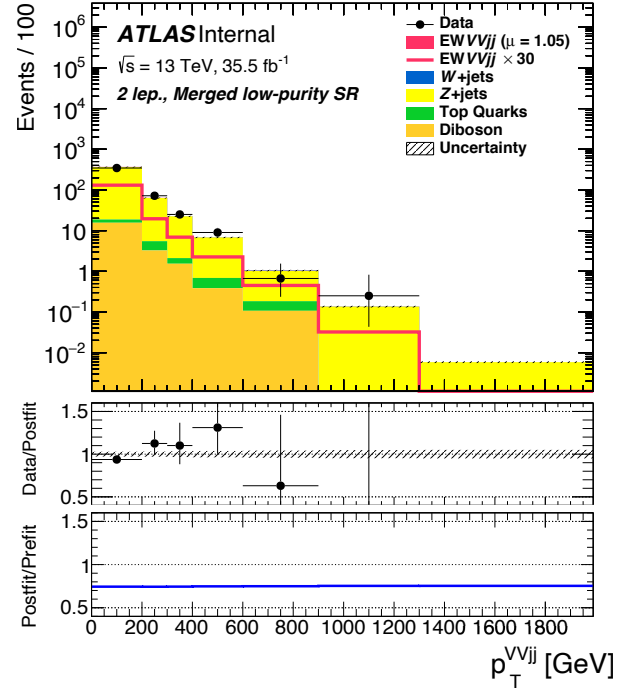


г)

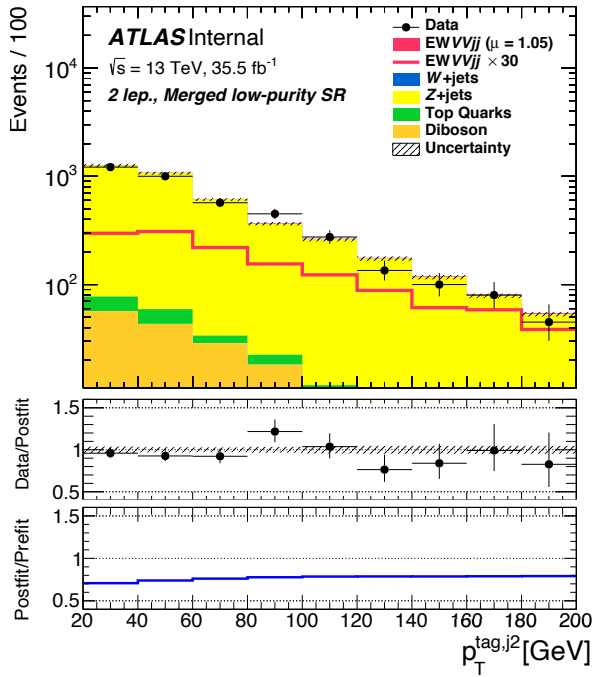
Рисунок Г.3 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным ζ_V (а), $\Delta\eta_{jj}^{\text{tag}}$ (б), m_{jj}^{tag} (в) и $D_2^{(\beta=1)}$ (г) в области LP MR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



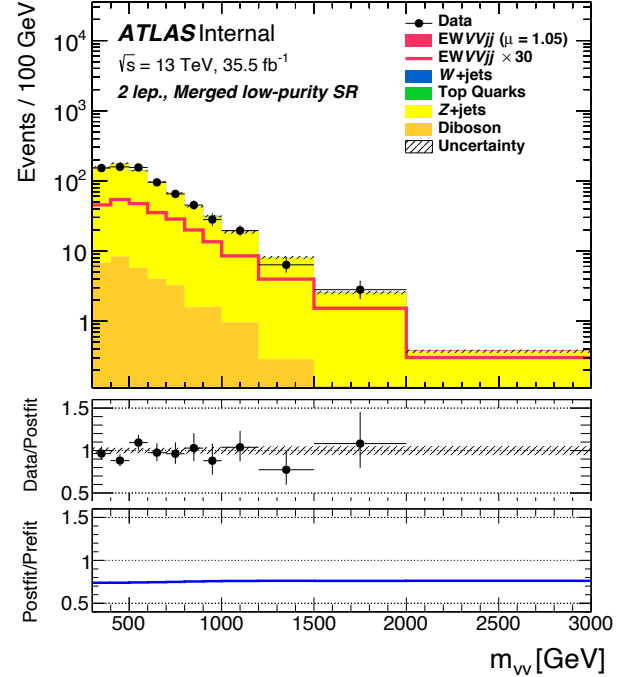
a)



