

Объединенный институт ядерных исследований
Лаборатория ядерных проблем им. В.П. Джелепова

На правах рукописи

УДК 539.126, 539.128

Елецких Иван Владимирович

**Поиск нового бозона Z^* в данных протон-протонных столкновений
детектора ATLAS в канале с двумя мюонами в конечном состоянии**

01.04.16 - Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д. ф.-м. н., Бедняков Вадим Александрович

Дубна — 2014

Содержание

Введение	5
1 Исследование теоретических предсказаний новых дилептонных резонансов и наблюдаемых свойств нового бозона Z^* . . .	12
1.1 Предшествующий опыт экспериментальных поисков нейтральных резонансов	12
1.2 Теоретические предпосылки к обнаружению новых тяжелых нейтральных резонансов	13
1.3 Модели новых нейтральных резонансов	19
1.4 Модель Z^*	21
1.5 Наблюдаемые свойства новых векторных бозонов Z^* и экспериментальная идентификация этого типа резонансов	25
1.6 Выводы к Главе 1	29
2 Экспериментальная установка и обработка экспериментальных данных	31
2.1 Описание ускорительного комплекса LHC и его характеристики .	31
2.2 Описание экспериментальной установки ATLAS	35
2.3 Триггерная система детектора ATLAS	48
2.4 Хранение и обработка данных. Программное обеспечение детектора ATLAS.	55
2.4.1 Программное обеспечение обработки и анализа данных . .	55
2.4.2 Типы данных ATLAS	56
2.4.3 Системы мониторинга состояния детектора и качества данных	58
2.5 Реконструкция мюонов детектором ATLAS	59
2.5.1 Реконструкция мюонов в мюонном спектрометре.	63
2.5.2 Реконструкция мюонов во внутреннем детекторе	65
2.5.3 Построение комбинированных треков мюонов	67
2.5.4 Эффективность и разрешение восстановления мюонов . . .	68
2.6 Набор данных протон-протонных столкновений ATLAS-ом в 2009-2012 годах	69

2.7	Методика обработки экспериментальных данных	70
2.7.1	Алгоритмы отбора событий с двумя мюонами в конечном состоянии	70
2.8	Выводы к Главе 2	80
3	Моделирование сигнальных и фоновых событий с помощью методов Монте-Карло	81
3.1	Моделирование сигнальных событий	83
3.2	Моделирование фоновых событий	85
3.3	Обработка моделированных событий	87
3.3.1	Поправки от процессов в высших порядках по взаимодействию.	88
3.3.2	Экстраполяция фоновых распределений в область больших масс.	91
3.3.3	Взвешивание по поперечному импульсу Z -бозона в анализе данных 2011 года.	95
3.4	Оценка систематических неопределенностей моделирования	97
3.4.1	Систематическая погрешность функций распределения партонов	98
3.4.2	Систематические погрешности выбора партонной функции.	103
3.4.3	Систематические погрешности масштабов.	104
3.4.4	Неопределенность константы сильного взаимодействия.	105
3.4.5	Систематические погрешности поправок от электрослабых процессов высших порядков.	105
3.4.6	Систематическая погрешность сечения дилептонных процессов, индуцированных фотонами.	106
3.4.7	Экспериментальная неопределенность энергии протонных пучков.	106
3.4.8	Итоги оценки систематических неопределенностей	107
3.5	Выводы к Главе 3	107
4	Результаты статистического анализа данных	109

4.1	Сравнение данных с моделированием процессов Стандартной модели	110
4.1.1	Канал с двумя мюонами, восстановленными в 3-х станциях	110
4.1.2	Канал с мюонами, один из которых восстановлен в 2-х станциях	117
4.2	Графическая реконструкция событий.	118
4.3	Поиск сигналов новой физики	119
4.4	Вычисление пределов сечений и масс новых резонансов	128
4.5	Ограничения на сечения и массу Z^*	130
4.6	Перспективы дальнейших поисков дилептонных резонансов в эксперименте ATLAS	131
4.7	Выводы к Главе 4	134
	Заключение	136
	Список литературы	139
	Приложение 1. Разработка программного обеспечения он-лайн мониторинга состояния установки ATLAS	149
	Приложение 2. Перечень наборов моделированных событий фоновых процессов Стандартной модели, использовавшихся в анализе	154
	Приложение 3. Параметры димюонных событий с инвариантной массой более 1 ТэВ	159

Введение

Представленная диссертационная работа посвящена поиску нового тяжелого бозона Z^* спина 1 в данных экспериментальной установки ATLAS на Большом адронном коллайдере (LHC) в распадах с двумя мюонами в конечном состоянии.

Актуальность темы.

Одной из актуальных на данный момент теоретических проблем Стандартной модели является ”проблема иерархии”.

Существует несколько теоретических сценариев, в которых указанная проблема решается естественным путем. Одним из классов таких теорий являются модели так называемого ”малого Хиггса”, в которых постулируется расширение группы симметрии электрослабого сектора Стандартной модели. Расширенная группа симметрии предполагает существование новых частиц — фермионов, скаляров и калибровочных бозонов. При этом, если нарушение новой группы симметрии происходит на масштабах энергий порядка нескольких ТэВ, то новые частицы имеют массы этого же порядка величины. Другой класс моделей постулирует составной характер бозона Хиггса и интерпретирует его как псевдо Намбу-Голдстоуновский бозон (аналог пиона в КХД) . В этих теориях также предсказывается существование спектра частиц с массами порядка одного или нескольких ТэВ.

Значительный рост интереса к моделям, проявляющимся на масштабах энергий в несколько ТэВ, в последнее время связан с тем, что предсказываемые в теории значения масс и сечений новых частиц свидетельствуют о возможности их обнаружения в протон-протонных столкновениях в эксперименте ATLAS (LHC). В частности — новые резонансы Z^* могут быть обнаружены в спектре дилептонных конечных состояний, отличающихся полностью реконструируемой кинематикой, а также высокой эффективностью и качеством реконструкции событий.

Экспериментальное подтверждение или опровержение существования тяжелых нейтральных резонансов с массами порядка нескольких ТэВ имеет важное значение для физики высоких энергий, в частности, для понимания природы электрослабых взаимодействий при высоких энергиях, решения проблемы

согласованности параметров Стандартной модели, разработки новых теоретических сценариев вне Стандартной модели.

Цель и задачи исследования. Целью исследований, положенных в основу диссертационной работы, является обнаружение новых нейтральных резонансов, в частности, резонанса типа Z^* в димюонных событиях, зарегистрированных детектором ATLAS, идентификация обнаруженных резонансных событий с различными возможными теоретическими моделями, измерение масс и сечений новых резонансов. В случае отсутствия сигналов новой физики — целью работы ставится вычисление новых экспериментальных ограничений на массу и сечение нового бозона Z^* .

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

- Изучены возможные теоретические сценарии вне Стандартной модели, в которых присутствуют новые тяжелые бозоны Z^* , исследованы свойства резонансных событий Z^* , наблюдение которых возможно детектором ATLAS в протон-протонных столкновениях;
- Смоделирована необходимая для анализа статистика событий сигнального процесса $pp \rightarrow Z^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$ для всевозможных масс Z^* , получены данные об эффективности отбора событий рождения Z^* в димюонном канале в зависимости от инвариантной массы мюонов;
- Исследованы свойства основных фоновых процессов Стандартной модели, произведена обработка смоделированных событий, исследовано качество моделирования фоновых процессов;
- Создано программное обеспечение отбора и анализа данных установки ATLAS для канала с двумя мюонами в конечном состоянии. Критерии отбора событий оптимизированы для достижения наилучшего качества и обеспечения высокой эффективности реконструкции мюонов, а также для подавления фоновых процессов, там где это возможно;
- Изучены источники и вычислены значения систематических погрешностей

моделирования процессов Стандартной модели в зависимости от инвариантной массы мюонов;

- Обработаны экспериментальные данные, набранные установкой ATLAS в 2011, 2012 годах, в объеме $\approx 25\text{fb}^{-1}$;
- Для основных кинематических переменных, характеризующих события с двумя мюонами, проведено сравнение данных установки ATLAS с предсказанием Стандартной модели;
- Произведены вычисления статистической совместимости наблюдений с гипотезами существования резонансов Z^* всевозможных масс;
- Произведена оценка потенциала обнаружения новых тяжелых резонансов в будущем;

Научная новизна.

- Впервые предлагается поиск нового резонанса Z^* спина 1 в данных протон-протонных столкновений высоких энергий в канале с двумя мюонами в конечном состоянии;
- Впервые смоделировано рождение новых бозонов Z^* в протон-протонных столкновениях, исследованы свойства лептонов в распадах Z^* , предлагаются критерии идентификации резонансных событий Z^* ;
- Критерии реконструкции мюонов и отбора событий с двумя мюонами оптимизированы для задачи поиска тяжелых резонансов с точки зрения качества реконструкции, подавления фоновых процессов и высокой эффективности отбора событий Z^* ;
- Определены источники и вычислены величины систематических неопределенностей моделирования процессов Стандартной модели в протон-протонных столкновениях энергий 7, 8 ТэВ в зависимости от инвариантной массы мюонов в конечном состоянии;
- Получены наилучшие на данный момент ограничения на возможные сечения и массу тяжелых бозонов Z^* .

Значимость полученных результатов. Практическая значимость результатов заключается в следующем:

- Разработанное автором программное обеспечение обработки данных может быть использовано в дальнейшем для анализа димюонных событий в данных детектора ATLAS;
- При участии автора создано программное обеспечение он-лайн мониторинга состояния экспериментальной установки, использование которого планируется в следующих циклах обработки данных;
- Определены оптимальные для поиска тяжелых нейтральных резонансов критерии отбора димюонных событий, а также критерии идентификации резонансов типа Z^* ;
- Накоплен опыт обработки событий, смоделированных Монте-Карло генераторами: определены основные источники неточностей и систематических погрешностей моделирования, отработаны корректные процедуры улучшения качества моделирования в соответствии с параметрами наблюдаемых данных;
- Отработаны процедуры статистического анализа данных.

Значимость полученных результатов для теории такова:

- Исследование согласия данных с предсказаниями Стандартной модели крайне важно с точки зрения понимания свойств электрослабых взаимодействий при высоких энергиях;
- В отсутствие наблюдения сигналов новых тяжелых резонансов — новые ограничения на параметры модели Z^* могут послужить основанием для пересмотра теоретических взглядов на проблему иерархии, а также (возможно) для предложений новых теоретических сценариев, объясняющих иерархию масс частиц Стандартной модели.

Положения, выносимые на защиту:

1. Предложение поиска новых тяжелых нейтральных бозонов Z^* на экспериментальной установке ATLAS, кинематические свойства событий с рождением Z^* в протон-протонных столкновениях с распадом в лептонном канале;
2. Оптимизация методов восстановления мюонов в данных протон-протонных столкновений экспериментальной установки ATLAS и алгоритмов отбора событий с мюоном и анти-мюоном в конечном состоянии применительно к поиску тяжелых резонансов;
3. Результаты Монте-Карло моделирования процессов рождения мюонных пар в рамках Стандартной модели и резонансного рождения бозона Z^* с целью оценки сигнала и фона, вычисление систематических неопределенностей моделирования фоновых процессов;
4. Сравнительный анализ наблюдаемых экспериментальных данных в димюонном канале с предсказаниями Стандартной модели для различных кинематических переменных, исследования статистической совместимости наблюдаемого и моделированного распределений инвариантной массы пары мюонов с гипотезами сигнала Z^* различных масс и сечений;
5. Оценка порогов обнаружения резонанса типа Z^* при номинальной энергии (14 ТэВ) и светимости коллайдера LHC.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, докладывались автором на научных семинарах ЛЯП ОИЯИ; на рабочих совещаниях коллаборации ATLAS; на совещании российских институтов, участвующих в коллаборации ATLAS (28 января 2013, НИЯФ МГУ, Москва; 23-25 сентября 2013 г., ОИЯИ, Дубна); на международных конференциях "SPIN-2012" (17-22 сентября 2012 г., ОИЯИ, Дубна), "Физика фундаментальных взаимодействий" (12-16 ноября 2012, НИЯУ МИФИ, Москва); на международных школах: "2011 European School on High Energy Physics" (7-20 сентября 2011, Моечу, Румыния), "International School of Subnuclear Physics" (23 June – 2 July 2012, Эриче, Италия).

Личный вклад автора в проведение исследований и получение представленных в работе результатов является определяющим. Представленные результаты получены либо самим автором, либо при его участии.

Публикации. Представленные в работе методы и результаты исследований опубликованы в 4-х печатных работах в журналах, рекомендованных ВАК;

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из 4-х глав, введения, заключения и приложений.

Во введении обсуждаются цель исследований, описанных в работе, их актуальность, кратко описываются стратегии анализа данных и поиска Z^* .

В Главе 1 дается обзор теоретических предпосылок существования новых тяжелых нейтральных резонансов, в частности, новых бозонов типа Z^* . Кроме того, приводятся теоретические предсказания свойств нового резонанса — вероятности распадов, возможные значения массы, кинематические распределения лептонов распада.

В Главе 2 изложены основные особенности устройства и характеристики Большого адронного коллайдера (LHC) и экспериментальной установки ATLAS, устройство основных подсистем детектора ATLAS, эффективность восстановления мюонов в различных подсистемах, а также методы обработки и анализа димюонных событий. Здесь же обсуждается программное обеспечение, используемое для мониторинга состояния детектора ATLAS и качества данных, в создании которого принимал непосредственное участие автор.

В Главе 3 описаны методы и результаты моделирования процессов Стандартной модели с двумя мюонами в конечном состоянии, соответствующих фоновым событиям в димюонном канале, и сигнальных процессов $Z^* \rightarrow \mu\mu$. Кроме того, дается описание процедур обработки моделированных событий, приведены результаты исследований систематических погрешностей моделирования.

Наконец, в Главе 4 приведены распределения отобранных в данных ATLAS 2011 и 2012 годов димюонных событий по инвариантной массе мюонов и по другим кинематическим переменным и их сравнение с распределениями моделированных событий. Описаны методы статистического анализа распределений данных и моделированных событий, представлены результаты этого анализа в отношении поисков нового резонанса типа Z^* .

В Заключении подведен итог проведенным исследованиям и полученным результатам.

Диссертационная работа изложена на 159 страницах, содержит 59 рисунков, 20 таблиц и список цитируемой литературы из 119 наименований.

1 Исследование теоретических предсказаний новых дилептонных резонансов и наблюдаемых свойств нового бозона Z^*

1.1 Предшествующий опыт экспериментальных поисков нейтральных резонансов

История экспериментальных поисков нейтральных резонансов при высоких энергиях связана со множеством новых открытий. Многие из них перевернули теоретические представления о природе фундаментальных взаимодействий и создали фундамент развития новых теорий и предсказаний новых экспериментальных эффектов. История поисков новой физики на ускорителях высоких энергий/светимостей и связанных с ними открытий берет начало в середине 60-х, 70-х годов XX столетия. Именно это время связано с экспериментальным подтверждением кварковой природы адронов [1,2], бурным развитием квантовой хромодинамики (КХД), объединением теорий электромагнитного и слабого взаимодействий, объяснением механизмов нарушения калибровочных симметрий и т.д. Появление новых теорий повлекло за собой предсказания новых эффектов при высоких энергиях. В начале 70-х Глашоу, Илиополосом и Маиани [3] был предложен так называемый GIM-механизм, объясняющий ненаблюдение нейтральных токов с изменением кваркового аромата, при этом требующий существования еще одного кварка, помимо известных к тому моменту u , d и s . Открытие J/Ψ в 1974 году независимо в Стэнфорде и Лаборатории им. Энрико Ферми (Fermilab) [4, 5] подтвердило эту гипотезу и стало открытием нового — очарованного кварка. Обнаружение резонанса Υ в 1976 году коллаборацией E288 в Фермилабе [6] в событиях с двумя мюонами в конечном состоянии оказалось открытием b -кварка — представителя третьего поколения фермионов. Это открытие имело самые значительные последствия для физики элементарных частиц, подтвердив гипотезу Кобаяши-Маскавы о механизме нарушения CP-инвариантности [7] в распадах каонов и предсказав существование t -кварка, который был обнаружен в 1995 году в Лаборатории им. Энрико Ферми [8,9] коллаборациями CDF и DØ. Косвенные наблюдения токов слабого взаимодействия в ЦЕРНе в середине 70-х, а затем и прямое наблюдение рождения W и Z -бозонов на протонном супер-синхротроне в ЦЕРНе в 1983 году [10] в экспериментах UA1, UA2 подтвердили теорию объединения электромагнитного

и слабого взаимодействий, сформулированную Саламом, Глэшоу и Вайнбергом [11]. Это побудило исследователей к дальнейшему изучению процессов электрослабого сектора Стандартной модели.

Одним из самых ожидаемых было открытие в 2012 году на ЛHC экспериментами ATLAS и CMS [12, 13] нейтрального бозона Хиггса, являющегося ключевым ингредиентом механизма нарушения электрослабой $SU(2)$ симметрии [14]. Это открытие завершило формирование Стандартной модели, и таким образом, на данный момент экспериментально открыты все входящие в нее элементарные частицы.

1.2 Теоретические предпосылки к обнаружению новых тяжелых нейтральных резонансов

На сегодняшний день существует множество мотиваций для предсказаний существования физики вне Стандартной модели. Среди них — необходимость последовательного описания некоторых наблюдаемых явлений, в частности, необходимость создания последовательной теории гравитации, объяснение феноменов темной материи и темной энергии, объяснение возникновения и иерархии нейтринных масс, объяснение барионной асимметрии Вселенной.

Другие предпосылки для расширения Стандартной модели связаны с необходимостью объяснения значения параметров существующей теории, достижения их согласованности между собой и объяснения отклонений измеренных значений наблюдаемых величин от предсказываемых теорией. В частности, одной из таких проблем Стандартной модели является так называемая ”проблема иерархии” или иначе — ”проблема тонкой настройки”. Эта проблема выражается в неестественно большой разнице в энергетических масштабах электрослабого и гравитационного взаимодействий или, иными словами, в огромной разнице наблюдаемой массы бозона Хиггса (125 ГэВ) и планковской массы (10^{19} ГэВ). Эта огромная разница объясняется теоретиками в рамках нескольких возможных сценариев — либо существованием механизма, ослабляющего наблюдаемую величину гравитационного взаимодействия, либо существованием неких физических механизмов (в частности — проявляющихся при энергиях порядка нескольких ТэВ), которые приводят к сокращению радиационных поправок к

массе бозона Хиггса и обуславливают её естественное определение на уровне ~ 125 ГэВ. Коснемся кратко вопроса, почему в Стандартной модели возникает необходимость тонкой настройки, и каковы возможные теоретические сценарии, в которых эта тонкая настройка не требуется.

Экспериментальные данные свидетельствуют о чрезвычайной точности, с которой Стандартная модель описывает наблюдаемые величины. После открытия бозона Хиггса массой ≈ 125 ГэВ - верхняя граница энергий, где работает Стандартная модель, достигла фактически энергий, сравнимых с планковской массой. С одной стороны — это может быть трактовано как аргумент в пользу того, что физика вне Стандартной модели не существует вплоть до очень высоких энергий, с другой стороны — параметры Стандартной модели (массы и константы связи) таковы, что требуется чрезвычайно тонкая теоретическая настройка их значений для достижения согласованности между собой. Если принять масштаб энергий, вплоть до которых вкладом физики вне Стандартной модели можно пренебречь, равным Λ , то петлевые поправки к массам фермионов и безразмерных констант связи оказываются пропорциональны $\log(\Lambda)$, в то время как поправки к массе бозона Хиггса зависят квадратично от Λ :

$$m_H^2 = (m_H^2)_0 + \frac{kg^2\Lambda^2}{16\pi^2}, \quad (1.1)$$

где $(m_H)_0$ - исходная масса бозона Хиггса (константа теории), g - константа электрослабой связи, k - константа $\mathcal{O}(1)$. При этом важно отметить, что источники вкладов в массу бозона Хиггса независимы друг от друга. В случае, если масштаб новой физики Λ достаточно велик, экспериментально наблюдаемая масса m_H оказывается значительно меньшей по величине, чем определяющие её слагаемые, и такое чрезвычайно точное их сокращение друг с другом выглядит неестественным. В этом и заключается ”проблема тонкой настройки” параметров Стандартной Модели. Наиболее весомых радиационных поправок к массе бозона Хиггса — три — с участием наиболее массивных частиц Стандартной модели. В порядке уменьшения вклада — это диаграмма с участием топ-кварка, электрослабых калибровочных бозонов и самого бозона Хиггса (Рисунок 1).

Если предположить, что масштаб новой физики лежит на уровне $\Lambda \sim 10$ ТэВ, то вклады этих диаграмм в значение массы составляют соответственно: $\delta(m_H)_{top}^2 = -(2\text{ТэВ})^2$, $\delta(m_H)_{EW}^2 = (700\text{ГэВ})^2$, $\delta(m_H)_H^2 = (500\text{ГэВ})^2$. (см., к при-

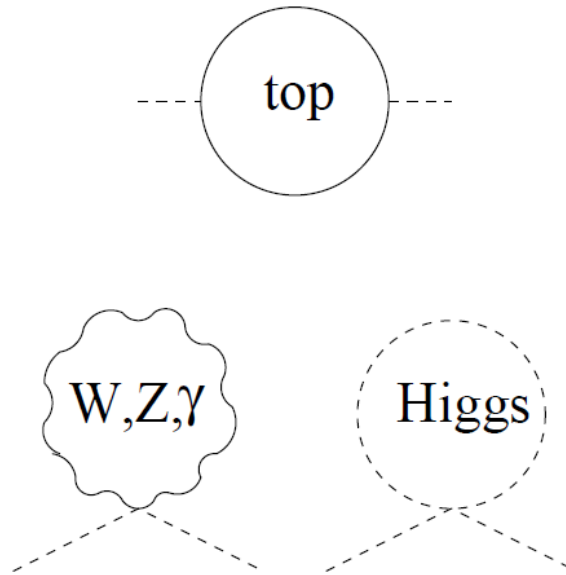


Рис. 1: Диаграммы основных петлевых поправок к массе бозона Хиггса.

меру, [15]). Для сокращения этих поправок и получения в теории наблюдаемой массы необходима "тонкая настройка" исходной массы с точностью порядка 1%. В том случае, если энергетический масштаб новой физики лежит на уровне 1 ТэВ — необходимость в тонкой настройке отпадает. Этот факт зачастую используется для аргументации существования новых частиц вне Стандартной модели с массами порядка одного или нескольких ТэВ. Многие теоретические сценарии вне Стандартной модели предсказывают существование новых механизмов взаимодействий известных частиц или новых элементарных частиц, обнаружение которых возможно в экспериментах при высоких энергиях. В некоторых из этих сценариев естественным путем решается проблема иерархии.

Успешным кандидатом теории, где не возникает проблемы иерархии, является суперсимметрия. Если каждой частице Стандартной модели соответствует частица-суперпартнер, то вклад петлевых поправок с участием суперпартнеров сокращает соответствующий вклад от петель с участием топ-кварка, электрослабых бозонов и самодействия бозона Хиггса. Действительно, вклады от бозонных и фермионных петель имеют противоположные знаки. При этом масштаб новой физики (масштаб масс частиц-суперпартнеров) лежит на уровне $\Lambda = M_{SUSY}$ и составляет в разных моделях от сотен ГэВ до нескольких ТэВ. Долгое время этот механизм считался единственно возможным теоретическим

решением проблемы иерархии.

Другой тип теорий, в которых не возникает проблемы иерархии, был предложен сравнительно недавно и предполагает существование расширенной группы симметрии электрослабого взаимодействия. Один из классов подобных моделей носит название моделей "малого Хиггса" (англ. — the Little Higgs, для обзора см. [15–19]). В этих теориях бозон Хиггса представляется псевдо-голдстоуновским бозоном, возникающим вследствие нарушения некоей расширенной группы симметрии полей на масштабе энергий порядка нескольких ТэВ.

Первые успешные модели, где посредством механизма "малого Хиггса" удалось устранить все квадратично расходящиеся поправки к массе Хиггса, были построены Аркани-Хамедом, Кохеном и Георги [16]. Впоследствии это направление теории пережило период бурного развития, и на данный момент существует несколько моделей, использующих идею малого Хиггса и реализующих различные расширения стандартно-модельной группы симметрии (см. обзор [18] и ссылки там). Различают несколько типов моделей малого Хиггса. В одних из них электрослабый сектор описывается произведениями групп симметрии (к примеру, $(SU(2) \times U(1))^N$), в других — простыми группами высоких порядков (к примеру, $SU(N) \times U(1)$). В соответствии с этим, различают "модели произведений групп" и "модели простых групп". Примерами моделей первого типа являются модели "наименьшего Хиггса" (англ. — the Littlest Higgs) [20,21], так называемые модели "Big Moose" [16], "Minimal Moose" [22] и другие [23–25]. Ко второму типу относятся модели "простейшего малого Хиггса" (англ. — the Simplest Little Higgs, см. оригинальные работы [26,27] и обзоры [28–30]).

В качестве примера рассмотрим одну из моделей "простейшего малого Хиггса". В этой модели используется расширение стандартно-модельной группы $SU(2)_L \times U(1)_Y$ электрослабого взаимодействия до группы глобальной симметрии $[SU(3) \times U(1)]^2$. В рассматриваемой теории присутствуют два поля сигма-модели [31] (Φ_1 и Φ_2), преобразующиеся как триплеты $SU(3)$. Симметрия $SU(3) \times U(1)_X$ нарушается вследствие приобретения этими полями вакуумных

средних значений f_1 и f_2 соответственно:

$$\Phi_1 = \exp(i\Theta \frac{f_2}{f_1}) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_1 \end{pmatrix}, \Phi_2 = \exp(i\Theta \frac{f_1}{f_2}) \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ f_2 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

С приобретением полями $\Phi_{1,2}$ вакуумных средних значений, глобальная симметрия спонтанно нарушается до $[SU(2) \times U(1)]^2$, и в то же время, происходит явное её нарушение до диагональной $SU(3) \times U(1)$ подгруппы за счет калибровочных взаимодействий. Такой механизм получил название ”коллективного нарушения симметрии” (см. [16]).