б)



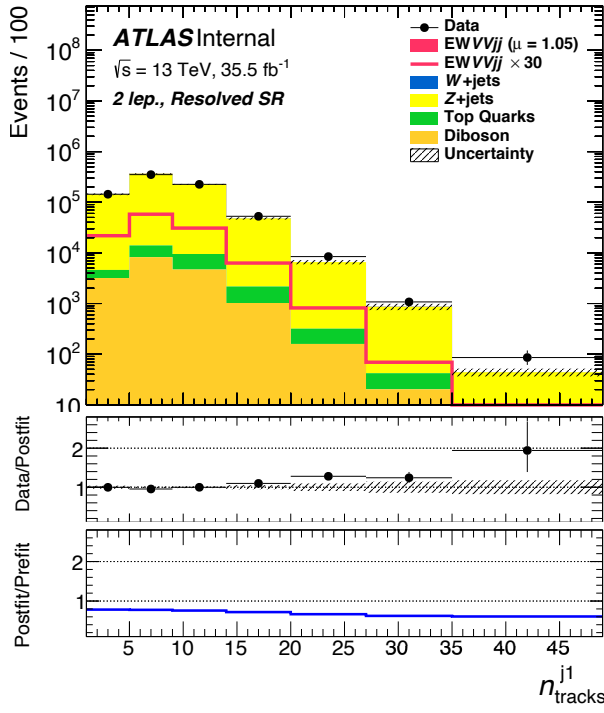
в)



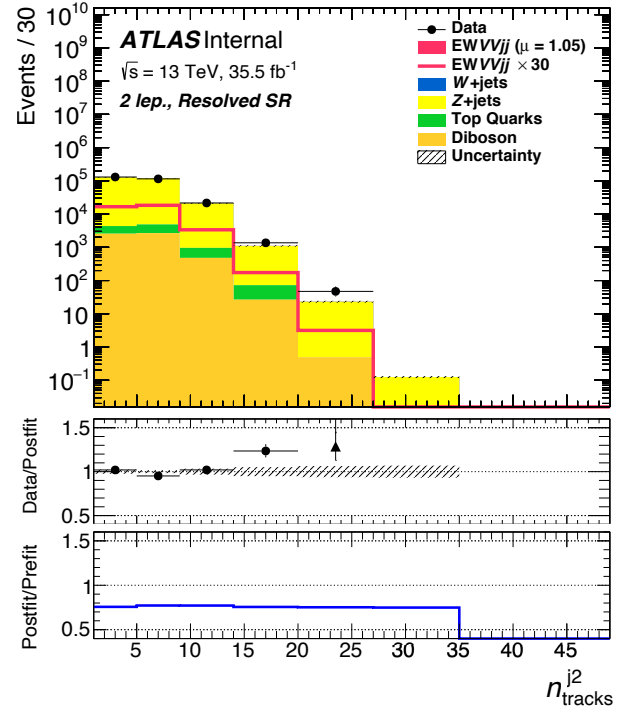
г)

Рисунок Г.4 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным p_T^{VV} (а), p_T^{VVjj} (б), $p_T^{\text{tag},j2}$ (в) и m_{VV} (г) в области LP MR SR.

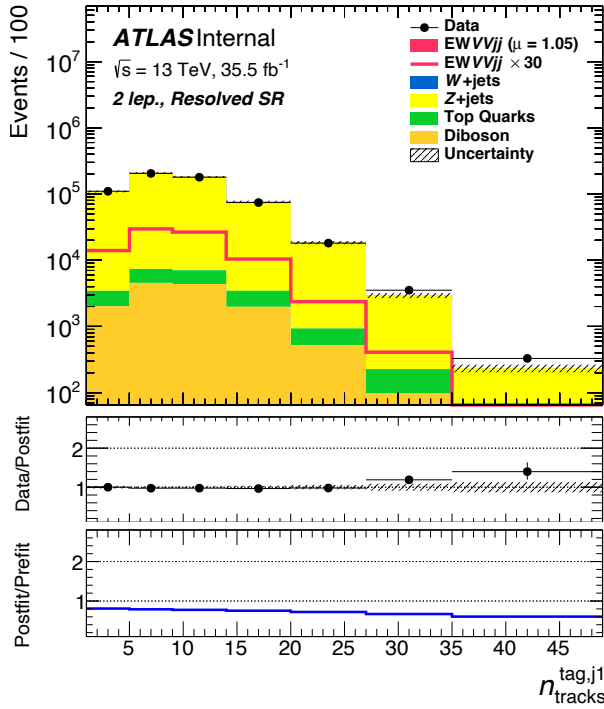
Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



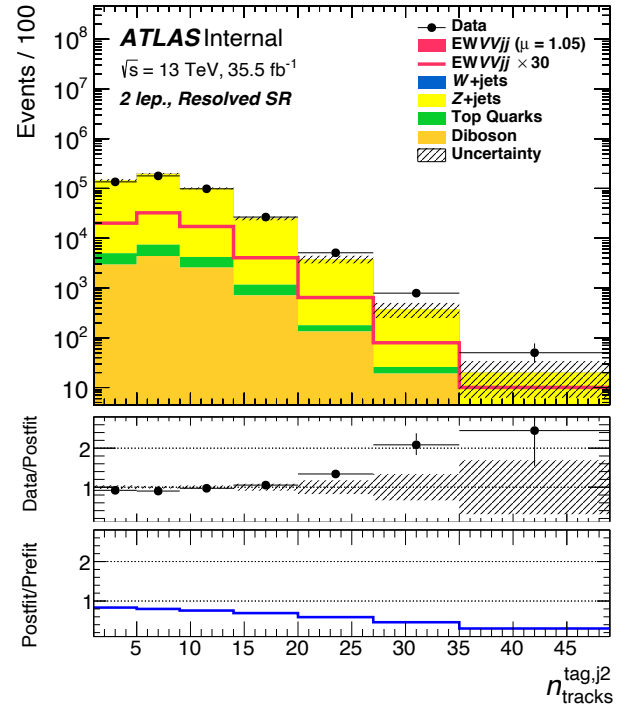
a)



б)

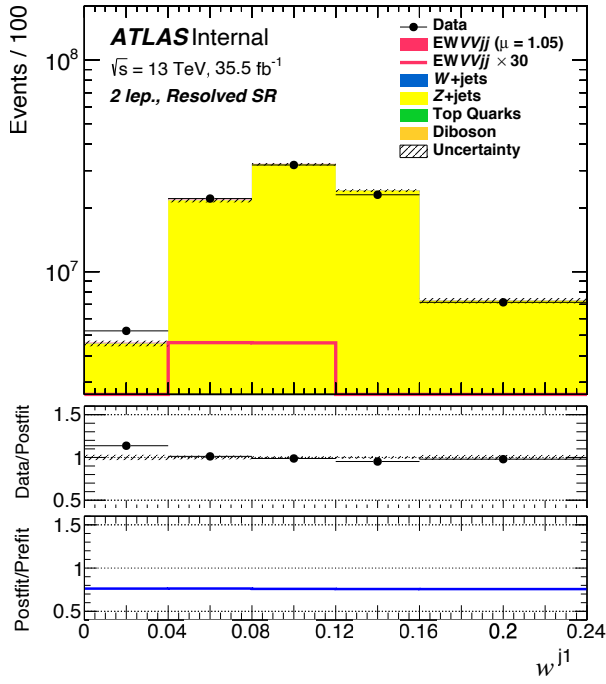


в)