Нарушение калибровочной симметрии $SU(3) \times U(1)_X$ происходит посредством оператора взаимодействия:

$$\mathcal{L}_\Phi = |(\partial_\mu + igA_\mu^a T^a - \frac{ig_x}{3} B_\mu^x) \Phi_i|^2, \quad (1.3)$$

при этом калибровочные бозоны $SU(3)$ могут быть записаны следующим образом в матричной форме:

$$A^a T^a = \frac{A^3}{2} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & -1 & \\ & & 0 \end{pmatrix} + \frac{A^8}{2\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & & \\ & 1 & \\ & & -2 \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & W^+ & Y^0 \\ W^- & & X^- \\ \bar{Y}^0 & & X^+ \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

Константы взаимодействия новых частиц и частиц Стандартной модели с бозоном Хиггса связаны друг с другом за счет механизма коллективного нарушения симметрии. Константа связи g группы $SU(3)$ равна константе связи группы стандартной модели $SU(2)$, в то время как константа связи g_x группы $U(1)_X$ определяется посредством g и угла смешивания θ_W :

$$g_x = \frac{g \tan \theta_W}{\sqrt{1 - \tan^2 \theta_W}}. \quad (1.5)$$

В сравнении со Стандартной моделью, эта теория содержит 5 дополнительных калибровочных бозонов. Два скалярных триплета $\Phi_{1,2}$ содержат 10 вещественных степеней свободы: 5 из них ”съедаются” продольными степенями свободы новых тяжелых калибровочных бозонов, 4 превращаются в стандартномодельный хиггсовский дублет, и одна становится неким новым скалярным бозоном η . $SU(2)$ дублеты фермионов стандартной модели расширяются до триплетов, так, к примеру, третье поколение кварков расширяется до $\Psi = (t, b, T)$.

При этом вследствие нарушения симметрии новые калибровочные бозоны и новые фермионы приобретают массы, соизмеримые с масштабом f , т.е. порядка нескольких ТэВ. Петлевые поправки к массе бозона Хиггса от новых тяжелых бозонов и фермионов сокращают соответствующие поправки от петель с участием электрослабых бозонов Стандартной модели и топ-кварка. Самодействие бозона Хиггса в рассматриваемой теории также не приводит к квадратично расходящимся вкладам в его массу за счет механизма коллективного нарушения симметрии. Таким образом, в теориях малого Хиггса естественным образом присутствуют три масштаба энергий: масштаб электрослабого взаимодействия (масса бозона Хиггса - 125 ГэВ), масштаб новой физики ($f \sim$ несколько ТэВ) и масштаб ультрафиолетового обрезания теории ($\Lambda \sim$ несколько десятков ТэВ).

Модели расширенного электрослабого сектора Стандартной модели обычно также включают расширение хиггсовского сектора, что связано с требованиями отсутствия аномалий. В качестве минимального расширения зачастую вводится два дублета полей Хиггса, обладающих противоположными гиперзарядами.

Еще одна возможность решения проблемы иерархии реализуется в теориях, где бозон Хиггса не является элементарной частицей, например, в моделях составного Хиггса (см. [32–35]). В этих моделях постулируется существование нового сильного взаимодействия (например, техницвета [36, 37]), связывающего некоторые новые фундаментальных частицы в наблюдаемые частицы Стандартной модели. В этом случае — электрослабые бозоны могут быть составными частицами, в частности, бозон Хиггса в таких сценариях является намбу-голдстоуновским бозоном — аналогом π -мезона в квантовой хромодинамике, и таким образом его масса может быть естественным путем определена на уровне ≈ 125 ГэВ — на порядок меньше масштаба ультрафиолетового обрезания теории. В этих и подобных им теориях также предсказывается существование иерархии новых резонансов с массами от нескольких сотен ГэВ до нескольких ТэВ — аналогов мезонов в Стандартной модели. Феноменология новых бозонов имеет аналогии со свойствами мезонов в КХД.

Другие теоретические сценарии, где возможно согласование масштабов и объединение электромагнитного и гравитационного взаимодействий, также

предсказывают новые нейтральные резонансы. Ряд теорий, включающих дополнительные пространственно-временные измерения, допускает пропагацию бозонов Стандартной модели в дополнительных измерениях, порождая так называемые возбужденные состояния Калузы-Клейна [38–47], которые экспериментально могут наблюдаться в виде тяжелых нейтральных резонансов. Эффективные массы этих состояний составляют по порядку величины $M \sim 2 \times (10^{-17}/R)$, где R - пространственный масштаб дополнительных измерений. Подобные возбужденные состояния могут возникать также в моделях Рандалла-Сандрама [48–51], где предполагается пропагация гравитона в дополнительных измерениях и предсказывается обнаружение массивных возбужденных состояний гравитона G^* .

1.3 Модели новых нейтральных резонансов

Рассмотрим основные модели тяжелых нейтральных резонансов, предсказываемых описанными выше теориями вне Стандартной модели, обнаружение которых возможно в экспериментах на ЛНС.

Одной из наиболее популярных моделей новых тяжелых нейтральных бозонов является модель Z' (см. [52] и ссылки там). Частицы этого типа являются ингредиентами большого количества различных теоретических сценариев, связанных с наличием дополнительной калибровочной симметрии $U(1)'$. Существование этой симметрии может быть следствием нарушения калибровочных симметрий высших рангов, расширяющих группу симметрии Стандартной модели. Толчком к развитию этих моделей было развитие теорий великого объединения и теории струн, которые базируются на калибровочных симметриях высокой размерности — в частности, более высокой, чем в теории $SU(5)$ Георги и Глэшоу [53]. Примерами групп симметрий этих теорий являются $SO(10)$ и $E(6)$. Возможная схема спонтанного нарушения этих симметрий: $SO(10), E(6) \rightarrow G_{SM} \times U(1)^n, n \geq 1$, где $G_{SM} = SU(3) \times SU(2) \times U(1)_Y$ — группа калибровочной симметрии Стандартной модели. Как в случае суперструн, так и в случае суперсимметричных теорий великого объединения — энергетический масштаб нарушения симметрии (как $U(1)'$, так и $SU(2) \times U(1)_Y$) зачастую связывается с масштабом низкоэнергетического нарушения суперсим-

метрии [54–56]. В этом сценарии экспериментальное обнаружение суперсимметричных частиц может одновременно быть предпосылкой к обнаружению тяжелых нейтральных бозонов с массой того же масштаба. Кроме этого, новые тяжелые бозоны типа Z' могут быть ингредиентами теорий с дополнительными пространственно-временными измерениями и представлять из себя возбужденные состояния частиц Стандартной модели.

Взаимодействие бозонов Z' с частицами Стандартной модели повторяет структуру взаимодействия Z -бозона и может отличаться величиной констант связи:

$$L_{Z'} = \sum_{\alpha} g_{\alpha} J_{\alpha}^{\mu} \psi Z'_{\alpha\mu}, \quad (1.6)$$

где $\alpha = 1 \dots n$ — число дополнительных калибровочных групп $U'(1)$, g_{α} — константа связи для каждой из этой групп, J_{α}^{μ} — ток, $Z'_{\mu\alpha}$ — поля новых нейтральных бозонов. Фермионные токи определяются следующим образом:

$$J_{\alpha}^{\mu} = \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^{\mu} [g_V^{\alpha}(i) - g_A^{\alpha}(i) \gamma^5] \psi_i, \quad (1.7)$$

где ψ_i — фермионные поля, i нумерует типы фермионов, $g_V^{\alpha}(i)$, $g_A^{\alpha}(i)$ — эффективные векторные и аксиальные связи.

Обнаружение резонансного рождения бозонов Z' в том случае, если их массы лежат на уровне одного или нескольких ТэВ, возможно в экспериментах на ЛНС в каналах с двумя заряженными лептонами или адронными струями в конечном состоянии. Вследствие интерференции процессов с участием бозонов Z' с процессами Стандартной модели, возможность существования бозонов Z' с меньшими массами ограничена данными прецизионных измерений физики электрослабых взаимодействий. В задаче экспериментального поиска феноменология моделей Z' обычно параметризуется значением массы и одной или несколькими константами связи.

Другой популярный класс моделей описывает нейтральные резонансы спина 2, соответствующие возбужденным состояниям гравитона в модели Рандалла-Сандрама или электрослабых бозонов Стандартной модели в моделях Калузы-Клейна. Ключевыми параметрами этой модели также являются константа связи с частицами Стандартной модели, значение массы резонанса, а также планковский масштаб в многомерном пространстве, который может лежать на уровне

нескольких ТэВ. Феноменология этих моделей предсказывает спектр узких резонансов в конечных состояниях с двумя фермионами, наиболее легкий из которых имеет массу порядка одного или нескольких ТэВ и может быть обнаружен в экспериментах на ЛНС.

1.4 Модель Z^*

Еще одним из типов новых частиц является нейтральный векторный бозон Z^* [57–60] спина 1. Этот тип частиц характеризуется особым ”тензорным” типом связи с фермионами Стандартной модели, отличающим его от других типов нейтральных резонансов.

Бозоны этого типа могут описываться новыми фундаментальными антисимметричными тензорными полями. В работе [59] детально обсуждается возможность существования новых фундаментальных бозонов, отличающихся от калибровочных бозонов Стандартной модели и описываемых новыми фундаментальными тензорными полями. Такие поля являются ингредиентами теории струн [61, 62], расширенных моделей супергравитации [63], а также служат устранению аномалий в подобных теориях [64]. Было показано [65], что построение перенормируемой теории, включающей такие поля, возможно в рамках конформной теории поля.

Уравнения движения для свободного антисимметричного массивного тензорного поля могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned}\partial_a T_{bc} + \partial_b T_{ca} + \partial_c T_{ab} &= F_{abc}, \\ \partial_a F_{abc} &= m_0^2 T_{bc},\end{aligned}\tag{1.8}$$

где T_{ab} — антисимметричное тензорное поле, F_{abc} — тензор напряженности. Эти уравнения описывают частицу спина 1 и массы m_0 .

Другой важной особенностью антисимметричных тензорных полей является то, что соответствующие им состояния преобразуются по киральным представлениям группы Лоренца $(1, 0)$ и $(0, 1)$ в отличие от калибровочных бозонов, преобразующихся по представлению $(1/2, 1/2)$. Ассоциированные с тензорными полями бозоны связывают фермионы различных киральностей и по этой причине получили название киральных.

Минимальная форма взаимодействия массивного тензорного поля с фермионами Стандартной модели может быть записана в виде юкавской связи:

$$L \sim t\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi T_{\mu\nu}, \quad (1.9)$$

где ψ — фермионные поля, t — константа взаимодействия.

Свободные от аномалий и совместимые с существующими экспериментальными наблюдениями модели, расширяющие электрослабый сектор и оперирующие тензорными полями, включают 2 дублета антисимметричных тензорных полей, обладающих противоположными по знаку гиперзарядами: $U_{\mu\nu} = (U_{\mu\nu}^0, U_{\mu\nu}^-)$, $T_{\mu\nu} = (T_{\mu\nu}^+, T_{\mu\nu}^0)$.

Запрет на существование нейтральных токов с изменением аромата влечет дополнительные ограничения на свойства новых полей. Для обеспечения совместимости с этим запретом может быть введено предположение о том, что нейтральные компоненты одного дублета тензорных полей взаимодействуют только с верхними типами кварков, нейтральные компоненты второго дублета — с нижними типами кварков и заряженными лептонами. В этом случае взаимодействие с фермионами Стандартной модели может быть записано в следующем виде:

$$L = t\bar{Q}\sigma^{\mu\nu}u_R U_{\mu\nu} + t[\bar{Q}\sigma^{\mu\nu}d_R + \bar{L}\sigma^{\mu\nu}e_R]T_{\mu\nu}, \quad (1.10)$$

где Q — левые кварковые дублеты $Q = (u_L, d_L)$, L — левые лептонные дублеты $L = (\nu_L, e_L)$, e_R — правые лептонные синглеты, u_R, d_R — правые кварковые синглеты, t — константа связи. В задаче экспериментального поиска новых резонансов типа Z^* в этой модели мы будем ассоциировать новые бозоны с тензорными полями $T_{\mu\nu}$, взаимодействующими с нижним типом кварков и заряженными лептонами.

Помимо возможности существования фундаментальных тензорных полей — тензорная связь может быть следствием динамических свойств новых векторных частиц. В подобных моделях оператор Лагранжа взаимодействия новых бозонов с частицами Стандартной модели может быть записан в следующем виде:

$$\begin{aligned}
L_{Z^*} = & g\bar{\psi}'_2\gamma^\mu\psi'_1V_\mu + gV_\mu^\dagger\bar{\psi}'_1\gamma^\mu\psi'_2 + \\
& + \frac{h}{2}\bar{\psi}'_2(1 + \gamma^5)\psi_2\phi + \frac{h}{2}\bar{\psi}'_1(1 + \gamma^5)\psi_1\phi^* + \\
& + \frac{h}{2}\bar{\psi}'_2(1 - \gamma^5)\psi_2\phi^* + \frac{h}{2}\bar{\psi}'_1(1 - \gamma^5)\psi_1\phi,
\end{aligned} \tag{1.11}$$

где V_μ — векторное поле неких новых калибровочных бозонов, ψ' — тяжелые фермионные поля, ϕ — тяжелое скалярное поле. В таких моделях - взаимодействие новых калибровочных бозонов V_μ с фермионами стандартной модели возможно только в высших порядках по взаимодействию (см. Рисунок 2).

Оператор этого взаимодействия выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
L = & \frac{igh^2}{4}\bar{\psi}'_2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (1 + \gamma^5) \frac{\not{p}' - \not{k} + m}{(p' - k)^2 - m^2} \gamma^\mu \frac{\not{p} - \not{k} + m}{(p' - k)^2 - m^2} (1 + \gamma^5) \times \\
& \times \frac{1}{k^2 - M^2} \psi_1 V_\mu \\
= & \frac{gh^2}{32\pi^2 m} \mathcal{I}(q^2, m^2, M^2) \bar{\psi}_2 \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma^5) \psi_1 \partial_{[\mu} V_{\nu]}.
\end{aligned} \tag{1.12}$$

Таким образом — взаимодействие тяжелых бозонов V_μ с фермионами Стандартной

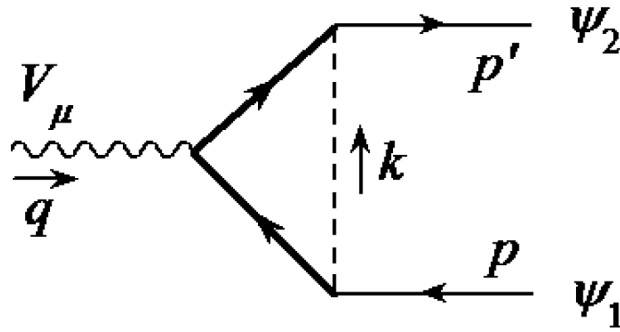


Рис. 2: Диаграмма взаимодействия бозона Z^* с фермионами стандартной модели. Волнистой линией изображено поле нового тяжелого бозона, жирные сплошные линии соответствуют полям новых тяжелых фермионов, пунктирная линия соответствует тяжелому хиггсовскому полю, тонкие сплошные линии — фермионы Стандартной модели.

модели носит "тезорный" характер.

Свойства взаимодействий типа (1.11), (1.12) отражаются в наблюдаемых свойствах бозонов Z^* , $W^{\pm*}$, в частности, эти бозоны характеризуются уникальными угловыми распределениями частиц их распада. Экспериментальные свойства возбужденных векторных бозонов типа Z^* будут обсуждаться ниже — в разделе 1.5.

4-фермионные взаимодействия (на примере кварк-лептонных взаимодействий), происходящие посредством обмена нейтральным Z^* бозоном, имеют следующий вид [59] — с точностью до коэффициента:

$$V_{4f} \sim [u_L \sigma^{\mu\rho} u_R \times e_R \sigma^{\nu\rho} e_L + u_L \sigma^{\mu\rho} u_R \times e_L \sigma^{\nu\rho} e_R + u_R \sigma^{\mu\rho} u_L \times e_R \sigma^{\nu\rho} e_L + u_L \sigma^{\mu\rho} u_R \times e_L \sigma^{\nu\rho} e_R] \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}, \quad (1.13)$$

Необходимо заметить, что помимо расширений Стандартной модели в области высоких энергий тензорные взаимодействия используются в теориях, описывающих сильные взаимодействия при низких энергиях, где не применима квантовая хромодинамика, в частности, в расширенной модели Намбу—Йона-Лазинио [66]. В этой модели вводятся различные типы эффективных взаимодействий между кварками — скалярное, псевдоскалярное, векторное и аксиально-векторное, а также тензорное (см. [59]). Мезонные возбуждения этой модели описывают различные типы мезонов Стандартной модели. В частности, киральные тензорные взаимодействия описывают взаимодействия векторных мезонов b_1 и ρ с кварковыми токами. Бозоны типа Z^* могут выступать аналогами этих мезонов в моделях техницвета и подобных им, где постулируется составная природа калибровочных бозонов Стандартной модели.

Помимо возможности прямого обнаружения резонансного рождения новых бозонов Z^* в экспериментах со столкновениями частиц при высоких энергиях, существует возможность косвенных наблюдений частиц этого типа в низкоэнергетических экспериментах. Такими экспериментами могут быть прецизионные измерения кинематики радиационного лептонного распада пиона, распада мюона и нейтрона. В определенных кинематических областях эти распады могут быть чувствительны к тензорным взаимодействиям (см. обзор [59] и ссылки там).

1.5 Наблюдаемые свойства новых векторных бозонов Z^* и экспериментальная идентификация этого типа резонансов

В этом разделе исследуются экспериментальные свойства новых бозонов Z^* , которые могут наблюдаться в протон-протонных столкновениях на ЛНС.

Массы новых бозонов предсказываются на уровне нескольких ТэВ, поэтому в случае, если они существуют и имеют достаточно высокие сечения рождения, они будут обнаружены в данных столкновений протонов с энергиями 7–14 ТэВ.

Как и для других теоретически предсказываемых моделей тяжелых бозонов (Z' , G^* , частицы Калузы-Клейна, технимезоны, квантовые черные дыры и т.д.) — обнаружение Z^* возможно в виде тяжелого резонанса в распределении инвариантной массы лептонов или адронных струй (Рисунок 3).

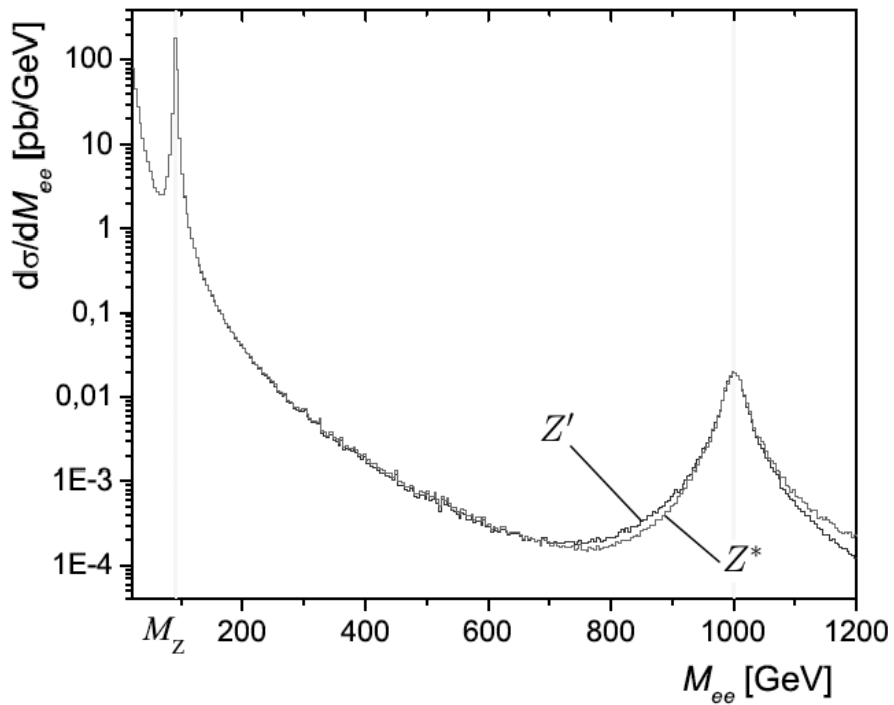


Рис. 3: Распределения лептонов (в данном случае: электрон-позитронных пар) по инвариантной массе пары. Показаны ожидаемые пики новых бозонов Z' (черная кривая) и Z^* (серая кривая) массой 1ТэВ.

“Тензорная” форма взаимодействия (1.12) обуславливает уникальные экспериментальные свойства Z^* в сравнении с другими типами новых тяжелых бозонов. Если фермионы, рождающиеся в распадах Z или Z' бозонов, харак-

теризуются угловыми распределениями вида: $\frac{d\sigma}{d\cos(\theta)} \sim (1 + \cos^2 \theta)$, то ”возбужденные” бозоны типа Z^* , описываемые ”тензорным” взаимодействием (1.12), (1.13), дают угловые распределения фермионов в конечном состоянии вида: $\frac{d\sigma}{d\cos(\theta)} \sim \cos^2 \theta$ (см. [59]). На Рисунках 4, 5 дано сравнение смоделированных на основании теоретических расчетов распределений лептонов распада для моделей Z' и Z^* по поперечному импульсу и косинусу угла в системе Коллинза-Сопера.

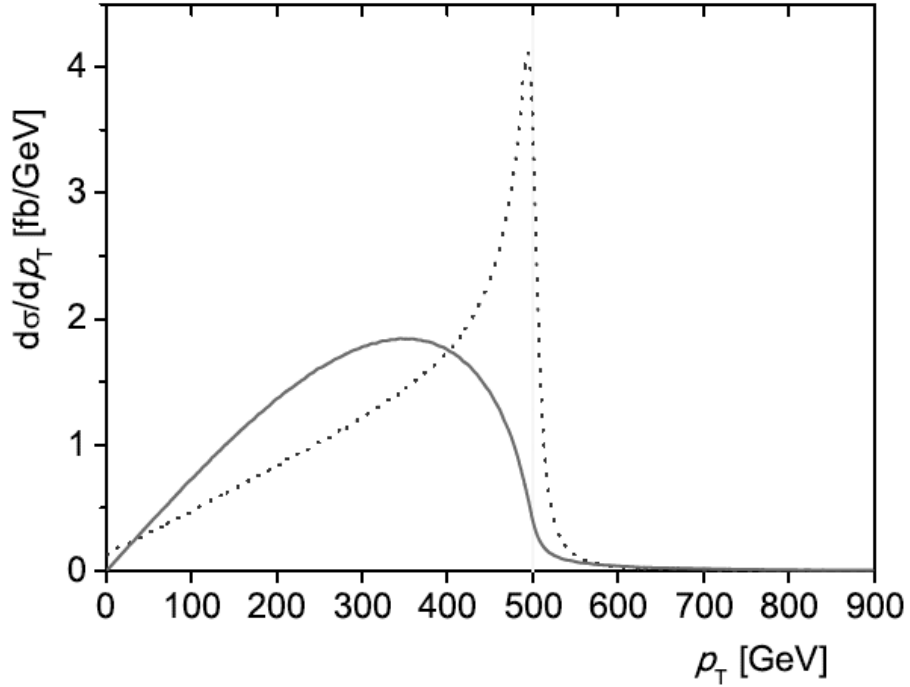


Рис. 4: Распределения лептонов распада по поперечному импульсу для бозонов Z' (пунктирная кривая) и Z^* (сплошная кривая) массой 1ТэВ.

С точки зрения экспериментальной физики высоких энергий — одной из удобных угловых характеристик лептонов распада является разность их псевдобыстрот. Полезным свойством этой переменной для экспериментальной физики на коллайдерах частиц является её постоянство при преобразованиях Лоренц-бустов вдоль оси пучков. Распределения этой переменной в распадах различных типов нейтральных бозонов (массой 1 ТэВ), полученные путем теоретических вычислений, показаны на Рисунке 6. Резонанс типа Z^* характеризуется уникальным распределением по разности псевдобыстрот лептонов — в отличие от других типов резонансов, для Z^* это распределение имеет максимум при $\Delta\eta \approx 1.8$.

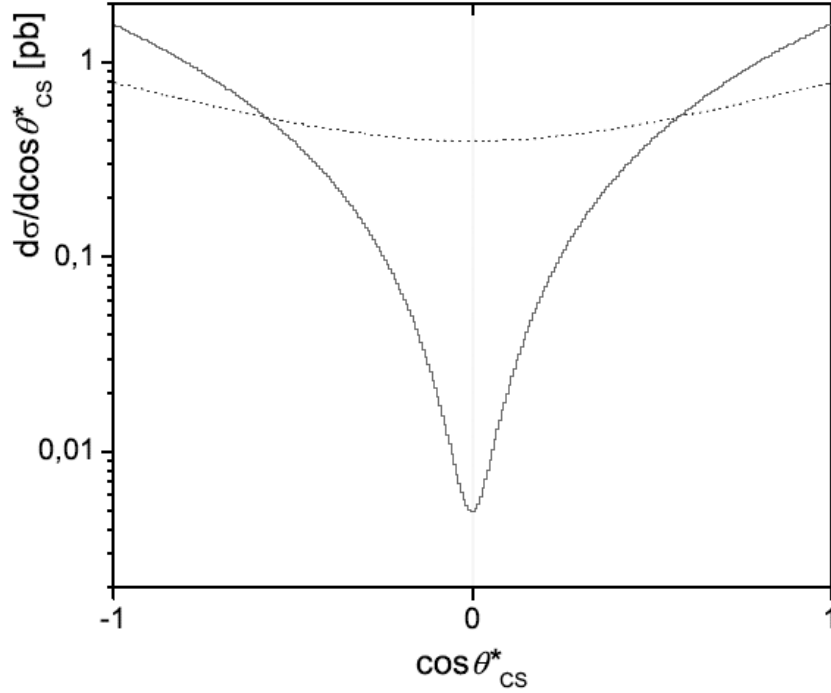


Рис. 5: Распределение косинуса угла между лептонами распада в системе отсчета Коллинза-Сопера для бозонов Z' (пунктирная кривая) и Z^* (сплошная кривая) массой 1ТэВ.