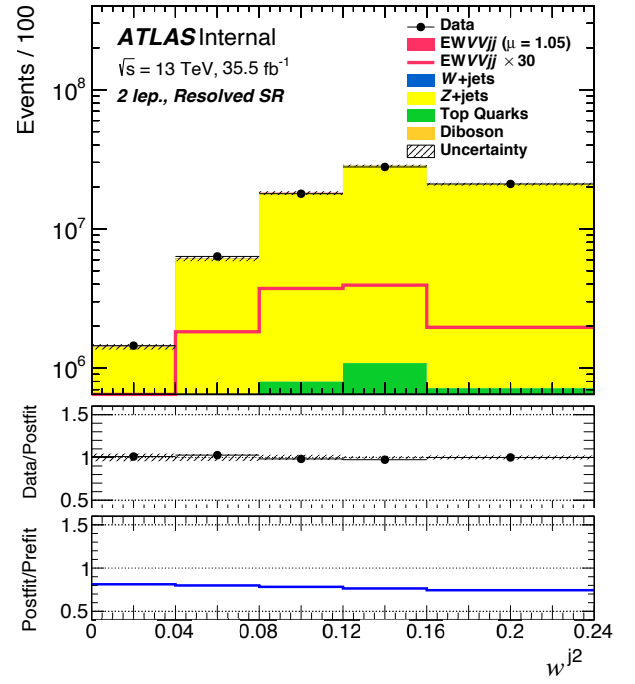


г)

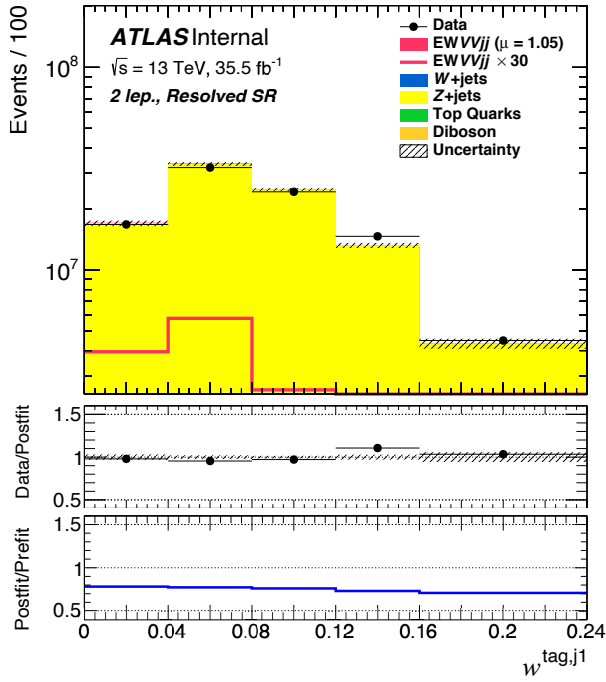
Рисунок Г.5 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным n_{tracks}^{j1} (а), n_{tracks}^{j2} (б), $n_{\text{tracks}}^{\text{tag},j1}$ (в) и $n_{\text{tracks}}^{\text{tag},j2}$ (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



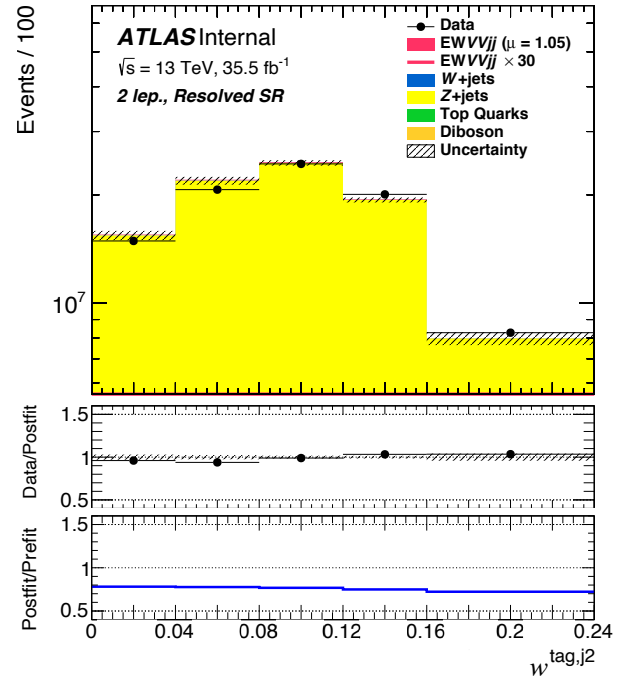
a)



б)

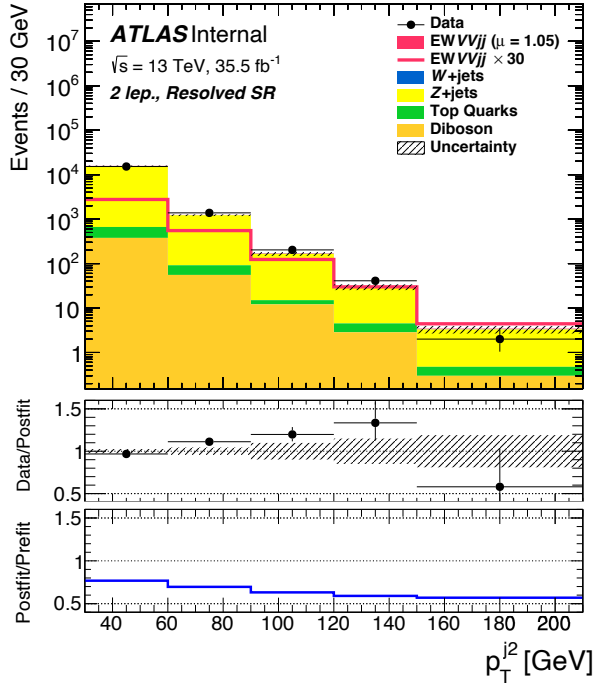


в)

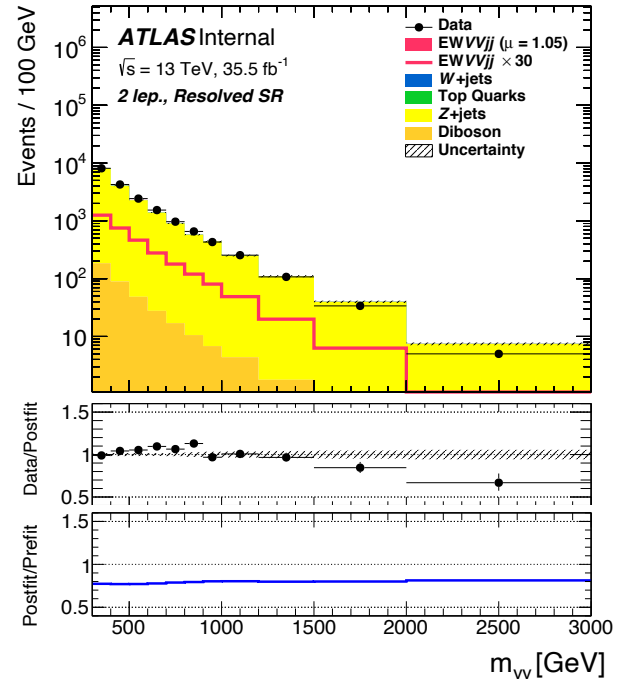


г)

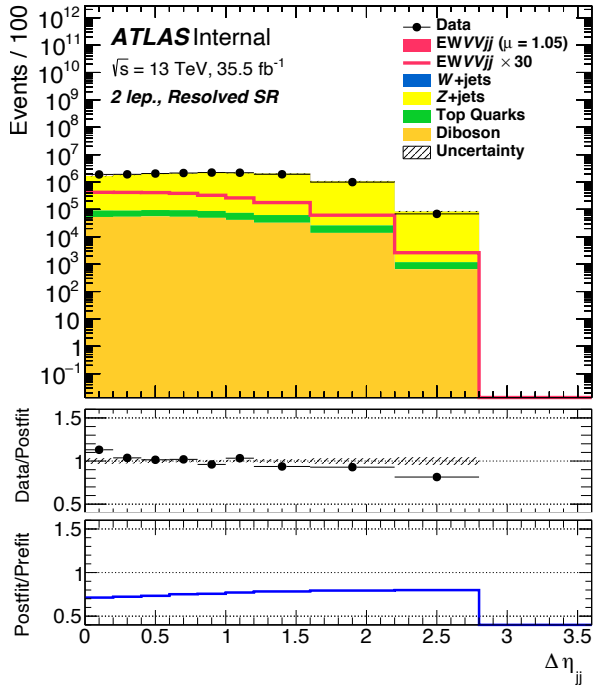
Рисунок Г.6 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным w^{j1} (а), w^{j2} (б), $w^{\text{tag},j1}$ (в) и $w^{\text{tag},j2}$ (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