Таким образом, в случае экспериментального обнаружения нового резонанса — характерные особенности кинематических распределений позволят отличить резонанс Z^* от тяжелых скалярных и векторных бозонов на раннем этапе — даже при небольшой статистике сигнальных событий.

В некоторых теоретических реализациях моделей, включающих взаимодействия тензорного типа и бозоны типа Z^* , допускается наличие у новых бозонов так называемого "кирального заряда". В этом случае взаимодействие новых бозонов с фермионами связывает фермионы левой и правой киральностей (см. обзор [59]). Кроме того, как обсуждалось выше, одним из возможных свойств новых бозонов является взаимодействие этих частиц только с фермионами "нижнего" типа: кварками d, s, b , и заряженными лептонами. Помимо измерения угловых распределений, свидетельством в пользу принадлежности обнаруженных сигнальных событий к той или иной теоретической модели может быть измерение относительных вероятностей распада в том или ином канале.

Среди экспериментально наблюдаемых в лидирующем порядке по взаи-

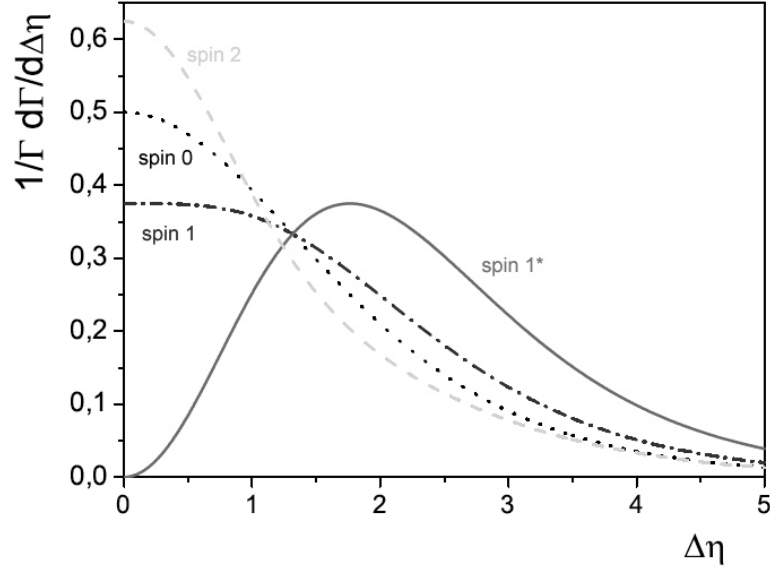


Рис. 6: Распределение разности псевдобыстрот между лептонами распада для различных типов нейтральных бозонов массой 1 ТэВ. Штрих-пунктирной линии соответствуют бозоны спина 1 типа Z , Z' (spin 1), пунктирная линия соответствует резонансам спина 0 (spin 0), штрихованная линия — резонансам спина 2 (например, G^*) (spin 2), сплошная линия показывает разность псевдобыстрот лептонов в распадах Z^* (spin 1*).

моделью распада Z^* предсказываются: лептонная $Z^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ и кварковая $Z^* \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$. При этом вероятность распада по каждому из 3-х лептонных каналов предсказывается теорией для Z^* на уровне 8.3%. Эту модель резонанса Z^* мы будем использовать в дальнейшем, анализируя экспериментальные данные.

Сечение рождения Z^* для массы Z^* , равной массе Z -бозона, определяется в теории близким к сечению рождения Z , а затем спадает с ростом массы в соответствии с Лагранжианом (1.12) и партонной светимостью ускорителя. На Рисунке 7 показано сечение рождения бозонов Z^* в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ, помноженное на вероятность в распада в одном из лептонных каналов, в зависимости от полюсной массы.

При этом стоит заметить, что такие характеристики, как вычисленные в теории сечение и вероятности распада в различных каналах не являются определяющими характеристиками в поставленной нами задаче экспериментального

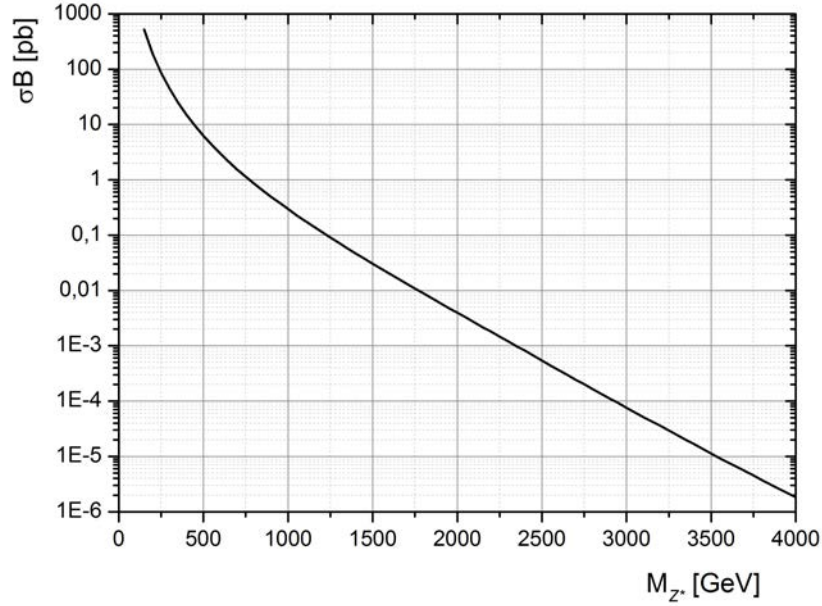


Рис. 7: Предсказываемое в теории сечение рождения Z^* в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ на относительную ширину распада в одном из дилептонных каналов.

поиска Z^* . В случае обнаружения сигнала этого (или другого) типа резонанса, его сечение будет измерено независимо от теоретических предсказаний. В том случае, если сигнал обнаружен не будет — планируется вычисление верхнего предела произведения сечения на вероятность распада Z^* для всевозможных масс последнего.

Мы также предполагаем, что резонанс Z^* является узким, теоретически предсказываемое значение ширины распада Z^* лежит на уровне 3.4% его полюсной массы.

1.6 Выводы к Главе 1

Существует несколько общепризнанных теоретических сценариев вне Стандартной модели, которые предсказывают существование новых нейтральных бозонов с массами порядка одного или нескольких ТэВ. Одной из моделей новых частиц является модель нейтрального бозона Z^* . На основе теоретических предсказаний исследованы наблюдаемые свойства бозонов Z^* в протон-протонных столкновениях высоких энергий с распадом в лептон-антилептонном

канале. Полученные результаты свидетельствуют о значительном потенциале обнаружения новых частиц в эксперименте ATLAS. Уникальные кинематические распределения лептонов в распадах Z^* , отличающие этот тип новых бозонов от других (например, Z' , G^*), позволяют с высокой степенью достоверности идентифицировать события Z^* в случае обнаружения нового резонанса.

2 Экспериментальная установка и обработка экспериментальных данных

2.1 Описание ускорительного комплекса LHC и его характеристики

В этом разделе коротко рассматривается устройство LHC [67], а также характеристики пучков протонов, получаемых на нем, которые важны для физики эксперимента ATLAS. LHC — это ускорительный комплекс, представляющий из себя два ускорительных кольца, снабженных системой сверхпроводящих магнитов и смонтированных в туннеле, ранее использовавшемся LEP (англ., Large Electron-Positron collider). Этот туннель длиной 26.7 км проложен под землей на глубине в различных местах от 45 до 170 м. Пучки заряженных частиц движутся по ускорительным кольцам в противоположных направлениях и удерживаются на круговых орбитах магнитным полем. Пересечение встречных пучков организовано в четырех специальных пунктах, где располагаются четыре комплекса экспериментальных установок: ALICE, ATLAS+LHCf, LHCb и CMS+TOTEM.

Ускорение протонных и ионных пучков до энергий LHC осуществляется в несколько этапов (см. Рисунок 8). Протонные пучки вначале ускоряются линейным ускорителем (Linac2) до энергий 50 МэВ, затем бустером протонного синхротрона (PBS) — до 1.4 ТэВ, затем протонным синхротроном (PS) — до 25 ТэВ и, наконец, протонным супер-синхротроном — до энергий 450 ТэВ. Этот пучок разделяется на два, которые переводятся в кольцо LHC, где продолжается их ускорение до максимальной энергии и столкновение друг с другом.

Общая схема колец LHC показана на Рисунке 9. Ускорительные кольца включают 8 дуговых и 8 прямых секций. Каждая прямая секция длиной 582 м может служить сервисным пунктом или местом расположения экспериментальной установки. Два пункта пересечения пучков, обеспечивающие высокую светимость столкновений пучков, расположены в диаметрально противоположных прямых секциях — здесь располагаются эксперименты ATLAS (пункт 1, IR1) и CMS (пункт 5, IR5). В пунктах 2 и 8 (IR2, IR8) также располагаются экспериментальные установки (ALICE и LHCb), и кроме того, находятся системы инъекции двух пучков частиц. В пунктах 3 и 7 (IR3, IR7) находятся коллимирующие системы. В пункте 4 (IR4) находятся радиочастотные камеры (две

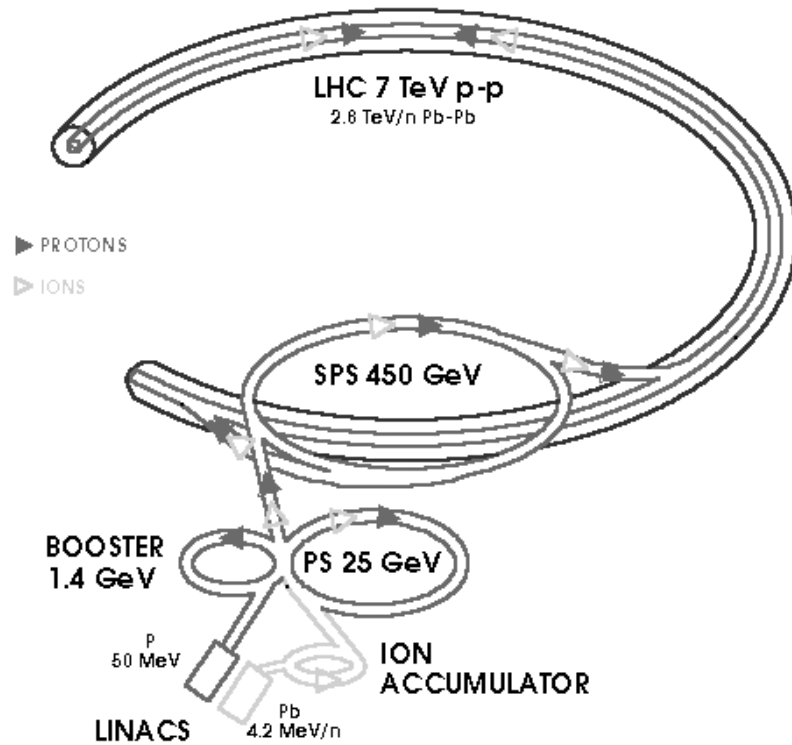


Рис. 8: Схема схема ускорения протонных и ионных пучков на LHC (см. [67]).

независимые системы для каждого из встречных пучков), которые служат для ускорения частиц. Прямая секция в пункте 6 содержит систему поглощения пучков, куда пучки выводятся из ускорительных колец и поглощаются графитовым абсорбером.

Основными параметрами ускорителя, определяющими возможности открытия новых и исследования известных физических явлений, являются энергия сталкиваемых пучков и светимость столкновений. Количество событий, генерируемых в столкновениях на LHC в единицу времени, пропорционально светимости ускорителя и сечению рассматриваемого процесса:

$$N_{event} = L\sigma_{event}. \quad (2.1)$$

Сечения процессов физики Стандартной модели, равно как и теоретически предсказываемые сечения процессов новой физики, существенно зависят от энергии, возрастая с ростом энергии сталкивающихся пучков. Светимость уско-

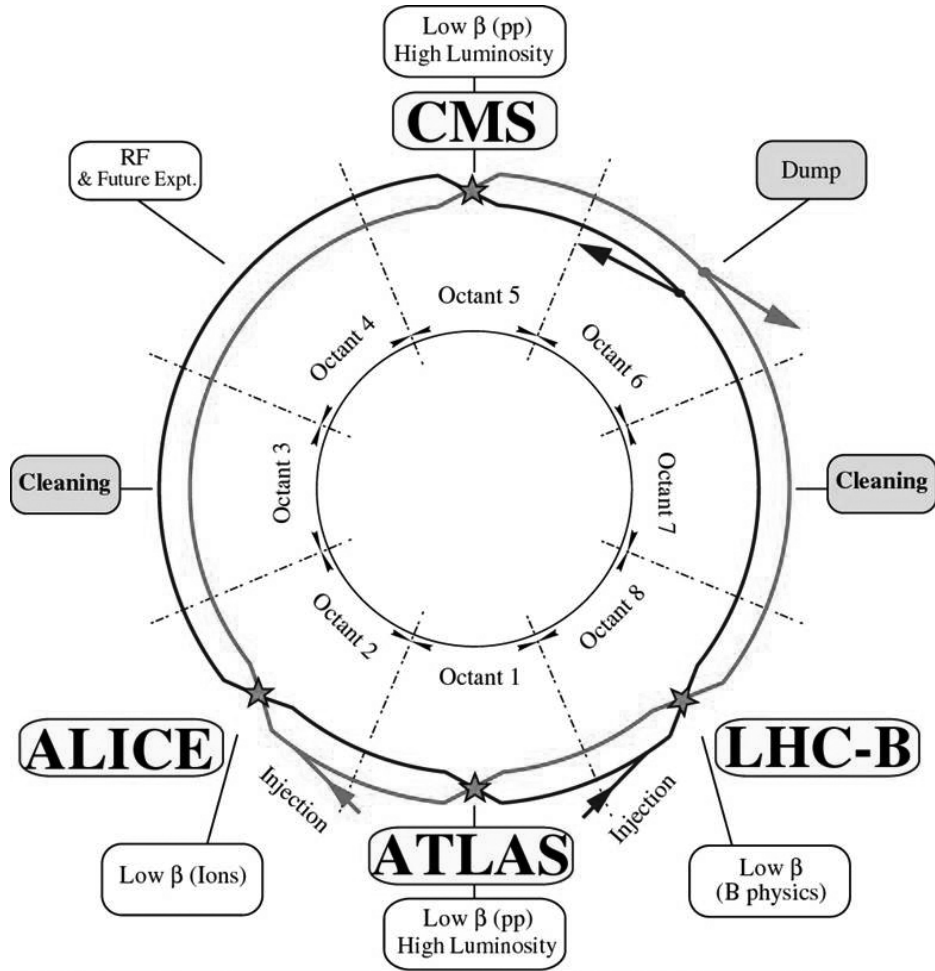


Рис. 9: Схема экспериментов LHC.

рителя зависит только от параметров пучков, и для пучков с распределением плотности по Гауссу может быть записана в виде:

$$L = \frac{N_b^2 n_b f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F, \quad (2.2)$$

где N_b — количество частиц в "банче" (сгустке сталкиваемых частиц), n_b — количество банчей в пучке, f_r — частота вращения пучков по кольцу, γ_r — релятивистский гамма-фактор, ϵ_n — нормированный поперечный эмиттанс пучка, β^* — амплитудная функция в точке столкновения, F — близкий к 1 геометрический фактор снижения светимости вследствие отличия угла встречи пучков в точке взаимодействия от 180° .

Каждый цикл работы коллайдера включает ускорение протонных пучков до 450 ГэВ, инжекцию пучков в кольца LHC, ускорение до номинальной энергии, наблюдение столкновений (так называемый "период светимости" или "ран" — от англ. luminosity run) и вывод пучков, а также сервисные перерывы.

Без учета периода светимости и с учетом того, что не каждая инжекция протонов заканчивается успешным ускорением, каждый цикл "перезапуска" ускорителя занимает порядка 6-7 ч.

Светимость ЛНС не является постоянной величиной, а уменьшается в течение периода светимости. Основными причинами этого уменьшения являются: потери от столкновений, рассеяние на остаточном газе в кольцах ускорителя, нелинейное взаимодействие пучков, шумы в радиочастотных камерах и т.д. Время жизни пучков, т.е. время, за которое их светимость уменьшается в e раз, существенно зависит от параметров пучков, в частности (при данной энергии ускорителя и параметрах магнитных полей), от мгновенной светимости. Интегрирование мгновенной светимости пучков (2.2) по "периоду светимости" дает важный параметр — интегральную светимость коллайдера:

$$L = L_0 \tau_L (1 - e^{-T_{run}/\tau_L}), \quad (2.3)$$

где T_{run} — продолжительность периода светимости. С учетом времени "перезапуска", определенного выше и составляющего около 7 ч., оптимальная длительность периода светимости составляет около 12ч. Это означает, что максимально достижимая интегральная светимость коллайдера за год может достигать порядка $80 \div 100$ фемтобарн⁻¹.

Задача наблюдения редких событий, таким образом, требует как высоких энергий, высоких интенсивностей пучков, так и длительной стабильной работы ускорителя.

На ЛНС построены два эксперимента, рассчитанные на высокую мгновенную светимость протонных пучков, ATLAS и CMS — $L \sim 10^{34} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, эксперименты "низкой светимости": ЛНСб — для изучения процессов B -физики ($L \sim 10^{32} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$) и TOTEM — для изучения процессов упругого рассеяния протонов на малые углы ($L \sim 2 \times 10^{29} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$), а также эксперимент ALICE, оптимизированный для изучения физики тяжелых ионов и рассчитанный на светимость $L \sim 10^{27} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ пучков ионов.

Ограничения энергии и плотности пучков диктуются, в основном, геометрическими параметрами и характеристиками магнитного поля ускорительных колец ЛНС. Используемые для ЛНС сверхпроводящие магнитные диполи основаны на ниобий-титановых проводниках, охлаждаемых жидким гелием до

температур около 1.9К, и, таким образом, позволяющих достигать магнитных полей около 8.4Т при силе тока 11700А. Всего в конструкции ЛНС используется 1232 таких диполя, составляющих 27 км кольцо, 1104 в дуговых и 128 в прямых секциях. Номинальное магнитное поле позволяет достигать энергий протонного пучка до 7ТэВ. Максимальная плотность частиц в банчах ограничена геометрическими параметрами ускорительных колец. Другим ограничивающим фактором является нелинейное взаимодействие пучков в точках столкновений. Это взаимодействие оценивается параметром линейного сдвига пучков:

$$\xi = \frac{N_b r_p}{4\pi\epsilon_n}, \quad (2.4)$$

где r_p - классический радиус протона. Общий сдвиг, просуммированный по всем точкам взаимодействий пучков, не должен превышать 0.015.

Еще одним фактором, ограничивающим энергию и плотность протонов, является качество магнитного поля, непосредственно влияющее на стабильность пучка и время его жизни. Наконец, криогенная система сверхпроводящих магнитов участвует в поглощении энергии синхротронного излучения, а потому должна иметь запас по критической температуре и критическому магнитному полю. Текущее ограничение на плотность протонов в банчах составляет $N \sim 10^{11}$. Интенсивность всего протонного пучка может варьировать от одного банча, содержащего 5×10^9 протонов, в тестовых запусках до 4 серий по 72 банча плотностью вплоть до 1.7×10^{11} протонов на банч. Номинальный промежуток между банчами в серии составляет 25 нс. Тем не менее, поскольку высокая плотность пучков сказывается на времени их жизни, а также создает высокую радиационную нагрузку на системы ускорительного комплекса, детектирующие системы экспериментальных установок и систему обработки данных, в 2009÷2012 годах работы ЛНС этот промежуток задавался на уровне 75, 50 нс.

2.2 Описание экспериментальной установки ATLAS

В этом разделе речь пойдет об устройстве детектора ATLAS, в частности, наиболее подробно о тех его подсистемах, которые используются для анализа событий с мюонами в конечном состоянии — внутреннем детекторе и мюонном спектрометре, а также о терминологии, используемой в дальнейшем изложении.

Детектор ATLAS (англ., A Toroidal LHC AparatuS) [68] — один из детекторов ”общего назначения” (наряду с CMS) в составе LHC, рассчитанный на регистрацию и обработку событий протон-протонных и тяжело-ионных столкновений высоких светимостей ($L \sim 10^{34} - 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и $L \sim 10^{27} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$, соответственно) со всевозможными конечными состояниями.

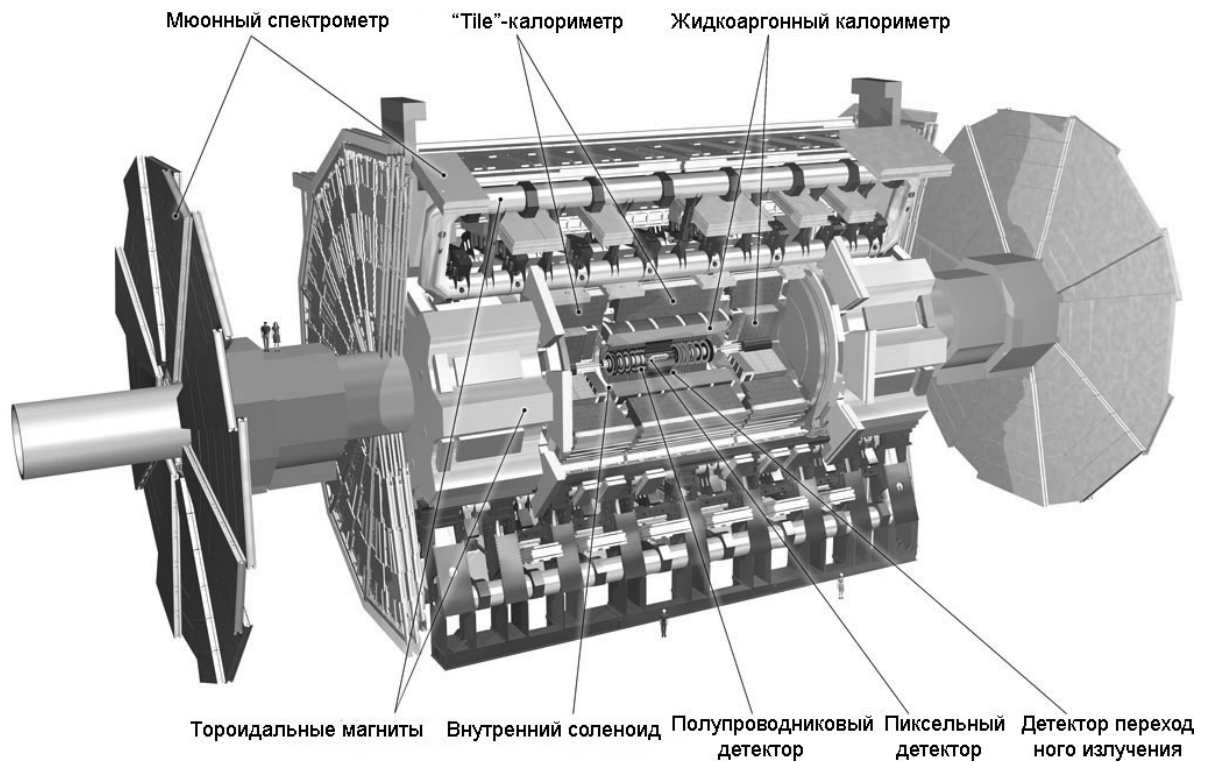


Рис. 10: Общая схема экспериментальной установки ATLAS.

Общая схема установки ATLAS показана на Рисунке 10.

Координатная система, связанная с детектором и используемая для определения всех кинематических параметров восстанавливаемых детектором объектов, в качестве начала координат использует номинальную точку взаимодействия встречных пучков. Ось z сонаправлена оси пучков, а плоскость xu ортогональна этому направлению. Ось x определена по направлению из начала отсчета к центру кольца LHC, а ось y направлена вверх. Детектор (как и большинство из его подсистем) в целом имеет осесимметричный дизайн с осью симметрии z . Так называемая сторона "А" детектора отвечает положительному направлению оси z , соответственно, сторона "С" определена отрицательными z . Азимутальный угол ϕ определен стандартно в плоскости xu , полярный угол θ отсчитывает угол от оси пучка. Параметр "псевдобыстрота"

определен, как $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. В некоторых случаях, например, для тяжелых объектов, также удобно пользоваться таким параметром как "быстрота": $y = 1/2\ln[(E + p_z)/(E - p_z)]$. Поперечный импульс p_T , поперечная энергия E_T и так называемая "потерянная" поперечная энергия E_T^{miss} определены как проекции кинематических переменных объектов на ось xy . Расстояние в пространстве углов (псевдобыстрота-азимут) определяется как $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

Магнитная подсистема детектора состоит из компактного сверхпроводящего соленоида во внутренней области детектора и трех больших сверхпроводящих тороидов на периферии детектора (в цилиндрической части и в торцах). Детектирующие подсистемы детектора ATLAS включают: "внутренний детектор" (англ., Inner Detector, ID) в непосредственной близости от точки соударения пучков, систему калориметров, окружающих внутренний детектор, и "мюонный спектрометр" (англ., Muon Spectrometer, MS), находящийся во внешней части ATLAS.