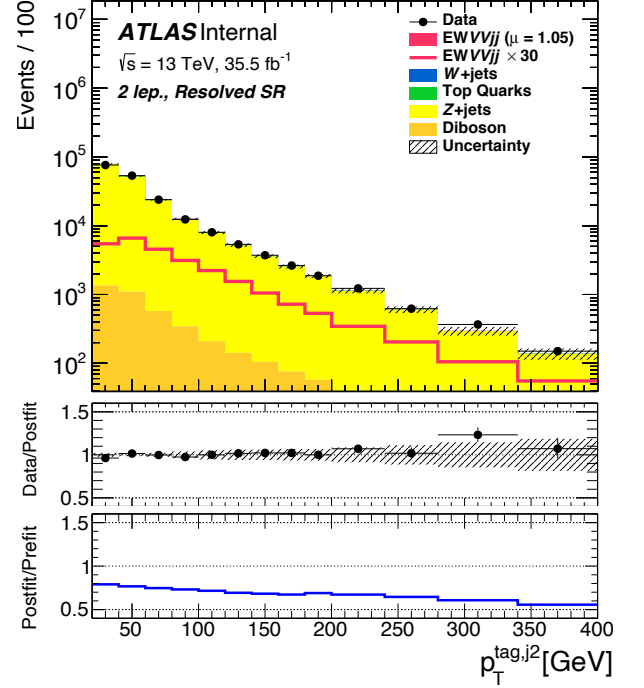
a)



б)

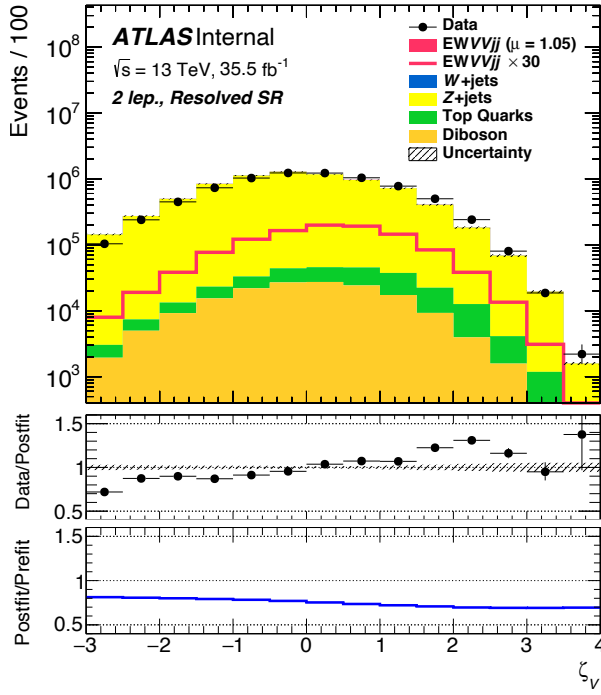


в)