Сверхпроводящий соленоид, находящийся во внутренней части детектора ATLAS, создает магнитное поле около 2Т, в которое помещен "внутренний детектор", см. [69, 70]. Внутренний соленоид представляет из себя бочонок внутренним диаметром 2.46 м, внешним диаметром 2.56 м и длиной 5.8 м. Рабочий ток в обмотке соленоида равен 7700А. Величина магнитного поля, которую необходимо знать для прецизионных измерений импульсов частиц, находится путем расчетов, основанных на измерениях систем датчиков.

Общая схема внутреннего детектора показана на Рисунке 11.

Задача внутреннего детектора — восстановление траекторий частиц, распознавание различных типов частиц, измерение их импульсов с высокой точностью, определение координат первичных и вторичных вершин рождения частиц. Поскольку в каждом событии протон-протонных столкновений при энергиях ЛНС (то есть каждые 25, 50 или 75 нс, в зависимости от величины промежутка между банчами) рождается порядка 10^3 частиц в кинематической области $|\eta| < 2.5$, что создает высокую плотность треков вблизи области взаимодействия, к внутреннему детектору предъявляются наиболее высокие требования по точности и надежности восстановления траекторий частиц.

Внутренний детектор включает несколько подсистем: пиксельный детек-

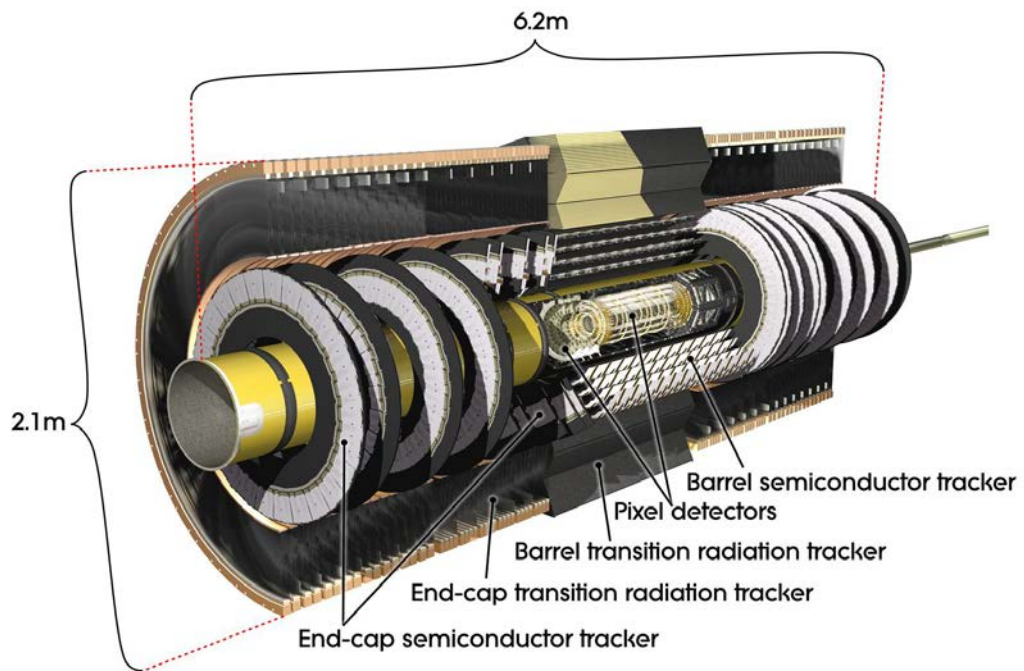


Рис. 11: Общая схема внутреннего детектора установки ATLAS.

тор (англ., Pixel Detector) [69,70], кремниевый ”микростриповый” (или полупроводниковый) детектор (англ., SemiConductor Tracker, SCT) [71–74] и детектор переходного излучения (англ., Transition Radiation Tracker, TRT) [75–77], см. Рисунки 12, 13.

Ближе всего к области взаимодействия находится **пиксельный детектор**. Он имеет форму бочонка длиной 1.4 м и диаметром 0.5 м. Его цилиндрическая (или так называемая ”баррельная”, от англ., barrel — бочка) часть состоит из 3-х цилиндрических слоев радиусами 50.5 мм, 88.5 мм и 122.5 мм. Каждый из слоев набран из планок, наклоненных под азимутальным углом в 20° . В каждом из слоев всего 22, 38 и 52 планок, соответственно. При этом каждая планка состоит из 13 пиксельных модулей - кремниевых пластин, размером 63×24 мм, содержащих каждая 46080 пикселей (см. [70]). Каждый пиксель имеет размеры 50×400 мкм. Внутренний слой пиксельного детектора часто именуют В-слоем (англ., V-Layer), поскольку данные внутреннего слоя пиксельного детектора важны для точного восстановления вершин треков, в частности, вершин распадов В-мезонов. Кроме баррельной части, в состав пиксельного детектора входят модули в форме дисков, располагающиеся в торцах пиксельного детектора — по три с каждой стороны. Каждый диск состоит из 8-ми секторов,

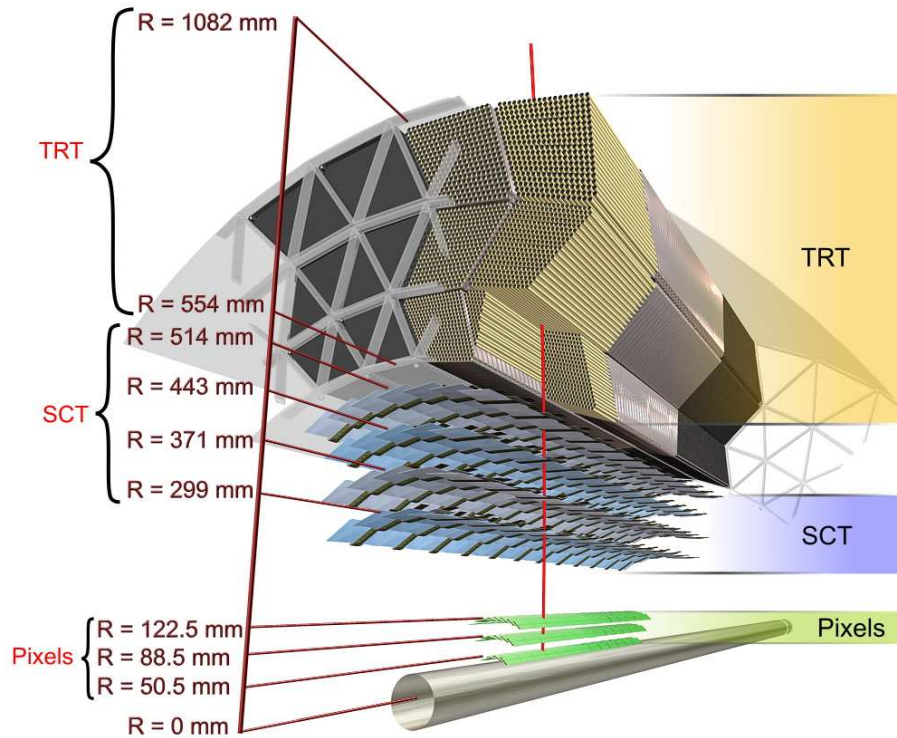


Рис. 12: Цилиндрическая часть внутреннего детектора в разрезе.

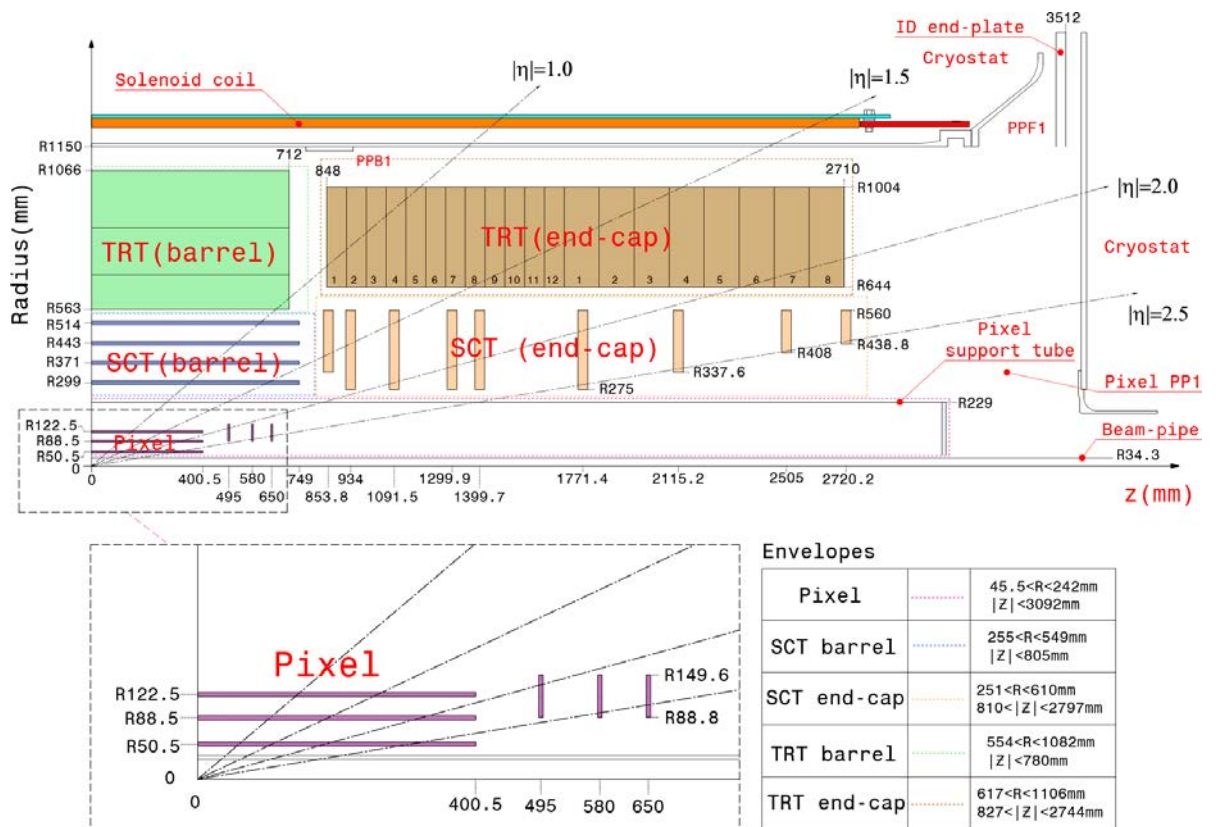


Рис. 13: Подсистемы внутреннего детектора ATLAS.

в каждом из которых — 6 пиксельных модулей. Пиксельные модули в дисках не имеют существенных отличий от пиксельных модулей баррельной части. Всего в состав пиксельного детектора входит 1744 пиксельных модуля и, таким образом, около 8×10^7 пикселей. Пиксельные модули в силу своей близости к области взаимодействия пучков являются наиболее радиационно нагруженными. Пространственное разрешение координат попаданий частиц пиксельного детектора составляет около 10 мкм. Слои пиксельного детектора сегментированы по координатам $R - \phi$ и z , каждый трек обычно пересекает 3 пиксельных слоя.

Кремниевый микростриповый детектор (англ., SemiConductor Tracker, SCT) является следующим по удалению от области взаимодействия. Он также имеет бочкообразную форму и занимает пространство в диапазоне радиусов $30 \div 50$ см. По полярному углу SCT полностью покрывает область $|\eta| < 2.5$ и состоит из 4088 модулей [73, 74]. В области барреля 2112 модулей составляют 4 цилиндрических слоя, покрывающих область $|\eta| < 1.1 \div 1.4$. С торцов 1976 модулей составляют 9 детектирующих дисков с каждой стороны с покрытием по псевдобыстроте $1.1 \div 1.4 < |\eta| < 2.5$. Общее количество каналов считывания информации для SCT составляет 6.3 миллиона. Каждый из модулей SCT состоит из двух пар идентичных пластин, склеенных друг с другом противоположными сторонами, при этом угол между ними равен 4×10^{-4} стерадиан. Каждая пластина представляет из себя односторонний кремниевый сенсор, структуру которого составляют 768 полупроводниковых полос шириной около 80 мкм. Размеры сенсоров — примерно 6×6 см. Две пары пластин имеют общую плату считывания сигналов, и вместе с ней составляют один модуль SCT. За счет углового смещения сенсоров в склейке возможно восстановление не только поперечной, но и продольной координаты попадания частицы в модуль SCT. Пространственное разрешение координат попадания частиц составляет 17 мкм в поперечном и 580 мкм в продольном направлении. Обычно для каждого трека восстанавливается 4 точки попадания в SCT.

Пиксельный и микростриповый детекторы осуществляют вместе до 7 точных измерений координат траектории частицы.

Для **детектора переходного излучения** (англ., Transition Radiation Tracker, TRT) базовыми детектирующими элементами являются пустотелые

трубки диаметром 4 мм [77]. Стенки этих трубок изготовлены из двух скрепленных между собой полиамидных пленок толщиной 25 мкм. Внешняя поверхность каждой из пленок покрыта слоем алюминия толщиной 0.2 мкм, выполняющим роль катода и защищенным графито-полиамидным слоем толщиной 5-6 мкм. Обратная сторона пленки покрыта слоем полиуретана толщиной 5 мкм для теплоизоляции двух пленок между собой. Роль катода выполняет вольфрамовый проводник диаметром 31 мкм, покрытый слоем золота (0.5-0.7 мкм), пропущенный сквозь трубку и закрепленный на концах. Трубка заполнена смесью газов 70% Xe , 27% CO_2 и 3% O_2 под избыточным давлением $5 \div 10$ мбар. Пространство между трубками заполнено пластиком, при прохождении через который заряженные частицы вызывают переходное излучение, регистрируемое трубками. Комбинация измерений переходного излучения и ионизационных потерь позволяет, в частности, отличать адронные треки от лептонных. В области барреля трубки имеют длину 144 см и расположены параллельно оси пучка. В трубках баррельной области анодный провод разделен на 2 части, при этом сигнал считывается с обеих сторон трубки. В центре трубок баррельной области имеется, таким образом, неактивная область длиной примерно 2 см. В области торцов TRT трубки имеют длину 37 см и упорядочены в радиальном направлении. В TRT восстанавливаются координаты попадания частицы в плоскости, поперечной плоскости трубки, при этом точность восстановления составляет около 130 мкм. Всего TRT содержит до 73 слоев трубок в области барреля (всего 52544 трубок), занимающих пространство по радиусу от 0.5 до 1.1 м и по псевдобыстроте $|\eta| < 1$. В каждом торце TRT находится по 80 слоев (в форме плоских восьмиугольников) трубок — всего 122880 трубок. При прохождении заряженной частицы в TRT обычно восстанавливается 36 координат траектории частицы. Общее количество каналов считывания составляет для TRT 351000.

Вне компактного внутреннего соленоида, в котором заключен внутренний детектор, находится система калориметров (см. Рисунок 14, см. [68] и ссылки там). В калориметрах происходит энерговыделение ливней частиц, и восстанавливаются значения их энергии, при этом общее количество материала системы калориметров не препятствует преодолению мюонами достаточно высоких им-

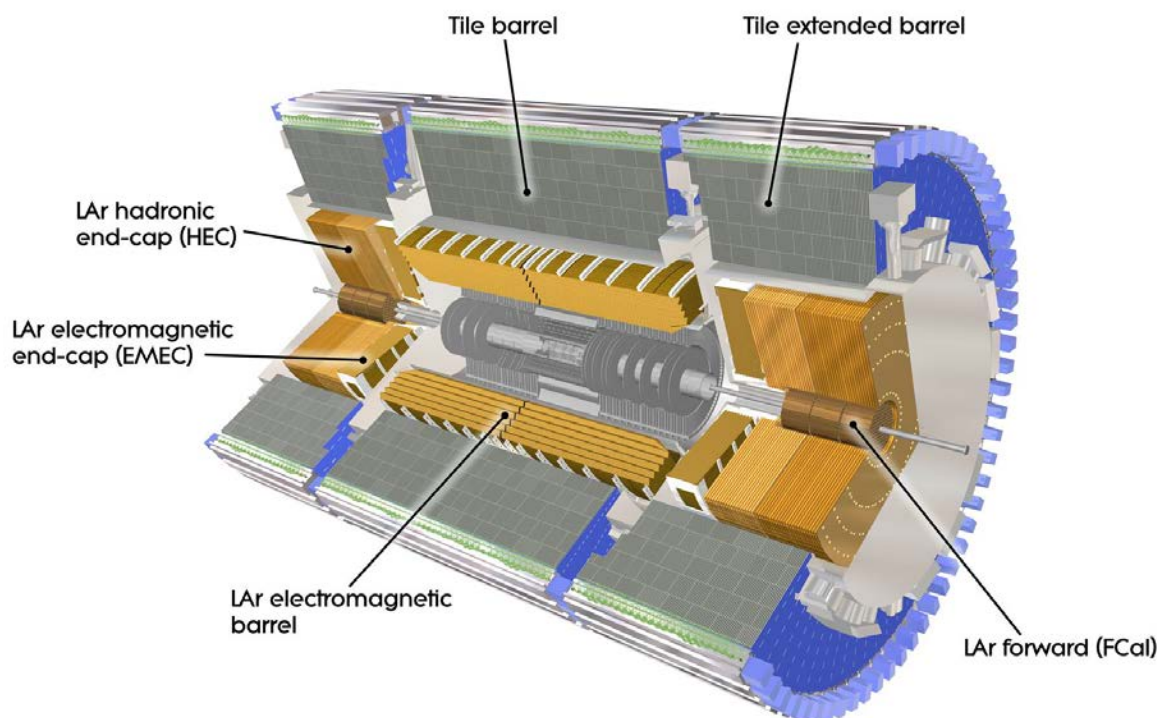


Рис. 14: Система калориметров детектора ATLAS.

пульсов области калориметров и достижению ими мюонного спектрометра.

Внутренние калориметры (находящиеся ближе к пучку) располагаются в 3-х криостатах — один в области барреля и два в области торцов. Криостат в области барреля включает электромагнитный баррельный калориметр. Два калориметра в торцах включают электромагнитный торцевой калориметр (ЕМЕС, ElectroMagnetic End-Cap Calorimeter), адронный торцевой калориметр (НЕС, Hadronic End-Cap), расположенный позади электромагнитного и фронтальный калориметр (FCal, Forward Calorimeter). Все эти калориметры используют жидкий аргон в качестве активной среды, поскольку он обладает линейным откликом, стабильностью отклика во времени и радиационной стабильностью. В качестве поглотителя используются свинцовые пластины. Электромагнитный калориметр включает несколько активных слоев: 3 в области точного измерения ($|\eta| < 2.5$) и 2 в области больших псевдобыстрот η ($2.5 < |\eta| < 3.2$). В областях по псевдобыстроте $3.1 < |\eta| < 4.9$ электромагнитная калориметрия обеспечивается фронтальным калориметром.

Система адронных калориметров в качестве активного вещества исполь-

зуют пластины, изготовленные из сцинтиляционного материала, а в качестве поглотителя — сталь. Это так называемый "tile-калориметр" (англ., tile — плитка, черепица). Tile-калориметр состоит из 3-х частей, центральной (баррельной) части и двух расширений, которые вместе покрывают область по псевдобыстроте $|\eta| < 1.7$. Вне этой области адронная калориметрия обеспечивается жидкоаргонным торцевым калориметром и фронтальным калориметром, вплоть до $|\eta| < 4.9$.

Измерения в калориметрах играют второстепенное значение в реконструкции мюонов, по этой причине подробно на устройстве подсистемы калориметров мы останавливаться не будем.

Во внешней части детектора ATLAS располагается мюонный спектрометр (Рисунок 15) [78], предназначенный для регистрации заряженных частиц, преодолевающих систему калориметров — главным образом мюонов, и измерения их импульсов в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$. Он также содержит подсистему триггирования этих частиц в областях $|\eta| < 2.4$. Траектории мюонов

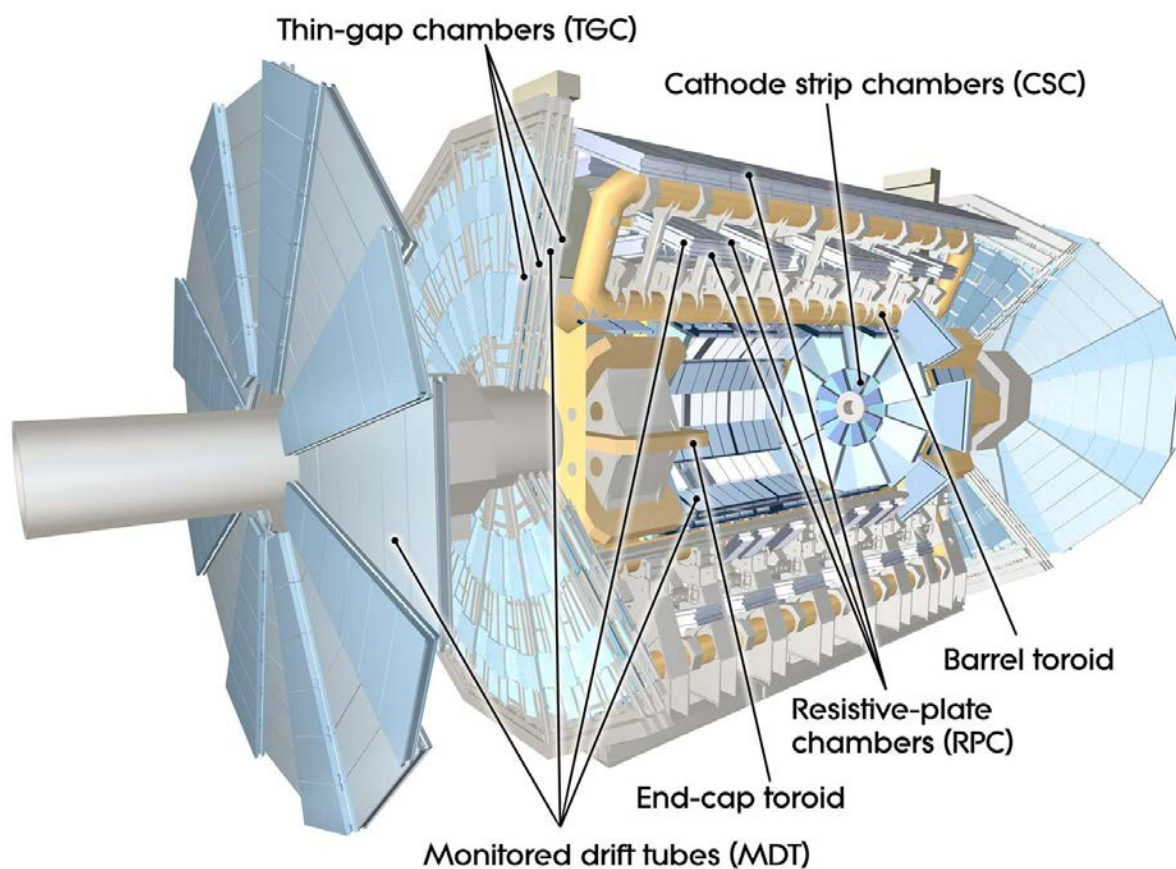


Рис. 15: Общий вид мюонного спектрометра детектора ATLAS.

в области мюонного спектрометра отклоняются магнитным полем тороидальных сверхпроводящих магнитов. В области $|\eta| < 1.4$, магнитное поле создается большими баррельными тороидальными магнитами. В области $1.6 < |\eta| < 2.7$, магнитное поле создается меньшими по размеру торцевыми тороидами, помещенными внутрь баррельного магнита с протовоположных сторон. Область $1.4 < |\eta| < 1.6$ называется "переходной", здесь отклонение мюонных траекторий создается комбинацией магнитных полей баррельного и торцевых тороидов. Величина индукции магнитного поля, проинтегрированная по расстоянию в объеме детектора, составляет $1.5 \div 5.5$ Тм в баррельной области и $1.0 \div 7.0$ Тм в области торцов. Описанная конфигурация магнитов создает магнитное поле, которое в большей части объема детектора ортогонально траекториям мюонов.

В области барреля мюоны регистрируются в 3-х цилиндрических наборах детектирующих камер (станциях) (см. Рисунок 16). Станции расположены на расстоянии от оси пучка приблизительно 5 м, 7.5 м и 10 м. По азимутальному углу детектирующие камеры разбиты на 16 секторов (см. Рисунок 16, вверху). Сектора четных номеров называют "малыми" секторами, соответственно, сектора нечетных называют "большими". В области торцов и переходной области — камеры ориентированы в плоскости, перпендикулярной оси пучка и скомпонованы в 4 диска, находящиеся на расстояниях от области взаимодействия $|z| \approx 7.4$ м, 10.8 м, 14 м и 21.5 м. В центре мюонного спектрометра (при $|\eta| \approx 0$) находится промежуток без детектирующих камер, служащий для сервисного доступа к детектору. Этот промежуток занимает область $|\eta| < 0.8$ для внешних слоев и $|\eta| < 0.4$ для внутренних.

Рассмотрим типы мюонных камер, используемых в мюонном спектрометре. Почти во всем диапазоне по псевдобыстроте точное измерение координат мюонных траекторий осуществляется камерами на основе мониторируемых дрейфовых трубок (англ., Monitored Drift Tubes, MDT), они покрывают область псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$ за исключением внутреннего торцевого диска, где покрытие составляет $|\eta| < 2.0$; при больших псевдобыстроотах используются камеры с катодом, разделенным на полосы (стрипы) (англ., Cathode Strip Chambers, CSC); см. [79].

В **MDT** в качестве детектирующего элемента используются трубки диа-

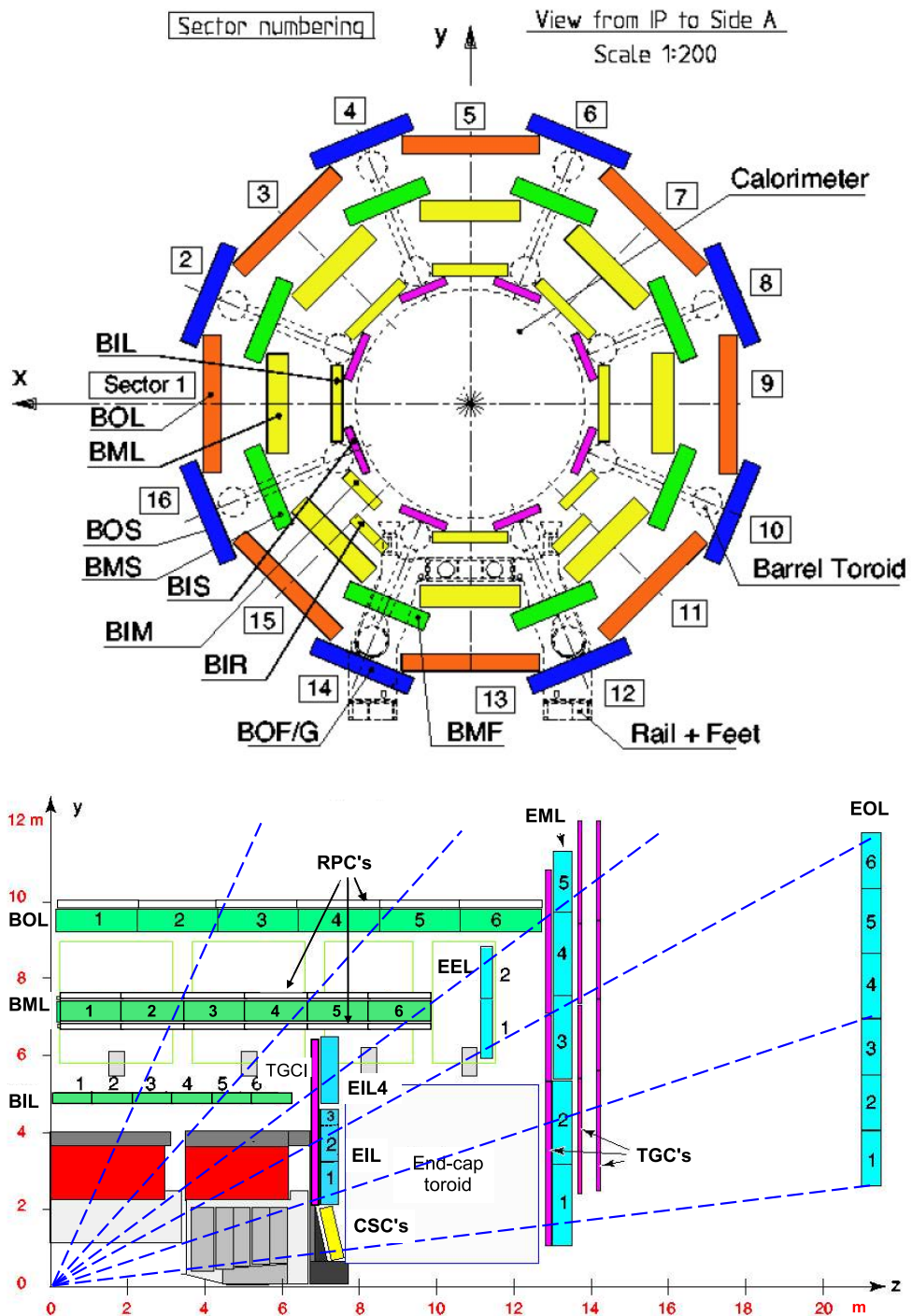


Рис. 16: Поперечное (вверху) сечение баррельной части и продольное сечение (справа, одна четвертая часть детектора) сечение мюонного спектрометра ATLAS. Обозначения см. в тексте.

метром 30 мм, изготовленные из алюминия и заполненные смесью аргона и углекислого газа (в соотношении 97:3) под давлением 3 бар. Стенки трубок выполняют роль катода. В качестве анода используется тонкая рений-вольфрамовая проволока (диаметр: 50 мкм). Разность потенциалов между анодом и катодом

составляет 3 кВ. Заряженная частица (мюон), преодолевая пространство между катодом и анодом, вызывает ионизацию газа. Электроны дрейфуют к аноду и порождают сигнал. Камеры MDT включают от 3-х до 8-ми слоев дрейфовых трубок. Точность восстановления координат траектории частицы составляет около 80 мкм для каждой трубки [80] и, соответственно, порядка 30 мкм для камеры MDT. Максимальная скорость счета для камер MDT составляет около $150 \text{ Гц} \times \text{см}^{-2}$, поэтому для областей, где ожидаемый поток частиц выше, используются катодные камеры CSC, которые рассчитаны на поток мюонов вплоть до $1000 \text{ Гц} \times \text{см}^{-2}$. Продольное сечение мюонного спектрометра (по большому сектору) показано на Рисунке 16, внизу. Камеры MDT в области барреля обозначены как BIL (Barrel Inner Large) — большая внутренняя камера в области барреля, BML (Barrel Middle Large) — большая промежуточная камера в области барреля, BOL (Barrel Outer Large) — большая внешняя камера в области барреля, BIS (Barrel Inner Small) — малая внутренняя камера в области барреля, BMS (Barrel Middle Small) — малая промежуточная камера в области барреля, BOS (Barrel Outer Small) — малая внешняя камера в области барреля. Кроме того — в области секторов 12 —14, где располагается опора детектора, расположены специальные камеры BOF, BOG, BIM, BIR, BMF. Кроме указанных камер, в переходной между баррелем и торцами области располагаются камеры BEE (Barrel-Endcap Extra), см. Рисунок 17. В области торцов камеры MDT включают: EIS, EIL (Endcap Inner Small, Large) — большие и малые внутренние камеры в области торцов; EMS, EML (Endcap Middle Small, Large) — большие и малые промежуточные камеры в области торцов; EOS, EOL (Endcap Outer Small, Large) — большие и малые внешние камеры в области торцов; а кроме того — дополнительные камеры EES, EEL (Endcap Extra Small, Large), располагающиеся в переходных между баррелем и торцами областях, см. Рисунок 17.

Камеры CSC используются в первой станции торцевой части мюонного спектрометра для диапазона псевдобыстрот $2.0 < |\eta| < 2.7$ — см. Рисунок 16, внизу. Система камер CSC состоит из 16 сегментов, составляющих 1 диск, покрывающий весь диапазон по азимутальному углу ϕ . Каждая камера CSC состоит из 4-х слоев и, таким образом, позволяет измерение 4-х координат (η, ϕ) траек-

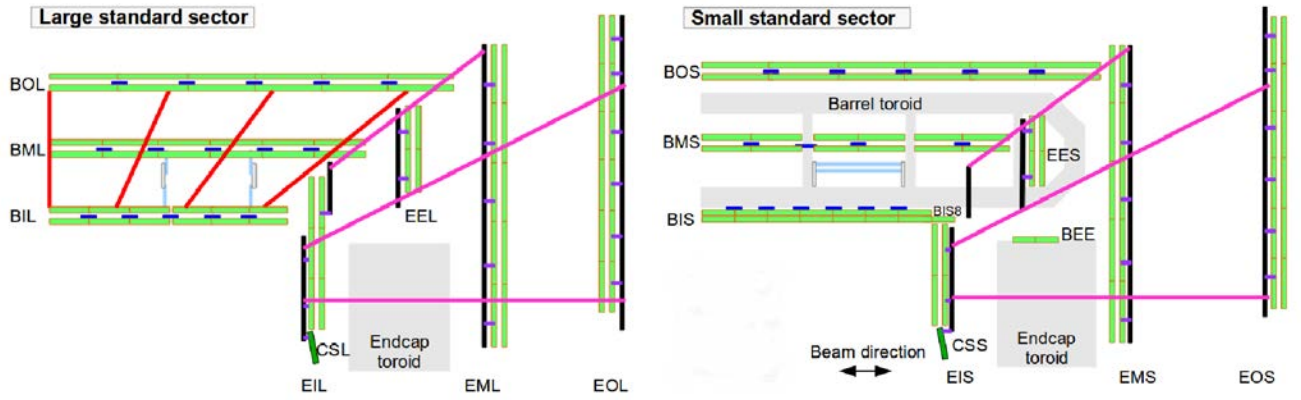


Рис. 17: Продольные сечения мюонного спектрометра (одна четверть) через большой и малый сектора.

тории частицы. Каждый слой состоит из анода и двух катодов. Анод представляет из себя систему проводников, ориентированных радиально. Катоды разделены на полосы (стрипы, от англ. strip — полоса, лента), при этом в одном из них стрипы параллельны анодным проводникам, а в другом — перпендикулярны. Это дает возможность измерять две ортогональные координаты траектории (η и ϕ) с точностью около 60 мкм. В качестве газа, заполняющего пространство камер, как и в MDT, используется смесь аргона и углекислого газа (в соотношении 80:20).

Система триггирования позволяет быстрое (“он-лайн”) восстановление информации о количестве мюонов в событии столкновения пучков и приближенном значении их импульсов. Триггерные камеры покрывают область псевдобыстрот до 2.4 и дают полный охват по азимутальному углу. Система триггирования включает два типа детектирующих камер. В области барреля ($|\eta| < 1.05$) находятся так называемые “беспроволочные” резистивные камеры (англ., Resistive Plate Chambers, RPC). В области торцов — проволочные камеры с узким зазором (англ., Thin Gap Chambers, TGC), см. Рисунок 16.

Триггер **RPC** выполнен в виде 2-х прямоугольных детекторов, соприкасающихся друг с другом, и называющихся “элементами”. Каждый из элементов состоит из двух независимых камер, заполненных газом. Каждая камера снабжена 2-мя слоями стрипов, с которых считываются сигналы. Стрипы в слоях одной камеры ортогональны друг другу.

Проволочные камеры с узким зазором (**TGC**) осуществляют две функ-

ции: триггирование мюонов в области торцов мюонного спектрометра и измерение второй (азимутальной) координаты — в дополнение к измерениям радиальной координаты торцевыми камерами MDT. Первая станция камер MDT (EIL, EIL4, Рисунок 16) снабжена двумя слоями камер TGC. Промежуточная станция торцевых камер MDT (диск EML) дополнена семью слоями TGC. Внешняя станция MDT (EOL) не снабжена триггирующими камерами, азимутальная координата траектории мюонов находится для внешней станции MDT путем экстраполяции данных промежуточной станции во внешнюю область детектора. Это возможно за счет относительной слабости магнитного поля в области между промежуточной и внешней станциями. Внутренняя станция TGC, находящаяся на расстоянии $|z| \approx 7\text{м}$ от области взаимодействия, состоит из одной поверхности, содержащей 2 слоя камер TGC. Внешняя станция ($|z| \approx 7\text{м}$) представляет из себя три поверхности — первая, которая включает 3 слоя, и две другие, состоящие каждая из 2-х слоев камер. Область покрытия TGC триггера по псевдобыстроте составляет $1.05 < |\eta| < 2.4$, за исключением первой станции, для которой покрытие равно $1.05 < |\eta| < 1.92$. Каждая поверхность TGC состоит из восьми секторов, расположенных симметрично по ϕ , каждый из секторов разделен радиально на две части. Анодные проволоки ориентированы в азимутальном направлении и восстанавливают координату z (R) в области барреля (торцов), в то время как считывающие стрипы ориентированы ортогонально проволокам и выдают информацию о координате ϕ .

Алгоритмы, используемые для триггирования мюонов будут обсуждаться в следующем разделе.

2.3 Триггерная система детектора ATLAS

Триггерная система детектора ATLAS включает 3 уровня отбора событий: триггер уровня 1 (L1), триггер уровня 2 (L2) и так называемый "фильтр событий" (англ., Event Filter) или триггер уровня 3 (L3). Триггер L2 вместе с фильтром событий составляют триггер высокого уровня (англ., High Level Trigger, HLT). Каждый триггер более высокого уровня производит дополнительный отсев событий, отобранных триггером низшего уровня. Триггер первого уровня L1 осуществляет поиск "сигнатур" (наборов данных, характерных

для определенных объектов) энергичных мюонов, электронов/фотонов, струй и τ -лептонов, распадающихся по адронному каналу. Он также отбирает события с большой потерянной поперечной энергией (E_T^{miss}) и большой полной поперечной энергией. Триггер L1 получает упрощенную информацию от подсистем детектора: RPC и TGC для мюонов с большим поперечным импульсом, подсистем калориметра для электромагнитных кластеров, струй, τ , потерянной и полной поперечной энергии.

Мюонный триггер первого уровня осуществляет поиск в мюонных камерах наборов сигналов, которые совместимы с моделями сигналов от мюонов с поперечными импульсами выше определенного порога. В области барреля ($|\eta| < 1.05$) триггирование мюонов основывается на информации детекторов RPC. Алгоритм работы триггера для мюонов с малыми p_T заключается в следующем: в случае обнаружения попадания мюона во второй слой RPC (т.н. опорный слой), начинается поиск попадания мюона в первый слой (RPC-1) (см. Рисунок 18). При этом ширина области поиска задается ограничением на значение p_T триггируемого мюона — для более высоких искомым импульсов выбирается более узкая область поиска. Алгоритм выполняет поиск в обеих проекциях — по η и по ϕ . Для успешного триггирования мюона необходимо наличие минимум 3-х из 4-х возможных совпадений в 4-х слоях RPC-1 и RPC-2, что обеспечивает достаточный уровень отсева ложных срабатываний, и в то же время — высокую эффективность триггирования с учетом конечной эффективности срабатывания RPC. Этот алгоритм работает одновременно с 3-мя порогами срабатывания по p_T мюонов. Алгоритм триггирования мюонов с высокими p_T использует результаты работы предыдущего алгоритма и, в дополнение к ним, информацию из третьего слоя триггерных камер (RPC-3). Схема работы этого алгоритма аналогична схеме для мюонов с низкими импульсами. При регистрации попадания мюона в RPC-1 и RPC-2, ищется соответствующее попадание в RPC-3. При этом необходимо наличие минимум 1-го из 2-х возможных срабатываний в RPC-3. Как и в предыдущем случае — этот алгоритм работает одновременно с 3-мя порогами срабатывания по p_T мюонов.

В области торцов детектора триггирование мюонов основано на информации из камер TGC (см. Рисунок 19). Одной из ключевых характеристик

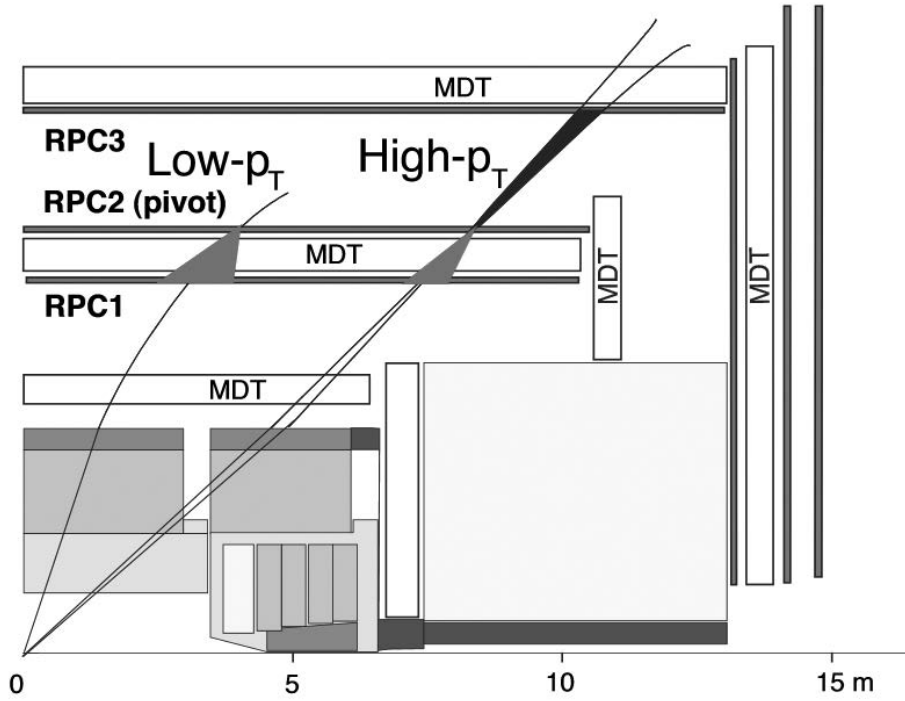


Рис. 18: Схема работы мюонного триггера первого уровня в области барреля. Серыми (черными) секторами показаны области поиска сигналов в мюонных камерах при триггировании мюонов с низкими (высокими) поперечными импульсами, соответственно.

TGC является возможность регистрации событий с большей в сравнении с RPC частотой — более чем $20 \text{ кГц} \times \text{см}^{-2}$. Алгоритм работы триггера TGC сходен с алгоритмом триггера в области барреля — срабатывания триггера в опорном слое (M3) экстраполируются во внутренние слои камер TGC, как по η , так и по ϕ . Минимум 3 из 4-х возможных совпадений требуются для плоскостей M3 и M2, как для проволочных камер, так и для стрипов. В плоскости M1 требуется минимум 2 из 3-х совпадений для проволочных камер, и 1 из 2-х — для стрипов. В дополнение к этому, для окончательного решения об отборе события используется информация из внутренней станции TGC. Как и для триггерной системы области барреля — установлено 3 порога срабатывания для мюонов с низкими поперечными импульсами и 3 порога для мюонов с высокими p_T .

Таким образом, логика L1 обеспечивает 6 независимо программируемых пороговых значений p_T мюонов. Важная функция триггера первого уровня — идентификация момента столкновения пучков в области взаимодействия. В

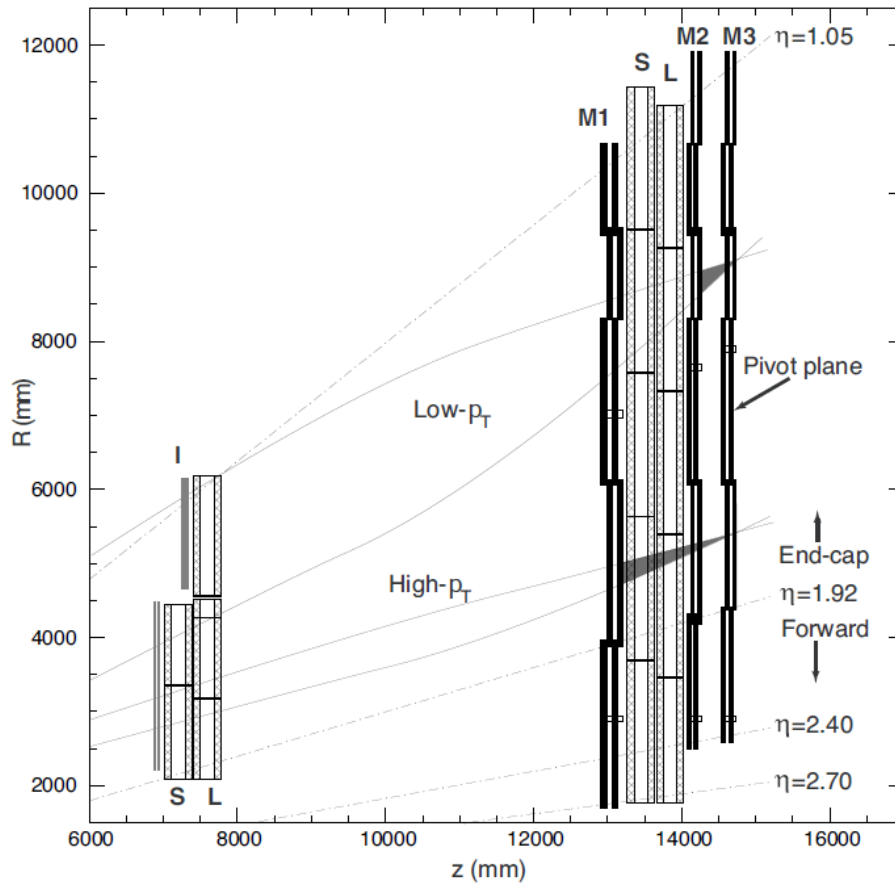


Рис. 19: Схема работы мюонного триггера первого уровня в области торцов мюонного спектрометра.

случае мюонного триггера (вследствие значительных геометрических размеров мюонного спектрометра), эта задача усложняется необходимостью учета времени пролета мюонов от области взаимодействия. В случае триггера калориметра — необходим учет времени энерговыделения (ширины сигнала), которое может перекрывать несколько ($3\div 4$) периодов столкновения частиц. Разрешение по времени хуже у камер TGC в сравнении с камерами RPC, однако достаточно для обеспечения эффективности идентификации момента взаимодействия пучков более 99%.

При каждом столкновении пучков в области взаимодействия, триггер L1 выдает информацию о количестве мюонов, проходящих отбор по каждому из порогов поперечного импульса. Вычисления, необходимые для отбора событий в L1 (как для мюонов, так и для других объектов), осуществляются центральным процессором триггера (англ., Central Trigger Processor, CTP) [81]. Триггерное

меню центрального процессора включает до 256 позиций, каждая из которых представляет из себя набор требований на входные данные для объектов различного типа. В то время как отбор событий базируется только на информации о количестве объектов, информация о координатах этих объектов остается в процессорах мюонного триггера и триггера калориметра. В случае позитивного решения об отборе события — эта информация передается триггеру L2.

На Рисунке 20 показана блок-схема работы триггера первого уровня.

L1 способен обрабатывать события с частотой 75 кГц, при этом задержка срабатывания, то есть время от столкновения пучков до принятия решения триггером L1, когда считывающая электроника получает сигнал о срабатывании триггера, не должна превышать 2.5 мкс.

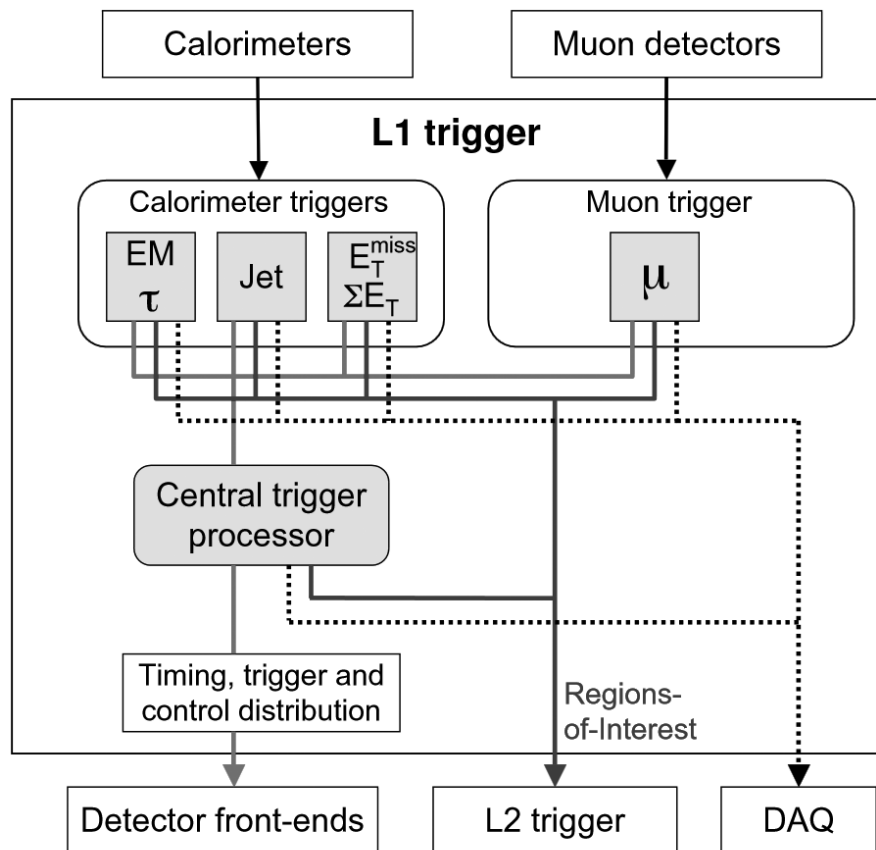


Рис. 20: Блок-схема системы триггирования первого уровня детектора ATLAS.

После отбора триггером первого уровня, информация передается в систему сбора данных (англ., Data Acquisition system, DAQ) и для дальнейшего отбора и обработки в триггеры высокого уровня. Система сбора данных осуществляет получение и передачу данных от считывающей электроники детектора на

частоте триггера L1 (см. Рисунок 21). Передача данных осуществляется по каналам считывания (англ, ReadOut Links, ROL). DAQ передает данные триггеру L2, после чего на основании данных, прошедших L2, осуществляется построение ("сборка") событий. Собранные события поступают в фильтр событий, откуда отобранные фильтром события передаются в постоянное хранилище. В дополнение к функциям передачи событий и контроля за отбором событий триггерами, система DAQ также осуществляет мониторинг состояния детектора ATLAS во время набора данных. Контроль за состоянием аппаратного обеспечения (параметрами газовых систем, напряжениями питания и т.д.) производится системой контроля детектора (англ., Detector Control System, DCS).

Входной информацией для триггера L2 является набор так называемых "областей интереса" (англ., Regions of Interest, RoI). Это области детектора (определенные координатами ϕ и η), в которых триггер L1 зарегистрировал представляющие интерес объекты. Информация RoI включает координаты, энергии (импульсы) и типы объектов. Триггеры высокого уровня (L2 и фильтр событий), в отличие от L1, используют полный набор прецизионной информации от детектирующих систем для более тщательного отбора событий. Решение об отборе или отсеве определенного набора данных принимается триггером L2 в несколько этапов, при этом для принятия решения на каждом этапе привлекается дополнительная информация из областей интереса в детекторе. Поэтапная работа позволяет минимизировать набор данных, запрашиваемых из детектора, и используемые вычислительные ресурсы. Функциональность L2 основывается на наборе физических сигнатур (т.н. "цепочках триггера") — алгоритмах реконструкции, которые вычисляют необходимые для работы триггера параметры (например, траектории мюонов), и алгоритмах отбора данных.