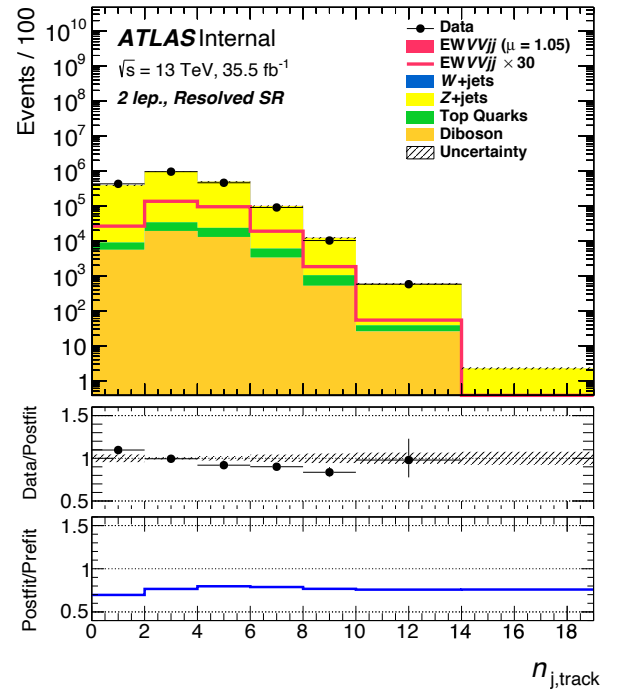


г)

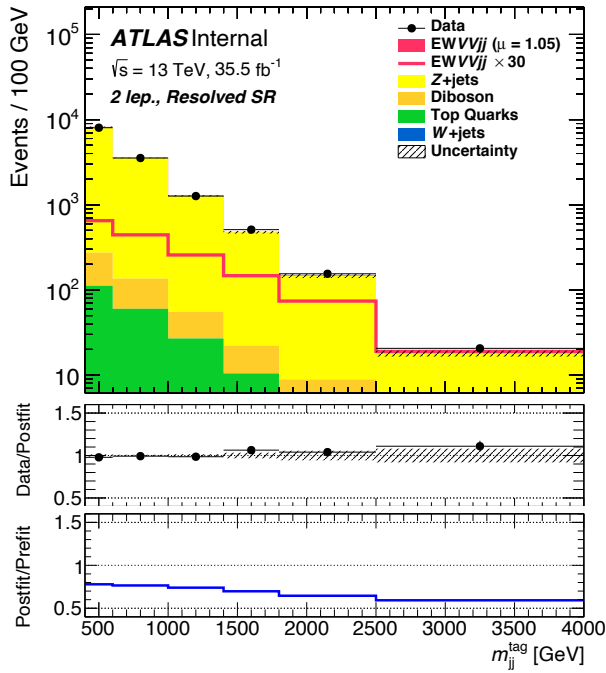
Рисунок Г.7 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным p_T^{j2} (а), m_{VV} (б), $\Delta\eta_{jj}$ (в) и $p_T^{\text{tag},j2}$ (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.



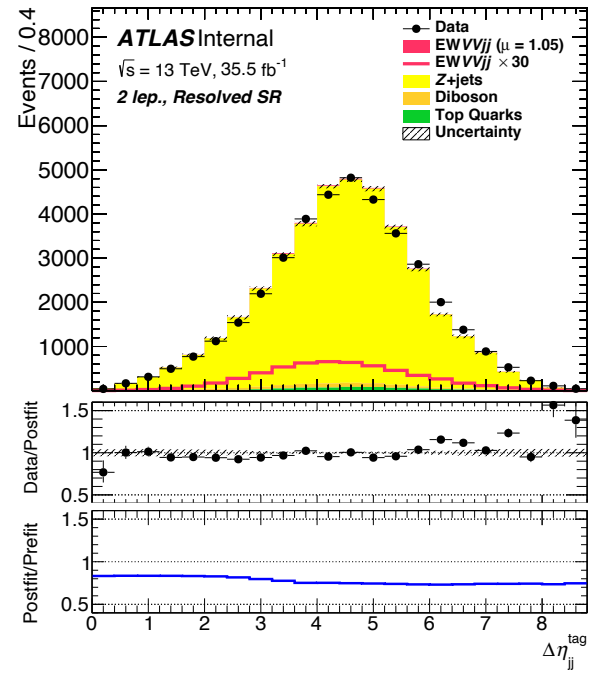
a)



б)



в)



г)

Рисунок Г.8 — Наблюдаемые и ожидаемые распределения событий по переменным ζ_V (а), $n_{j,track}$ (б), m_{jj}^{tag} (в) и $\Delta\eta_{jj}^{tag}$ (г) в области RR SR. Описание условных обозначений приведено в подписи к рисунку 7.2.