После отбора событий триггером L2 их частота падает до 3.5 кГц, а время обработки события триггером L2 лежит в пределах 40 мс. В случае, если данные прошли отбор триггера L2, на специальном вычислительном узле осуществляется сборка "события" — структуры данных определенного формата.

Фильтр событий (англ., Event Filter, EF) использует алгоритмы, работающие с полностью реконструированными событиями. Алгоритмы EF схожи с алгоритмами работы триггера L2 и включают привлечение дополнительных

2.4 Хранение и обработка данных. Программное обеспечение детектора ATLAS.

В этом разделе речь пойдет о системах хранения и обработки данных детектора и о программном обеспечении, используемом при наборе, контроле качества данных, а также для реконструкции, анализа и симуляции данных ATLAS. Будет рассмотрена структура и программное обеспечение баз данных ATLAS, которые хранят информацию о состоянии и геометрии детектора, качестве данных, статусе обработки данных, в частности, особенности устройства и работы базы данных COOL состояния детектора, поскольку одним из вкладов автора в работу эксперимента ATLAS является участие в разработке программного обеспечения, обеспечивающего доступ к этой базе данных.

2.4.1 Программное обеспечение обработки и анализа данных

Основные задачи обработки данных одинаковы для всех подсистем детектора ATLAS (внутреннего детектора, калориметров и мюонного спектрометра), и включают:

- Реконструкция объектов в подсистемах детектора и комбинированная реконструкция;
- Триггирование высокого уровня;
- Он-лайн мониторинг состояния детектора и качества данных;
- Обработка задач калибровки и позиционирования детекторных камер;
- Генерация событий;
- Программное моделирование событий в детекторе;

Вследствие сложности устройства детектора и разнообразия вычислительных задач, программное обеспечение для ATLAS-а имеет модульную структуру. Основным пакетом ПО, используемым в ATLAS является пакет Athena [82] — он используется на всех уровнях обработки данных, от обеспечения работы триггеров высокого уровня до моделирования событий, их реконструкции и анализа. Это гарантирует, что данные о геометрии и условиях работы детектора

одинаковы на всех этапах обработки данных (моделировании, реконструкции, анализе, визуализации).

Система триггирования событий высокого уровня, включающая триггер 2-го уровня и фильтр событий базируется на специально разработанных алгоритмах отбора событий. Эти алгоритмы обеспечивают отбор событий со снижением их частоты с ~ 75 кГц до 200 Гц.

2.4.2 Типы данных ATLAS

Система хранения данных использует несколько основных форматов хранения данных, последовательно преобразуемых между собой, начиная с "сырых" данных и заканчивая урезанными версиями, удобными для конечного анализа.

Данные ATLAS включают файловые данные и данные, хранящиеся в базах данных. Файловые данные хранят информацию о событиях, а также о состоянии детектора в периоды набора данных в тех случаях, когда соответствующая информация недоступна оперативно в базах данных. Базы данных используются в случае необходимости одновременной записи или чтения ограниченных объемов данных в несколько потоков, их индексирования и быстрой обработки запросов.

Файловые типы данных ATLAS делятся на несколько категорий.

Так называемые "сырые" данные (или RAW-данные) являются выходной информацией фильтра событий и предназначаются для дальнейшей реконструкции. Каждое событие RAW данных занимает около 1.5 Мб, частота событий составляет около 200 Гц. Эти данные имеют формат "потока байтов", записываются в файлы размером до 2 Гб и поступают в систему хранения и обработки данных Tier-0, находящуюся в ЦЕРНе.

Данные ESD (англ., Event Summary Data) хранят события, прошедшие реконструкцию, при этом размер каждого события составляет около 500 кБ. Данные ESD имеют объектно-ориентированное представление и хранятся в формате "POOL ROOT".

Данные AOD (англ., Analysis Object Data) являются производными от ESD. Каждое событие в данных AOD хранит только информацию, необходимую

для физического анализа и занимает около 100 кБ. Как и ESD, файлы AOD имеют формат "POOL ROOT".

Данные TAG представляют собой метаданные — то есть информацию о событиях, необходимую для эффективной идентификации и отбора событий для определенных задач физического анализа. Размер данных TAG составляет около 1 кБ для каждого события.

Наконец, данные формата DPD (англ., Derived Physics Data) предназначены для анализа и представления результатов конечным пользователем и имеют удобный для этого формат. Данные DPD могут обрабатываться и анализироваться стандартными для физиков-экспериментаторов программными средствами (программами RAW, ROOT, JAS etc.). В зависимости от количества информации о событии, хранимом в этом формате, каждое событие может занимать от нескольких байт до нескольких кБ.

Кроме этого, в анализе используются данные о моделированных событиях (англ., Simulated Event Data, SIM). Они могут хранить информацию о событиях на уровне Монте-Карло генератора, программно смоделированные взаимодействия частиц с детектором и отклик систем детектора. Моделированные события обычно несколько больше по объему хранящейся о них информации, чем события данных (для всех типов файлов), поскольку в них хранятся не только реконструированные переменные, но информация об их истинных (генераторных) значениях.

Основным форматом для конечного физического анализа данных является формат DPD. Анализ данных детектора и моделированных событий в этом формате осуществляется пакетом программ ROOT [83]. В задаче поиска тяжелых дилептонных резонансов были использованы DPD данные, производимые группой физики Стандартной модели коллаборации ATLAS, а также их сжатые версии, содержащие только события с как минимум одним комбинированным мюоном.

Вычислительные ресурсы обработки данных представлены в виде распределенной системы вычислительных центров, имеющей несколько уровней.

Система Tier-0, находящаяся в ЦЕРНе, осуществляет архивирование и распределение исходных данных детектора в формате RAW, полученных от

фильтра событий, а также предварительную (первичную) обработку и выборку данных. Часть данных формата RAW, а также получаемые в результате первичной обработки данные форматов ESD, AOD и TAG распределяются между системами Tier-1.

Вычислительные центры Tier-1 осуществляют дальнейшую обработку данных, их хранение и дублирование, а также предоставляют доступ к данным выделенных групп пользователей, занимающихся обработкой данных. Данные, поступающие из Tier-0, обрабатываются и проходят дополнительный отбор. Кроме этого, здесь выполняются некоторые из задач моделирования событий. В Tier-1 хранятся данные в форматах RAW, ESD, AOD, TAG, а также часть данных формата DPD, используемых для физического анализа. Данные в формате AOD передаются в центры Tier-2.

Центры уровня Tier-2 выполняют широкий круг вычислительных задач — обработку и калибровку данных, моделирование событий и физический анализ. Кроме части данных AOD, в них хранится часть данных DPD, обычно с учетом локальных потребностей групп физического анализа. Часть данных формата RAW используются для калибровок детектора. К данным Tier-2 могут получать доступ все пользователи коллаборации ATLAS.

Центры Tier-3 представляют собой локальные вычислительные ресурсы, принадлежащие отдельным институтам. Эти центры могут частично выполнять вычислительные задачи Tier-2, а также выполняют задачи локальных групп по физическому анализу данных.

2.4.3 Системы мониторинга состояния детектора и качества данных

Кроме данных о сигналах частиц в детекторе, необходимой информацией для анализа данных является информация о геометрии детектора во время набора данных, состоянии подсистем детектора, качестве восстановления тех или иных данных, наконец, о статусе выполнения тех или иных вычислительных задач. Эта информация организована в отдельные потоки данных. В эти потоки информация может поступать непосредственно от считывающей электроники камер детектора, триггеров высокого уровня в режиме реального времени до реконструкции объектов, либо извлекаться из сохраненных данных до или по-

сле реконструкции.

Для хранения и оперативного доступа к этой информации в ATLAS используются базы данных.

Одной из баз данных, содержащей информацию о состоянии детектора ATLAS и используемой для систем контроля детектора, калибровок и геометрического позиционирования, реконструкции событий и т.д., является база данных COOL (COnditions Objects for LHC) [84].

Одной из составляющих частей исследований автора в рамках коллаборации ATLAS является создание и тестирование части программного обеспечения сетевого доступа к базе данных COOL [85]. В частности — одна из выполненных задач состояла в создании клиентского модуля, получающего определенные данные из COOL на основе запроса клиента в онлайн режиме, производящего обработку этих данных, выборку необходимой информации, а также сохранение этой информации в формате DPD, генерацию необходимых пользователю гистограмм и их визуализацию в интернет-браузере. Этот модуль был создан на основе языка программирования Python. Результаты данной работы неоднократно докладывались на совещаниях группы физики мюонов ATLAS. Более подробно результаты этой работы обсуждаются в приложении 1 к диссертационной работе.

2.5 Реконструкция мюонов детектором ATLAS

Одним из критериев при проектировании детектора ATLAS было обеспечение высокой эффективности детектирования мюонов в широком диапазоне импульсов и углов. Восстановление мюонов в ATLAS-е осуществляется во всех подсистемах детектора — внутреннем детекторе, калориметрах и мюонном спектрометре, при этом данные каждой из подсистем могут использоваться совместно для более эффективного результата. Алгоритмы идентификации и измерения импульсов мюонов разрабатываются группой MCP (англ., Muon Combined Performance) коллаборации ATLAS.

Идентификация мюонов в ATLAS складывается из нескольких основных шагов:

- Независимое восстановление траекторий мюонов во внутреннем детекторе

и мюонном спектрометре, получение данных об энерговыделении в калориметре;

- Экстраполяция мюонных траекторий из одних подсистем детектора в другие и в область взаимодействия пучков;
- Идентификация мюонов с помощью специальных алгоритмов;
- Сохранение и обработка полученных данных.

Идентификация мюонов возможна путем нескольких стратегий, соответствующих различным способам комбинирования данных из нескольких подсистем детектора ATLAS:

- Треки, восстановленные в мюонном спектрометре, экстраполируются в область взаимодействия с учетом потери энергии в калориметре. Это так называемые "автономные" (англ., Stand-Alone, SA) алгоритмы реконструкции мюонов. "Автономные" мюоны восстанавливаются в области $|\eta| < 2.7$, соответствующей покрытию детектирующих камер мюонного спектрометра. Для автономных мюонов данные внутреннего детектора не используются;
- Треки мюонного спектрометра с большими η экстраполируются в область взаимодействия и "сшиваются" с треком пиксельного детектора (это так называемые мюоны, ассоциированные с пиксельным детектором);
- Треки, восстановленные во внутреннем детекторе, "сшиваются" с треками мюонного спектрометра. Это так называемые "комбинированные" (англ., Combined, CB) мюоны. По псевдобыстроте траектории комбинированных мюонов ограничены во внутреннем детекторе областью $|\eta| < 2.5$;
- Треки внутреннего детектора сшиваются с сегментами мюонных траекторий из отдельных станций мюонного спектрометра. Это мюоны, идентифицированные по сегментам (англ., Segment-tagged, ST);
- Треки внутреннего детектора экстраполируются в калориметры и комбинируются с выделениями энергии в калориметрах. Эти мюоны имеют название идентифицированных в калориметре (англ., Calorimeter Tagged, CaloTag).

Каждая из этих стратегий работает независимо. Кроме того, для каждой из этих стратегий существует несколько её реализаций в виде конкретного набора алгоритмов. Полная цепочка восстановления мюонов может комбинировать некоторые из выше упомянутых стратегий с целью повышения качества и надежности идентификации и измерения кинематических параметров мюонов. Мюоны, восстановленные различными комбинациями стратегий, формируют различные "коллекции" мюонов в данных:

- "StacoMuonCollection" включает мюоны, реконструированные при помощи 3-х различных алгоритмов:
 - Алгоритм "Muonboy" в качестве исходной информации использует сигналы из мюонного спектрометра, восстанавливает отдельные сегменты мюонов и производит построение траектории мюонов. Эти траектории затем экстраполируются к вершине рождения мюона, и таким образом, результирующие мюоны относятся к классу SA;
 - Алгоритм "Staco" комбинирует траекторию из внутреннего детектора и мюонного спектрометра с помощью статистического метода и восстанавливает комбинированные (CB) мюоны;
 - Алгоритм "Mutag" ассоциирует трек внутреннего детектора с сегментами алгоритма Muonboy. При этом используются только те ID треки и те сегменты, которые не были использованы алгоритмом "Staco". Результирующие мюоны относятся к классу восстановленных по сегментам;
- "MuidMuonCollection". Сюда также входят комбинированные, автономные и восстановленные по сегментам мюоны, при этом для их реконструкции используются следующие алгоритмы:
 - "Moore" и "Muid Standalone". Алгоритм "Moore" [86] использует сигналы мюонного спектрометра для восстановления сегментов и траекторий. "Muid Standalone" экстраполирует траектории к вершине;
 - "Muid Combined". Комбинирует траектории мюонов из внутреннего детектора и мюонного спектрометра с помощью перефитирования пол-

- ной траектории мюона. Производит комбинированные мюоны;
- "MuGirl". Осуществляет поиск сегментов и построение траекторий в спектрометре, используя треки внутреннего детектора в качестве входной информации. Если фитирование полной траектории мюона оказывается успешным — реконструируется комбинированный мюон, в противном случае — мюон, восстановленный по сегментам;
 - "MuTagIMO". Идентифицирует мюоны с помощью привязки трека внутреннего детектора к сегментам из различных станций мюонного спектрометра, восстанавливаются ST-мюоны;
 - "MuonsCollection" — представляет из себя объединение двух предыдущих коллекций, введена для данных 2012 года. Для мюонов объединенной коллекции построение сегментов осуществляется с помощью алгоритма "Muon-boy", в то время как реконструкция траектории основана на алгоритме "Moore". При реконструкции комбинированных мюонов, описанные выше для коллекций "Staco" и "Muid" стратегии применяются параллельно. Окончательный кандидат выбирается исходя из того, какая цепочка алгоритмов сработала успешнее;
 - "CaloMuonCollection" — содержит мюоны, восстановленные в калориметре. Идентификация в калориметре может быть использована для восстановления мюонов с малыми поперечными импульсами (порядка $2 \div 5$ ГэВ), которые не реконструируются мюонным спектрометром. Кроме этого — такие мюоны могут использоваться для оценки эффективности работы мюонного спектрометра в тех областях, где покрытие детектирующих камер не полное. Алгоритм выбирает мюонные траектории во внутреннем детекторе и экстраполирует их в область калориметров. Затем, в соответствующих ячейках калориметров производится поиск сигналов, совместимых с "минимально ионизирующими частицами". Нижний порог уровня сигнала при этом отсеивает помехи в калориметрах, а верхний порог осуществляет дискриминацию частиц со значительным энерговыделением в калориметрах.

Наиболее качественными с точки зрения точности идентификации являются комбинированные мюоны. При этом эффективность восстановления комбини-

рованных мюонов существенно зависит от геометрического покрытия камер мюонного спектрометра в той или иной области. В частности, существенное снижение эффективности наблюдается в двух областях:

- В области $|\eta| \approx 0$ мюонный спектрометр имеет промежуток без детектирующих камер (см. раздел. 2.2).
- В области псевдобыстрот ($1.1 < |\eta| < 1.3$) — переходной области между баррелем и торцами мюонного спектрометра существуют области по ϕ , где мюоны регистрируются только частью детектирующих камер, поскольку данные камеры в течение периода работы ЛHC 2009 ÷ 2012 не использовались по причине недостаточной точности их пространственного позиционирования.

В анализе данных, связанном с поиском тяжелых резонансов, использовались комбинированные мюоны коллекции "MuidMuonCollection".

Рассмотрим подробнее различные этапы процедуры реконструкции мюонов в ATLAS-e.

2.5.1 Реконструкция мюонов в мюонном спектрометре.

После триггирования мюонов в мюонном спектрометре (см. Раздел 2.3) осуществляется прецизионное измерение их параметров. Полная реконструкция мюонов в мюонном спектрометре происходит в несколько этапов.

Поиск сегментов. В качестве примера рассмотрим построение сегментов в алгоритме "Muonboy" (см. [87]). На первом этапе происходит определение "областей активности" (англ., Regions Of Activity, ROA) в пространстве (η, ϕ) на основании сигналов триггерных камер RPC, TGC. Размер этих областей обычно составляет около $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.4 \times 0.4$ с центром в области, где существует хотя бы один сигнал RPC/TGC по обеим координатам. Далее — выполняется поиск сигналов в плоскости траектории мюона в камерах мюонного спектрометра. Поиск производится во внешних и промежуточных станциях спектрометра — в области барреля, и во внутренних и промежуточных станциях — в области торцов, то есть в тех камерах, где восстанавливается вторая координата траектории мюона. Камеры MDT восстанавливают только координату η , поэтому

для получения двух координат требуется синхронизация MDT с триггерными камерами RPC/TGC. На основании этой информации производится построение сегментов мюонных траекторий. В камерах CSC построение сегментов происходит сразу в трехмерном виде с помощью CSC-кластеров в качестве входной информации.

Построение траектории. После нахождения сегментов мюонных траекторий происходит построение полной траектории мюона в спектрометре путем комбинирования между собой отдельных локальных сегментов. Этапы построения траектории включают:

- Выбор, группировка и сортировка сегментов в каждой из станций спектрометра. Все сегменты, находящиеся в геометрическом коридоре искомой траектории, а также удовлетворяющие минимальным критериям качества и не являющиеся частью другой траектории выбираются в качестве возможных составляющих искомой траектории;
- Построение траектории. Отобранные группы сегментов комбинируются с группами в других станциях спектрометра. Вначале осуществляется грубый отбор комбинаций по координатам и угловой ориентации сегментов с целью отсева заведомо несовместимых комбинаций. Если пара сегментов проходит этот предварительный отбор, к ней применяется алгоритм быстрого фитирования трека, который оценивает импульс мюона по комбинации сегментов. Два сегмента, которые успешно прошли фитирование, рассматриваются в качестве кандидата траектории мюона. Кандидаты треков расширяются путем добавления других групп сегментов в других станциях, и таким образом формируется полный трек мюона;
- Фитирование траектории. Полная траектория мюона фитируется (с помощью пакета "ATLAS ITrackFitter") с использованием отдельных сигналов из детектирующих камер и с поправками на взаимодействие с веществом детектора;
- Восстановление отдельных попаданий мюона в детектирующие камеры, которые до этого не входили в полную траекторию. После этого выполняется окончательное фитирование трека;

- Поиск ”дыр”. Поиск активных камер спектрометра, которые пересекает траектория мюона, но в которых не был зарегистрирован сигнал;
- Разрешение неопределенностей и двойного учета траекторий. Накладывающиеся друг на друга и совпадающие траектории удаляются перед созданием окончательной коллекции траекторий. Критерием отсева является χ^2 фитирования траектории, количество сигналов, по которым восстановлен трек и количество дыр.

2.5.2 Реконструкция мюонов во внутреннем детекторе

Реконструкция мюонов во внутреннем детекторе включает глобальный поиск последовательностей сигналов, совместимых с моделями траекторий мюонов, более точную локальную выборку последовательностей сигналов и фитирование траекторий.

Первым шагом реконструкции мюона является создание трехмерного представления сигналов от попаданий частиц в пиксельном и полупроводниковом детекторах. Для пиксельного детектора эта задача является относительно простой, поскольку в нем восстанавливаются 2 координаты попадания частицы в каждый из слоев. В случае SCT, сенсоры которого состоят из нескольких детектирующих камер, повернутых относительно друг друга на некоторый угол, возможно восстановление 3-х координат попадания частицы. Это, в частности, используется для подавления ложных срабатываний.

Следующий этап — составление последовательностей сигналов, составляющих траекторию. Вначале находятся пары сигналов в пиксельном детекторе, по которым находятся кандидаты первичных вершин на оси z . После этого начинается составление последовательностей сигналов от попаданий частиц в полупроводниковом детекторе. На основании этого объема информации восстанавливаются участки предполагаемой траектории в различных областях внутреннего детектора, к ним добавляются или отсеиваются другие сигналы попаданий частиц и создается кандидат полной траектории. Это так называемое быстрое фитирование траектории [88]. В результате работы алгоритма поиска и фитирования генерируется большое количество кандидатов траекторий, некоторые из которых содержат общие участки или описывают нефизические

траектории. Для снижения их количества производится перефитирование с использованием более точных сведений о геометрии детектора и распределении материала в нем, после чего всем кандидатам траекторий приписывается численный параметр, характеризующий их качество с точки зрения описания реальных траекторий частиц. В частности, траектории, основанные на большем количестве восстановленных попаданий частиц, получают более высокий вес при оценке качества; ”дыры” в траектории, то есть отсутствие сигналов попадания частицы в детекторе при том, что траектория пересекает этот участок детектора, приводят к снижению параметра качества. После вычисления параметров качества траекторий все неоднозначности (например, наличие траекторий с общими участками) трактуются в пользу траекторий с более высоким параметром качества.

После этого отобранные кандидаты траекторий экстраполируются в детектор переходного излучения (TRT). Все сигналы попаданий частиц в TRT, совместимые с данным кандидатом траектории из пиксельного и кремниевого детекторов, ассоциируются с этим кандидатом. Далее производится полное перефитирование траектории с учетом новой информации и траектории приписывается новое значение параметра качества. В том случае, если новое значение параметра хуже, чем до добавления информации из TRT, эта информация отбрасывается и оставляется только исходный кандидат. Кроме описанной схемы, в которой сборка траектории производится ”изнутри наружу”, существует также обратный алгоритм поиска — ”снаружи вовнутрь”. Он позволяет корректно восстановить частицы, которые не имеют достаточного количества восстановленных попаданий в пиксельный детектор и SCT, например, частицы, рожденные во вторичных вершинах на значительном удалении от области взаимодействия, фотоны конверсии и т.п.

Реконструированные траектории обычно описываются следующим набором параметров: координаты вершины $P = (x_P, y_P, z_P)$, поперечный импакт-параметр $d_0 = \sqrt{x_P^2 + y_P^2}$, продольный импакт-параметр z_0 , азимутальный угол направления траектории ϕ в её вершине, полярный угол направления траектории θ в её вершине, отношение заряда частицы к абсолютному значению её полного импульса $\frac{q}{p}$.

2.5.3 Построение комбинированных треков мюонов

Построение комбинированных треков мюонов производится путем сшивки треков мюонов из внутреннего детектора и треков из мюонного спектрометра. Реконструированные таким образом мюоны имеют название комбинированных. Комбинированные мюоны восстанавливаются в ATLAS с помощью двух различных последовательностей алгоритмов и записываются в коллекции мюонов "Muid" и "Staco".

Алгоритмы сшивки треков перебирают пары треков из внутреннего детектора и мюонного спектрометра и оценивают их совместимость, которая может быть выражена с помощью χ_{match}^2 , как произведение разности векторов параметров треков (T) и их комбинированной ковариационной матрицы (C):

$$\chi_{match}^2 = (T_{MS} - T_{ID})(C_{ID} + C_{MS})^{-1}(T_{MS} - T_{ID}). \quad (2.5)$$

При реконструкции комбинированного трека алгоритм Staco вычисляет статистическую комбинацию векторов параметров треков внутреннего детектора и мюонного спектрометра и находит комбинированный вектор параметров:

$$T_{CB} = (C_{ID}^{-1} + C_{MS}^{-1})^{-1}(C_{ID}^{-1}T_{ID} + C_{MS}^{-1}T_{MS}), \quad (2.6)$$

Алгоритм Muid фитирует комбинированный трек мюона, при этом используются треки внутреннего детектора, и к ним итеративно добавляются треки мюонного спектрометра. На первом этапе, треки мюонного спектрометра (построенные алгоритмом MOORE) экстраполируются в область внутреннего детектора и область взаимодействия. При этом учитывается искривление трека в магнитном поле, потери энергии и многократное рассеяние в калориметре для оценки параметров трека и ковариационной матрицы в вершине трека. Следующим шагом является оценка χ_{match}^2 совместимости треков внутреннего детектора и мюонного спектрометра. χ_{match}^2 вычисляется по формуле (2.5), при этом векторы параметров содержат 5 степеней свободы, участвующих в параметризации рассеяния и потерь энергии в калориметре. Для всех пар треков, у которых χ_{match}^2 оказывается ниже определенного порога, производится фитирование полного трека.

2.5.4 Эффективность и разрешение восстановления мюонов

Среди неточностей реконструкции мюонов различаются погрешности определения поперечного импульса, ошибки реконструкции, когда в качестве мюона принимается другой тип частиц, наконец, неэффективности детектирующих систем, приводящие к потере части сигналов от попаданий мюонов. Неточности в определении импульсов и зарядов связаны, прежде всего, с многократным рассеянием мюонов в материале детектора, неточностями пространственного позиционирования камер детектора, а также неточностями определения координат попаданий мюонов. При этом в различных геометрических областях детектора эти эффекты имеют различную величину. Эффективность и точность восстановления мюонов различны в различных подсистемах детектора и для различных импульсов мюонов. В то же время, эффективность и точность реконструкции мюонов практически постоянны по азимутальному углу ϕ вследствие осевой симметрии детектора, однако существенно зависят от псевдобыстроты. Поскольку для анализа событий с двумя мюонами нами будут использоваться комбинированные мюоны, рассмотрим эффективность реконструкции и разрешение по поперечному импульсу мюонов, реконструированных в мюонном спектрометре, внутреннем детекторе, а также точность определения параметров комбинированной реконструкции. Для каждого данного значения η , разрешение поперечного импульса мюонов, реконструированных в мюонном спектрометре, может быть параметризовано в виде функции поперечного импульса мюона p_T :

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{p_0^{MS}}{p_T} \oplus p_1^{MS} \oplus p_2^{MS} p_T, \quad (2.7)$$

где $p_0^{MS}, p_1^{MS}, p_2^{MS}$ — коэффициенты, определяемые потерей энергии в веществе калориметров, многократным рассеянием и точностью пространственного позиционирования камер детектора, соответственно.

Разрешение по импульсу мюонов, восстановленных во внутреннем детекторе, также может быть параметризовано в виде:

$$\frac{\sigma(p)}{p} = p_1^{ID} \oplus p_2^{ID} p_T, \quad (2.8)$$

совпадающем с (2.7) за исключением отсутствия слагаемого, соответствующего

потерям в калориметре. Функциональная форма (2.7) справедлива и для параметризации разрешения комбинированных мюонов.

Значения параметров в параметризациях разрешения мюонов по поперечному импульсу зависят существенно от критериев отбора мюонных треков, в частности, от количества восстановленных попаданий мюонов, по которым реконструируется трек. Более жесткие критерии отбора соответствуют лучшему качеству реконструкции, но, очевидно, снижают эффективность отбора.

Анализ качества измерения импульсов мюонов детектором для тех критериев отбора мюонов, которые используются в анализе димюонных событий, будет представлен ниже.

2.6 Набор данных протон-протонных столкновений ATLAS-ом в 2009-2012 годах

Первые протон-протонные столкновения на LHC с энергией каждого пучка 450 ГэВ, были зарегистрированы детектором ATLAS в ноябре 2009 года. Данные этих столкновений использовались в основном для тестовых целей и (вследствие малой энергии и светимости) не представляли практического интереса для поиска новой физики вне Стандартной модели.

В марте 2010 года ATLAS зарегистрировал первые столкновения с энергией встречных пучков 3.5 ТэВ. Всего до конца работы LHC в 2010 году ATLAS записал 45 пб^{-1} данных протон-протонных столкновений. В 2011 году энергия протон-протонных столкновений осталась на прежнем уровне — 7ТэВ. При этом набранная ATLAS-ом статистика к концу года достигла 5.2 фб^{-1} . В 2012 году на LHC энергии протонных пучков были доведены до 4ТэВ, соответственно, энергия столкновений достигла 8 ТэВ. За время работы коллайдера в 2012 году, детектором ATLAS было зарегистрировано 21.3 фб^{-1} данных протон-протонных столкновений. В диссертационной работе, в задаче поиска тяжелых нейтральных резонансов использовались данные ATLAS 2011, 2012 годов.

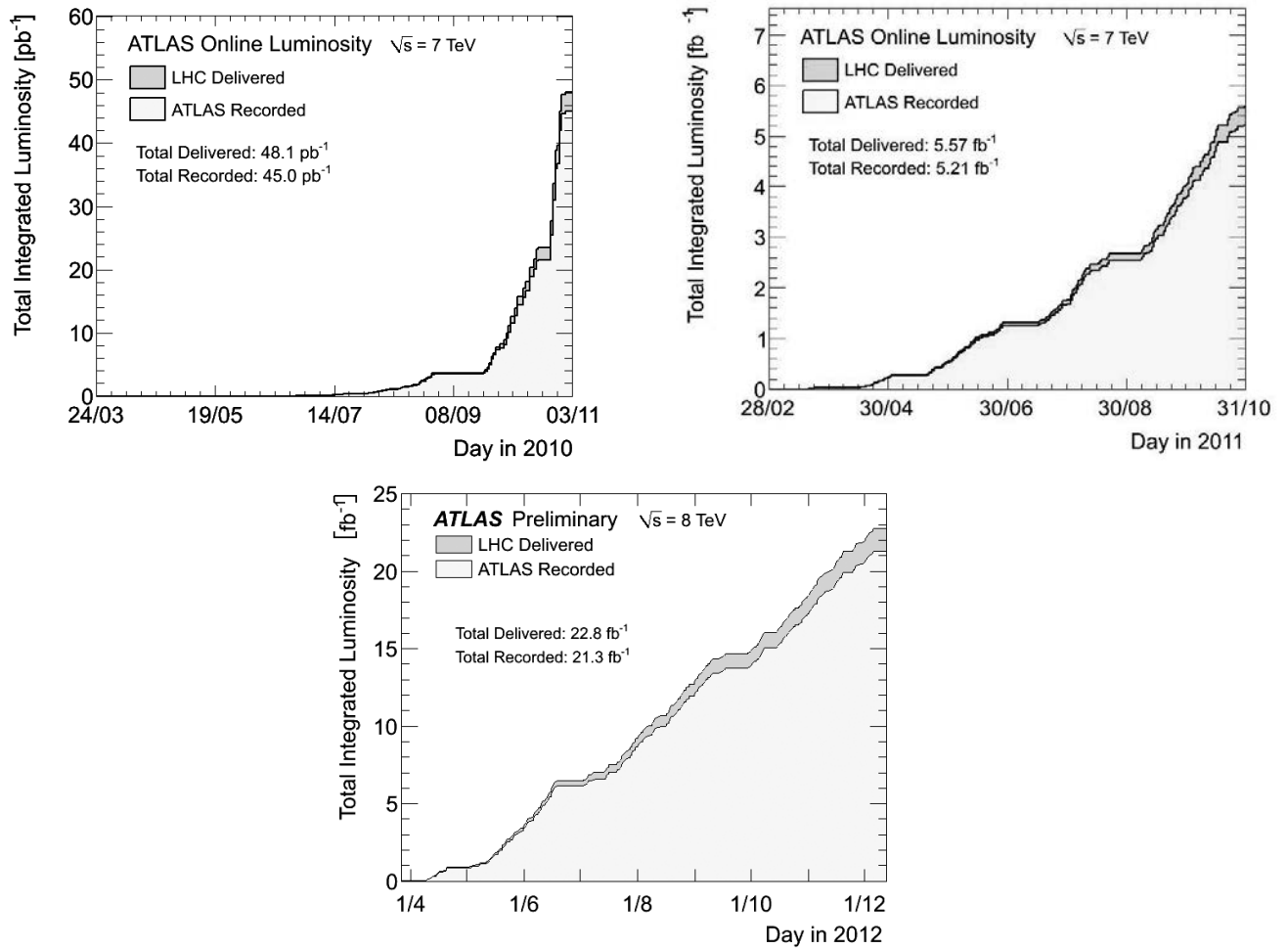


Рис. 22: Графики набора данных протон-протонных столкновений детектором ATLAS в 2010-2012 годах. Серым цветом показана полная интегральная светимость протон-протонных столкновений на LHC. Более светлой заливкой показана светимость записанных детектором ATLAS данных.

2.7 Методика обработки экспериментальных данных

2.7.1 Алгоритмы отбора событий с двумя мюонами в конечном состоянии

В задаче поиска тяжелых резонансов в конечных состояниях с двумя лептонами, выделяется набор требований к критериям отбора мюонов.

Одним из важнейших среди таких критериев является хорошее разрешение по импульсу при больших поперечных импульсах мюонов. От этого параметра напрямую зависит разрешение по инвариантной массе мюонов в димюонных событиях, и, соответственно, потенциальная статистическая значи-

мость наблюдения новых тяжелых нейтральных резонансов. Как обсуждалось ранее, относительная погрешность восстановления импульса $\sigma(p_T)/p_T$ мюонов при прочих равных условиях растет при больших p_T линейно с ростом p_T , соответственно, требования отбора энергичных мюонов должны быть достаточно жесткими. Кроме обеспечения разрешения по импульсу, достаточно жесткие критерии отбора мюонов позволяют также повысить точность их идентификации и снизить количество ложных идентификаций мюонов. В то же время, критерии высокого качества мюонов конкурируют с необходимостью обеспечить высокую эффективность отбора димюонных событий, то есть отношение зарегистрированных детектором димюонных событий к количеству отобранных для анализа.

Отдельный класс критериев отбора димюонных событий диктуется свойствами новой физики — высокой массой предсказываемых резонансов, их малым временем жизни, характерными угловыми распределениями частиц распада резонансов и т.п. Применение этих критериев позволяет подавить значительную часть фоновых событий процессов Стандартной модели (к примеру, отсеять мюоны, происходящие из распадов адронов) и сохранить высокое значение эффективности событий новой физики.

Перечень критериев отбора событий с двумя мюонами в анализе поиска тяжелых дилептонных резонансов имеет следующий вид:

- Событие должно входить в перечень так называемых "хороших" периодов светимости (англ., Good Run List, GRL). Этот перечень формируется на основании данных о состоянии подсистем детектора, используемых для рассматриваемого анализа, в частности, о состоянии внутреннего детектора, величине магнитного поля внутреннего соленоида, состоянии прецизионных и триггерных камер мюонного спектрометра;
- Событие должно быть отобрано одним из мюонных фильтров событий. Конкретный перечень фильтров меняется от года к году или даже в пределах одного года вместе с изменением триггерного меню детектора ATLAS. В данных 2011 года события должны были удовлетворить требованиям фильтров "EF_mu22", "EF_mu22_MG" или "EF_mu40_MOnly_barrel" с порогами срабатывания 22 и 40 ГэВ по поперечному импульсу.

В данных 2012 года событие должно было быть отобрано "EF_mu24i_tight" или "EF_mu36_tight" с порогами срабатывания 24 и 36 ГэВ соответственно;

- В событии присутствует хотя бы одна первичная вершина с более чем 2-мя треками, исходящими из нее, при этом она не должна быть удалена от геометрического центра детектора более, чем на 200 мм по оси z . Требование $|z| < 200$ мм введено для подавления мюонов из космических лучей;
- В событии восстановлено не менее 2-х комбинированных мюонов MuId с противоположными зарядами. Этот и предыдущие пункты составляют критерии так называемого предварительного отбора событий. Предварительный отбор с промежуточным сохранением предварительно отобранных событий позволяет снизить объем вычислительных ресурсов, затрачиваемых на отбор событий и объем хранимых данных;
- Реконструированный поперечный импульс каждого из мюонов должен составлять не менее 20 ГэВ (для данных 2011 года) или 25 ГэВ (для данных 2012 года);
- Каждый мюон должен быть восстановлен по нескольким попаданиям во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре. Детали условий, налагаемых на количество восстановленных попаданий, будут обсуждаться ниже. Эти требования позволяют отобрать мюоны с достаточно высоким разрешением по импульсу;
- Статистическая значимость разницы измерений импульса мюона во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре не должна превышать определенного значения;
- Импакт параметры траекторий мюонов по отношению к первичной вершине не должны превышать: в поперечной пучку плоскости $d_0 < 0.2$ мм, вдоль оси пучка $z_0 < 1$ мм. Эти требования позволяют отсеять большинство мюонов, происходящих из распадов относительно долгоживущих частиц (например, B -мезонов) и сохранить мюоны, происходящие из распадов искомым короткоживущих резонансов;

- На оба мюона накладывается требование изолированности: суммарный поперечный импульс треков в конусе $\Delta R < 0.3$ вокруг трека мюона должен составлять не более 5% от поперечного импульса мюона. Этот критерий также служит подавлению фона от процессов КХД.

Условия, накладываемые на количество зарегистрированных попаданий мюонов, разработаны группой реконструкции комбинированных мюонов коллаборации ATLAS (англ., Muon Combined Performance, MCP), и описаны ниже. Для внутреннего детектора:

- Как минимум 1 попадание в В-слой (B-Layer) пиксельного детектора в том случае, если траектория мюона проходит через него;
- Как минимум 1 зарегистрированное попадание мюона в других слоях пиксельного детектора, в том числе — пересечения траекторией мюона нерабочих пиксельных сенсоров;
- Как минимум 5 попаданий в детекторе SCT, включая пересечения траекторией мюона нерабочих сенсоров SCT;
- Не более 2 "дыр" в пиксельном детекторе или SCT, то есть пересечений траекторией мюона рабочих сенсоров без регистрации сигнала;
- Как минимум 6 восстановленных попаданий в TRT в области $0.1 < |\eta| < 1.9$, включая так называемые "выбросы" (TRT outliers), при этом относительная доля выбросов не должна превышать 0.9. "Выбросами" называют 2 типа сигнальных событий: сигнал в трубке TRT вблизи трека мюона при отсутствии пересечения треком трубки; либо несколько сигналов TRT, формирующих траекторию, несовместимую с траекторией, реконструированной в пиксельном и полупроводниковом детекторах. В областях $|\eta| \leq 0.1$ и $|\eta| \geq 1.9$ требования на число зарегистрированных попаданий мюона в TRT не накладываются, только в том случае, если в этих областях зарегистрировано 6 и более попаданий — накладывается требование на относительную долю "выбросов".

Для мюонного спектрометра было сформировано два набора требований на количество зарегистрированных попаданий. Мюоны, для которых зарегистрировано достаточное число попаданий во всех 3-х станциях мюонного спектрометра, называются 3-станционными и должны удовлетворять следующим требованиям:

- Как минимум по 3 зарегистрированных попадания во внутренней, промежуточной и внешней баррельных станциях MDT;
- Либо как минимум по 3 зарегистрированных попадания во внутренней, дополнительной и промежуточной станциях MDT в переходной области;
- Либо как минимум по 3 зарегистрированных попадания во внутренней, промежуточной и внешней станциях торцевых камер MDT;
- Либо как минимум по 3 зарегистрированных попадания в промежуточной и внешней станциях торцевых камер MDT, а также 2 попадания попадания в камерах CSC с восстановленной координатой η ;
- Как минимум 1 попадание в 2 различные станции RPC/TGC/CSC с восстановленной координатой ϕ ;
- Отсутствие попаданий в камерах ВЕЕ и ВИС78.

Исследования качества реконструкции мюонов, восстановленных в 3-х станциях спектрометра, показывают, что для них разрешение по поперечному импульсу при $p_T = 1$ ТэВ, составляет от 20% до 32%, см. Рисунок 23.

Для 3-станционных мюонов статистическая значимость разницы измерений импульса мюона во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре не должна превышать более чем в 5 раз квадратичную сумму погрешностей определения импульса в мюонном спектрометре и внутреннем детекторе.

В сравнении с анализом данных 2011 года, в анализ данных 2012 года добавлены мюоны, имеющие попадания одновременно как в камеры барреля, так и в торцевые камеры. Кроме этого — в 2012 году было снято вето на включение в анализ мюонов, реконструированных с учетом попаданий в камеры ЕЕ,

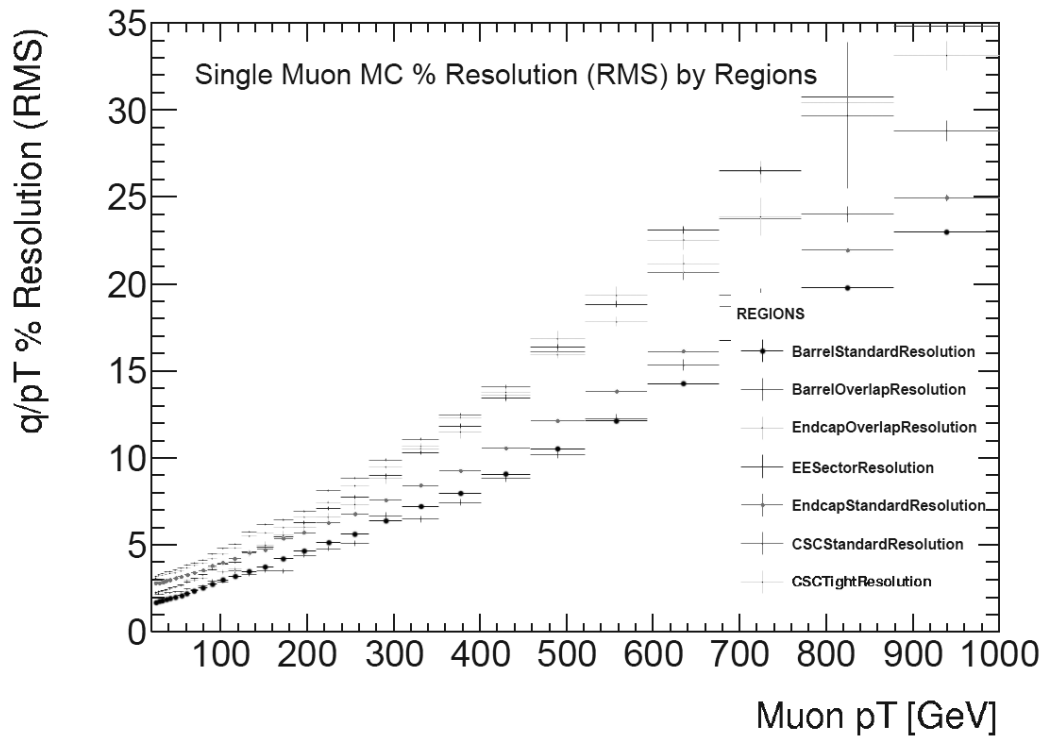


Рис. 23: Относительное разрешение по поперечному импульсу 3-станционных мюонов, отобранных с помощью критериев отбора, описанных в тексте.

что позволило получить относительную прибавку $10 \div 15\%$ к эффективности умноженной на геометрический аксептанс отбора димюонных событий.

На Рисунке 23 показано разрешение по импульсу мюонов, реконструированных в различных геометрических областях мюонного спектрометра, полученное из Монте-Карло моделирования событий с мюонами в детекторе ATLAS. С наилучшим разрешением реконструируются 3-станционные мюоны в области барреля ($\approx 20 \div 23\%$ при $p_T = 1$ ТэВ, показано маркерами с точкой черного цвета). Несколько худшим разрешением характеризуются мюоны, восстановленные в торцевых камерах спектрометра ($\approx 25 \div 28\%$ при $p_T = 1$ ТэВ, маркеры с точкой серого цвета). Мюоны, восстановленные по сигналам камер EE и камер в области перекрытия (маркеры различных градаций серого) обладают заметно худшим разрешением при больших поперечных импульсах мюонов. Это связано в первую очередь со слабостью и неоднородностью магнитного поля в переходной области ($1.05 < |\eta| < 1.4$).

Кроме мюонов, реконструированных в 3-х станциях, в анализ допускаются так называемые 2-станционные мюоны (это в итоге дает еще $\approx 7 \div 10\%$

относительной прибавки эффективности отбора умноженной на аксептанс димюонных событий). 2-станционные мюоны должны удовлетворять следующим критериям отбора:

- Как минимум по 5 зарегистрированных попаданий во внутренней и внешней баррельных станциях MDT;
- Отсутствие зарегистрированных попаданий в следующие камеры мюонного спектрометра: секторы 4 и 6 при $|eta| > 0.85$, сектор 9 при $0.20 > |eta| > 0.85$, сектор 13 при $0.00 > |eta| > 0.20$. Это требование обусловлено недостаточной точностью геометрического позиционирования этих камер, что влечет за собой существенную деградацию импульсного разрешения мюонов, восстановленных в этих камерах;
- Как минимум 1 попадание в одном слое RPC с восстановленной координатой ϕ ;
- Отсутствие попаданий в камерах BIS78 и торцевых камерах MDT.

Для 2-станционных мюонов статистическая значимость разницы измерений импульса мюона во внутреннем детекторе и в мюонном спектрометре не должна превышать более чем в 3 раза квадратичную сумму погрешностей определения импульса в мюонном спектрометре и внутреннем детекторе.

Процедура измерения импульса 2-станционных мюонов существенно отличается от процедуры для мюонов, восстановленных в 3-х станциях. В случае 3-х станционных мюонов — три сегмента траектории используются для измерения кривизны траектории и, соответственно, импульса мюона. В случае 2-станционных мюонов, кривизна траектории оценивается по разности углов трека мюона в двух станциях. Это приводит к тому, что разрешение по импульсу для 2-станционных мюонов заметно хуже разрешения для 3-станционных мюонов и существенно зависит от характеристик и точности позиционирования каждой из камер спектрометра. В соответствии с этим, разрешение для 2-станционных мюонов контролируется отдельно для каждого сектора мюонного спектрометра, и 2-станционные мюоны, реконструированные в камерах с плохим разрешением исключаются из анализа. Относительное разрешение

по импульсу 2-станционных мюонов показано на Рисунке 24. Верхняя кривая соответствует относительному разрешению по импульсам 2-станционных мюонов, восстановленных в малых секторах, нижняя кривая — в больших секторах. Методика измерения разрешения в данных детектора для 2-станционных мюонов заключается в использовании мюонов высокого качества, восстановленных в 3-х станциях, так что их разрешением по импульсу можно пренебречь в сравнении с разрешением 2-станционных мюонов. Искомое разрешение определяется измеренной разностью углов траектории мюона в двух станциях спектрометра, по которой определяется импульс мюона, в сравнении с известным значением импульса мюона, измеренного по 3-м станциям.

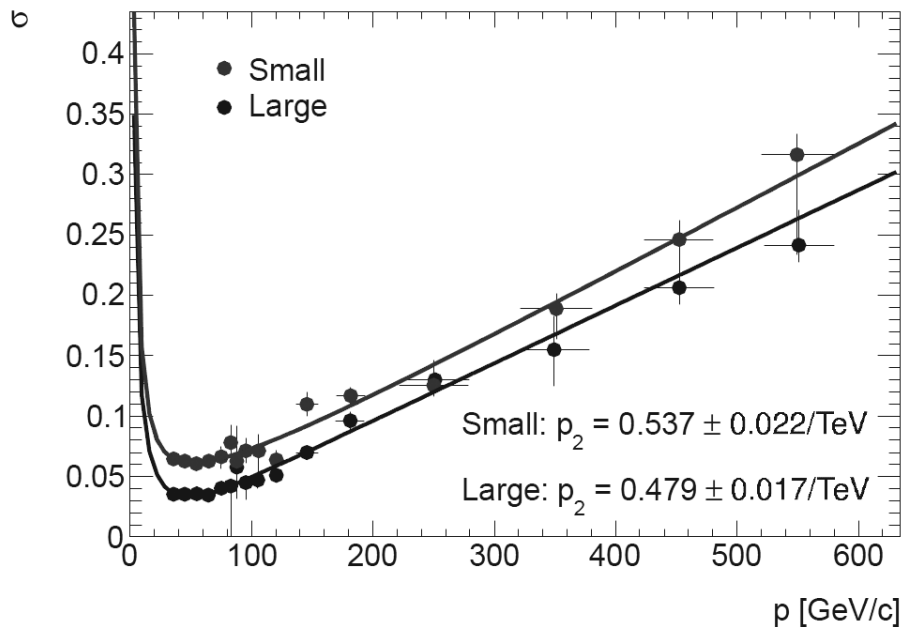


Рис. 24: Относительное разрешение по поперечному импульсу 2-станционных мюонов, измеренное для симулированных событий. Верхняя кривая соответствует мюонам, восстановленным в малых секторах мюонного спектрометра, нижняя кривая показывает разрешение для мюонов, восстановленных в больших секторах.

Мюоны, удовлетворяющие описанным выше критериям, используются для построения пар с противоположными зарядами. В случае, если событие содержит 2 противоположно заряженных 3-станционных мюона — из них формируется пара, и событие считается прошедшим ”жесткий димюонный отбор”. В случае, если в событии присутствует более 2-х 3-станционных мюонов, выбира-

ется пара из них с наибольшей скалярной суммой поперечных импульсов.

Если в событии нет 2-х 3-станционных мюонов с противоположным знаком, пара может быть построена из одного 3-станционного и одного 2-станционного мюона с противоположным знаком. В этом случае событие считается прошедшим "мягкий димюонный отбор". Здесь также используется правило наибольшей скалярной суммы p_T .

Для анализа используются события с инвариантной массой мюонов более 70 ГэВ (для данных 2011 года) или 80 ГэВ (для данных 2012 года).

Эффективности отбора димюонных событий в зависимости от инвариантной массы мюонов на генераторном уровне показаны на Рисунке 25. Для получения этих зависимостей было использовано моделирование процессов Дрелл-Яна с двумя мюонами в конечном состоянии, как основных источников фоновых событий. Одним из наиболее "жестких" требований на качество мюонов, является набор критериев отбора по количеству зарегистрированных попаданий мюона в камерах мюонного спектрометра — эти критерии отсеивают до 40% всех димюонных событий.

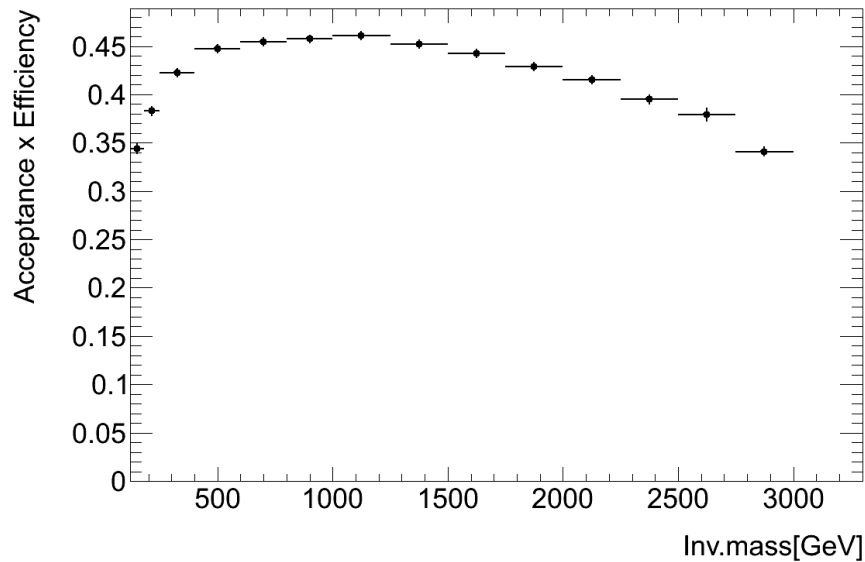


Рис. 25: Эффективность на акцептанс "жесткого" отбора димюонных событий (оба мюона — 3-станционные) в зависимости от их инвариантной массы на генераторном уровне. Для получения гистограмм использовалось Монте-Карло моделирование процессов Дрелл-Яна с распадом на два мюона.

На Рисунке 26 показаны зависимости эффективности на акцептанс отбора

димюонных событий в распадах резонансов Z' и Z^* от полюсной массы резонансов. Для событий $Z^* \rightarrow \mu\mu$ эффективность на акцептанс лежит в пределах $43 \div 44\%$ для жесткого канала отбора димюонных событий и около 2.8% для мягкого канала в широком диапазоне инвариантных масс — $\sim 0.7 \div 2.0$ ТэВ.

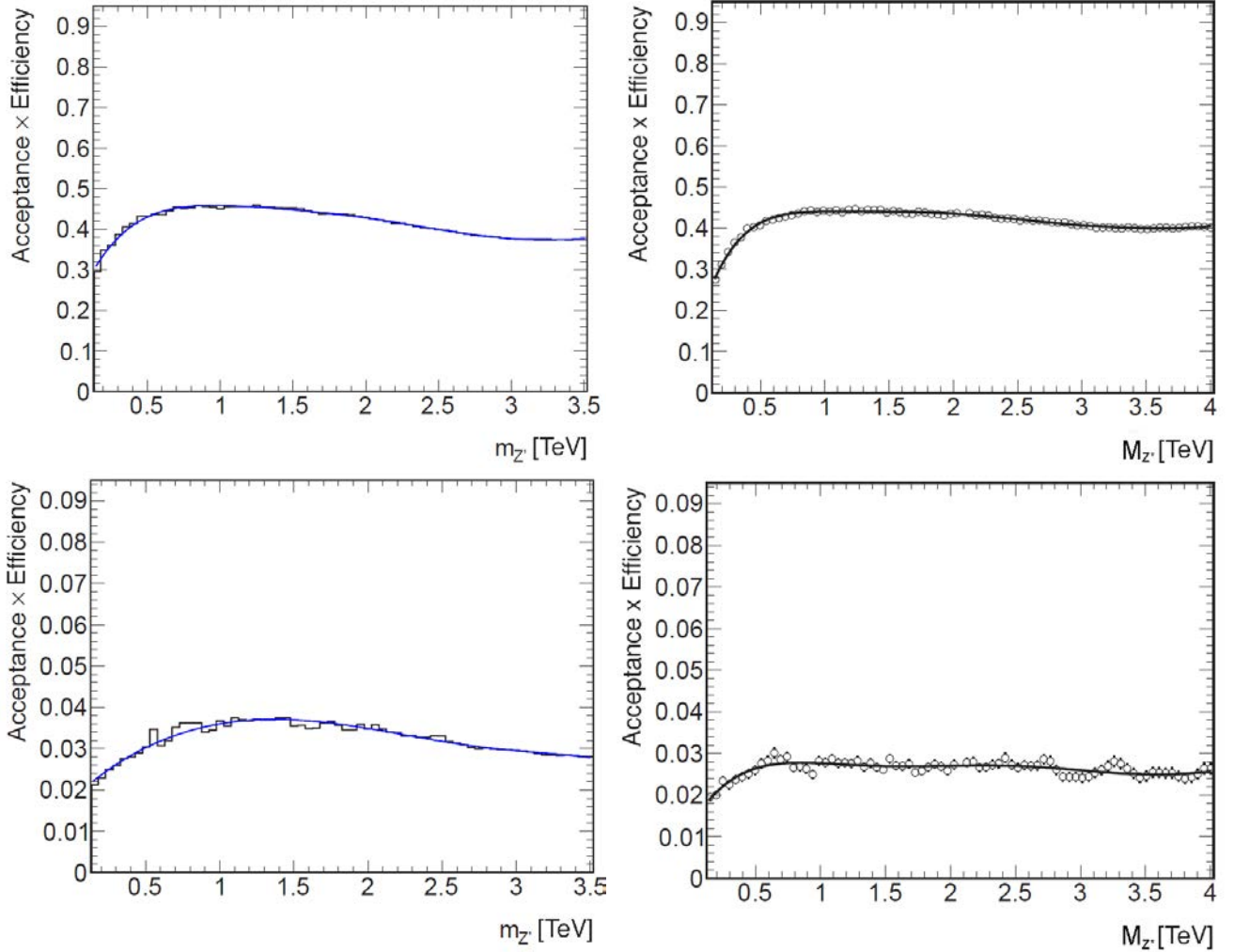


Рис. 26: Произведение эффективности на акцептанс отбора событий новых резонансов на примере моделей Z' и Z^* — в зависимости от полюсной массы этих резонансов. Показаны гистограммы, фитированные полиномиальной функцией, для "жесткого" отбора (вверху) и "мягкого" отбора (внизу). Графики слева соответствуют Z' , справа — Z^* . Для построения зависимостей использовались сигнальные сэмплы, полученные в случае Z' путем перевзвешивания моделированных событий рождения Z -бозона, а в случае Z^* — полученные путем моделирования событий рождения Z^* .

Снижение эффективности в области больших инвариантных масс (> 2 ТэВ)

связано с падением эффективности отбора мюонов с большими импульсами.

Эффективности на акцептанс отбора событий $Z^*, Z', Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ имеют качественно сходное поведение в зависимости от массы резонанса. Для мягкого канала отбора событий $Z^* \rightarrow \mu\mu$ эффективность на акцептанс заметно ниже, что связано со специфическим угловым распределением лептонов в распадах Z^* . В то время как мягкий канал отбора событий содержит 2-станционные мюоны, восстановленные исключительно в баррельных станциях спектрометра — относительная доля таких мюонов в распадах Z^* ниже, чем в распадах других типов резонансов.

2.8 Выводы к Главе 2

Дан обзор устройства ускорительного комплекса ЛНС и экспериментальной установки ATLAS, а также системы хранения и обработки данных. Описаны алгоритмы реконструкции мюонов детектором ATLAS.

Критерии реконструкции мюонов и отбора событий с двумя противоположно заряженными мюонами оптимизированы для задачи поиска тяжелых резонансов. Исследовано качество реконструкции мюонов, прошедших отбор. При помощи Монте-Карло моделирования сигнальных и фоновых процессов, получены эффективности отбора событий с рождением Z^* , а также фоновых событий. Для используемых критериев отбора — эта эффективность составляет 46÷47% в диапазоне инвариантных масс 0.7÷2.0 и плавно снижается с дальнейшим ростом массы.

При участии автора создано программное обеспечение он-лайн интерфейса мониторинга состояния детектора, использование которого планируется в следующих циклах набора данных детектором.

3 Моделирование сигнальных и фоновых событий с помощью методов Монте-Карло

Одно из свойств дилептонных событий — возможность их моделирования с хорошей точностью с помощью Монте-Карло генераторов. Наиболее эффективным методом поиска новой физики в дилептонных конечных состояниях является сравнительный статистический анализ распределений инвариантной массы лептонов (в данной работе — мюонов) в данных детектора и полученных с помощью моделирования процессов Стандартной модели.

Важными параметрами фоновых процессов, определяющими уровень фона и в итоге соотношение количества сигнальных и фоновых процессов, являются сечение процесса, вероятность распада в состояния с двумя лептонами, а также свойства процесса, определяющие возможность его подавления по отношению к сигнальным процессам. Основными фоновыми процессами по отношению к искомым сигналам новой физики являются процессы Дрелл-Яна [89], в которых Z -бозон или виртуальный γ -квант распадается на лептон-антилептонную пару. Эти процессы характеризуются сравнительно большими сечениями на вероятность распада в лептонные пары ($\sigma_B \sim 1$ нб). Кроме того, кинематические свойства лептонов, рожденных в процессах Дрелл-Яна близки к свойствам лептонов в процессах новой физики.

Кинематические характеристики лептонов в процессах $Z' \rightarrow ll$ идентичны их характеристикам в процессах Дрелл-Яна, в то время как резонансы Z^* , G^* характеризуются отличными от процессов Дрелл-Яна кинематическими распределениями лептонов распада. Тем не менее, с точки зрения универсальной процедуры селекции лептонов, применимой к задачам поиска всех типов резонансов, фон от процессов Дрелл-Яна является практически нередуцируемым (неподавляемым).

Другим классом фоновых процессов являются процессы рождения нескольких электрослабых бозонов (WW, WZ, ZZ), распады которых также приводят к появлению нескольких лептонов в конечном состоянии. Их суммарное сечение, помноженное на вероятность распада в дилептонные состояния, на два порядка меньше сечений процессов Дрелл-Яна ($\sigma_B \sim 10$ пб).

Следующим по значимости является фоновый процесс с рождением одно-

го или двух топ-кварков, распадающихся на лептоны. Процессы ассоциированного рождения струй и W бозона и процессы с рождением нескольких тяжелых струй (b, c), распадающихся на мюоны, хорошо дискриминируются критериями отбора по импакт-параметрам мюонных треков и изолированности мюонов.

Полная последовательность моделирования события заключается в моделировании генератором Монте-Карло процессов Стандартной модели или процессов, связанных с рождением новых нейтральных бозонов в протон-протонных столкновениях, моделировании распадов в заданном канале, а также излучения в начальном и конечном состояниях. Частицы распада проходят полное моделирование прохождения сквозь вещество детектора в магнитном поле и моделирование отклика детектора с помощью пакета Geant [90]. При этом формат моделированных событий аналогичен формату реальных данных детектора за исключением того, что для моделированных событий доступна информация об истинных параметрах частиц на уровне генератора (англ., "truth object information"). Для сравнения с данными детектора, в моделированных событиях использовались те же алгоритмы реконструкции и отбора мюонов и димюонных событий, что и для данных (см. раздел 2.7.1). Кроме того, в Монте-Карло моделированных событиях значения реконструированных импульсов мюонов подвергались процедуре "размытия" (англ., smearing) для достижения согласия в разрешении детектора по p_T мюонов в данных и моделировании. Кроме этого, каждое из событий Монте-Карло получало определенный вес, необходимый для согласования моделирования с данными по таким параметрам, как количество вершин взаимодействия в событии (англ., pile-up), полное сечение процесса на вероятность распада в лептоны (теоретически вычисленное для некоторых процессов вплоть до второго порядка вслед за лидирующим), распределение по поперечным импульсам рожденных в столкновениях Z -бозонов и т.д.

В Разделах 3.1, 3.2 обсуждаются методы моделирования сигнального и фоновых процессов. В Разделе 3.3 представлены результаты исследований, направленных на улучшение точности моделирования фона. В Разделе 4 приведены результаты исследований по определению и вычислению систематических неопределенностей оценки фона в распределениях димюонных событий по инвариантной массе.

3.1 Моделирование сигнальных событий

Процедура моделирования сигнальных событий рождения Z^* бозонов аналогична описанной процедуре для фоновых процессов. Сигнальные события Z^* были сгенерированы генератором CompHEP [91] с использованием партонных функций распределения CTEQ6L1 [92] для анализа данных 2011 года и MSTW2008LO [93] для анализа данных 2012 года.

Для сравнения данных с предсказаниями Стандартной модели и оценки совместимости данных с гипотезами новых резонансов всевозможных полюсных масс проведено моделирование сигнальных процессов для всех значений этих масс. Поскольку полное моделирование большого количества событий (в частности, больших вычислительных затрат требует процесс программного моделирования прохождения через детектор и отклика детектора) заняло бы значительные вычислительные ресурсы, с целью экономии этих ресурсов для сигнального процесса было сгенерировано несколько наборов событий с фиксированной полюсной массой Z^* , а также специальный сигнальный набор событий с генераторным сечением, изменяющимся плавно в зависимости от генераторной массы Z^* — без Брейт-Вигнеровских пиков, в соответствии с этим условно именуемый "плоским". При этом сигнал Z^* заданной полюсной массы получается из моделированного набора с "плоским" распределением сечения путем перевзвешивания событий с использованием заранее известных весовых коэффициентов, зависящих только от истинной массы Z^* и целевой полюсной массы сигнала. Такая схема генерации сигнальных событий использовалась как в 2011, так и в 2012 году, и позволила вместо генерации нескольких десятков сигнальных наборов событий для разных полюсных масс от 150 ГэВ до 3.5 ТэВ с общим числом событий порядка 10 миллионов, обойтись одним набором с числом событий 700000. На Рисунке 27 показано распределение по массе сгенерированных бозонов Z^* для "плоского" сигнального набора событий. Ниже приведена формула из анализа данных 2012 года, в соответствии с которой вычислялся вес, приписываемый каждому событию при перевзвешивании. Формула, использовавшаяся в 2011 году имеет аналогичную аналитическую форму, незначительно

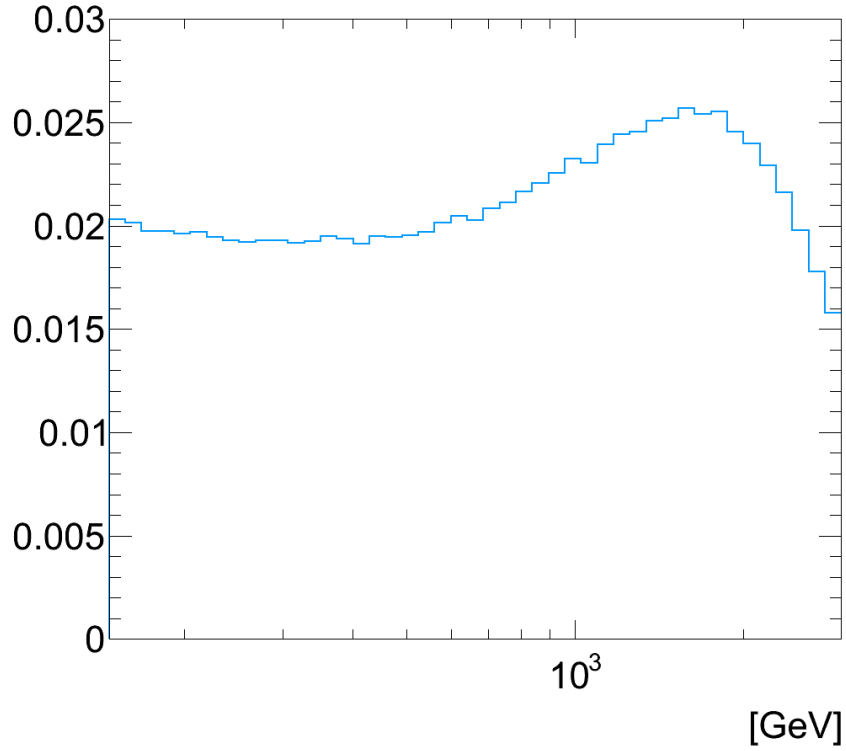


Рис. 27: Распределение сгенерированных бозонов Z^* по массе для ”плоского” сигнального сэмпла. Распределение нормировано на 1.

отличаются только численные факторы:

$$k(m) = 10^{12} \frac{m^4 \exp(-0.00236m + 1.1 \ln(m/8000.0))}{M_0^4 (m^2 - M_0^2)^2 + M_0^2 \Gamma^2}, \quad (3.1)$$

где m — генераторная масса Z^* (без учета излучения в конечном состоянии), M_0 — целевая полюсная масса сигнала, Γ — ширина резонанса ($\Gamma = 0.034M_0$). Распределения сигнальных событий по инвариантной массе мюонов для разных полюсных масс Z^* , полученные путем перевзвешивания ”плоского” сигнального сэмпла и отобранные жестким (слева) и мягким (справа) набором критериев, показаны на Рисунке 28.

Корректность генерации ”плоского” сигнального набора, а соответственно, и процедуры перевзвешивания, была валидирована путем сравнения сигналов Z^* , смоделированных с определенной полюсной массой, и сигналов, полученных перевзвешиванием. На Рисунке 29 показано сравнение сигналов полученных этими двумя способами для полюсной массы 3 ТэВ. Наблюдается хорошее согласие двух распределений в пределах статистических неопределенностей.

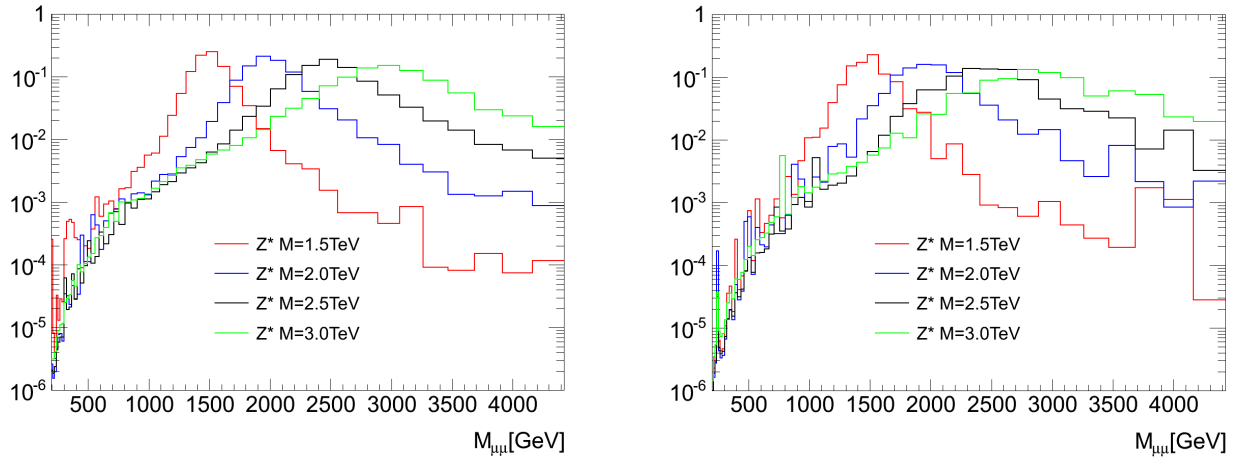


Рис. 28: Сигналы Z^* , полученные перевзвешиванием "плоского" сигнального сэмпла и нормированные на 1. Показаны сигналы для полюсных масс Z^* 1.5, 2.0, 2.5, 3.0 ТэВ. Слева — распределения по инвариантной массе мюонных событий для жесткого отбора (оба мюона — 3-станционные), справа — для мягкого отбора (один 3-станционный и один 2-станционный мюон).

3.2 Моделирование фоновых событий

Как обсуждалось выше, основным источником фона в распределениях дилептонных событий, отобранных с использованием приведенных критериев, являются процессы Дрелл-Яна.

Для анализа данных 2011 года использовались наборы моделированных событий процессов Дрелл-Яна с двумя мюонами в конечном состоянии, сгенерированные Монте-Карло генератором Pythia6 [94] с использованием функции распределений партонов MRST2007LO [95, 96].

В анализе данных 2012 года фоновые процессы Дрелл-Яна смоделированы с помощью генераторов Pythia8 [97] и Powheg (в порядке, следующем за лидирующим) [98]. В качестве функции распределения партонов использовались функции CT10 [99].

Для описания данных в широком диапазоне по инвариантной массе мюонов, моделированные наборы событий процессов Дрелл-Яна разбиты на несколько диапазонов по генераторной массе (см. таблицы). Инклюзивный набор, обеспечивающий достаточную статистику событий при больших инвариантных массах (3 ТэВ и более) должен бы был содержать огромное количество событий

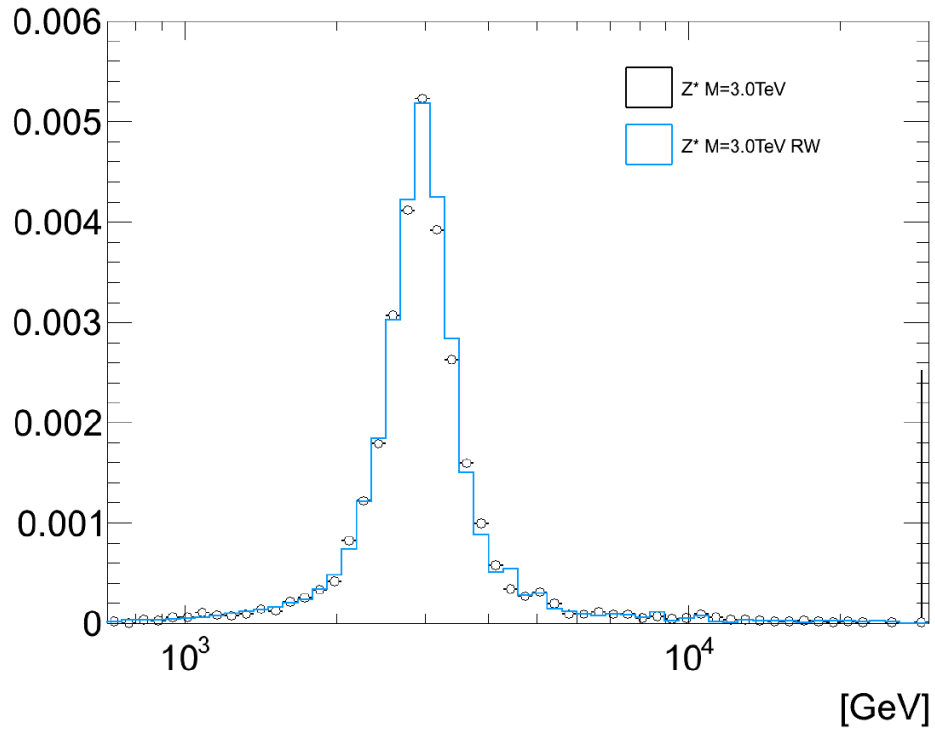


Рис. 29: Сравнение распределений инвариантной массы мюонов в распадах Z^* полюсной массы 3 ТэВ, полученные из симуляции рождения Z^* с фиксированной полюсной массой (точки) и из "плоского" сигнального сэмпла (гистограмма) в pp столкновениях с энергией 8ТэВ. Распределения согласуются в пределах статистических погрешностей.

($\sim 10^{12}$), реконструкция которых путем полного программного моделирования прохождения частиц сквозь детектор и отклика детектора заняла бы огромные вычислительные ресурсы. Для обеспечения достаточной статистики в области пика Z -бозона, в анализе использовались инклюзивные наборы $Z \rightarrow \mu\mu$ с количеством реконструированных событий 10^7 .

Наборы моделированных событий с ассоциированным рождением пары бозонов W, Z , содержащих два мюона в конечном состоянии, включают несколько инклюзивных и несколько эксклюзивных наборов, разбитых по генераторной инвариантной массе мюонных пар. Для моделирования использовался генератор Herwig [100]. В качестве функций распределения партонов использовались MRST2007LO** для Монте-Карло 2011 и CTEQ6L1 для наборов моделированных событий 2012 года.

Фон от распада на мюоны топ-антитоп пар моделировался с помощью генераторов MC@NLO [101, 102] (генерация матричных элементов), Jimmy (опис-

сание мультипартонных взаимодействий) и Herwig (фоновые подпроцессы). Как для 2011, так и для 2012 года использовались функции распределения партонов CT10.

Кроме моделирования процессов $pp \rightarrow t\bar{t}$, для описания данных 2012 года использовалось моделирование процессов рождения одного топ-кварка в ассоциации с W -бозоном с помощью генераторов MC@NLO и Jimmy. В дальнейшем сумма этих фоновых процессов будет именоваться для простоты фоном от рождения топ-кварков.

Вместо сечения генератора для моделирования процессов рождения нескольких бозонов, а также топ кварков, использовались теоретически рассчитанные сечения в высших порядках по теории возмущений вслед за лидирующим порядком процесса.

Из-за недостатка статистики моделированных событий для фоновых процессов с рождением топ-кварков и нескольких бозонов при больших инвариантных массах мюонов использовалась экстраполяция распределений этих фонов по инвариантной массе в область больших значений. Методы экстраполяции обсуждаются более подробно в разделе 3.3.2.

Оценка сечений и эффективностей подавления фоновых процессов от рождения пар кварков $b\bar{b}$ и $c\bar{c}$, а также от рождения W бозона в ассоциации со струями, которая была проведена в анализе данных 2011 года, показала, что уровень фона от этих процессов для используемых критериев отбора димюонных событий пренебрежимо мал. В анализе димюонных данных 2012 года этими фоновыми процессами было решено пренебречь.

Перечень использованных в анализе наборов моделированных событий с указанием их числа и сечений соответствующих процессов представлен в приложении 2.

3.3 Обработка моделированных событий

После отбора моделированных димюонных событий, для каждого из них вычисляется несколько весовых коэффициентов.

Для всех событий данного набора вычисляется вес, равный отношению интегральной светимости данных, набранных детектором, к интегральной све-

тимости данного набора событий Монте-Карло. Последняя величина, в свою очередь, вычисляется как отношение количества моделированных событий в наборе к сечению рассматриваемого процесса, помноженному на вероятность распада в нужном канале. В качестве сечения выбирается либо генераторное сечение, либо вычисленное в теории сечение процесса с учетом поправок высших порядков по теории возмущений. Для части наборов событий Монте-Карло (соответствующих процессам Дрелл-Яна) используются теоретически полученные весовые факторы, зависящие от генераторной массы Z/γ^* , и реализующие поправки к сечению в высших порядках. Эти факторы будут обсуждаться ниже.

Взвешивание моделированных событий по количеству первичных вершин приводит распределения моделированных событий по количеству вершин к аналогичным распределением в данных. Вычисление веса для каждого из моделированных событий осуществляется с помощью единого для всех типов анализируемых данных ATLAS пакета программного обеспечения. Вес для каждого события вычисляется в зависимости от количества первичных вершин μ в событии и равен отношению количества событий с данным μ в данных к количеству событий с данным μ в Монте-Карло моделированных наборах.

3.3.1 Поправки от процессов в высших порядках по взаимодействию.

Для процессов Дрелл-Яна использовались сечения, вычисленные до второго порядка включительно (англ., Next-to-Next-to-Leading-Order, NNLO) вслед за ведущим для хромодинамической (КХД) составляющей процесса и до следующего порядка за ведущим (NLO) для электрослабой составляющей. Необходимость этого диктуется значительными отклонениями генераторных сечений Pythia и Powheg процессов Дрелл-Яна от сечений, теоретически рассчитанных в высших порядках по теории возмущений.

Для анализа 2011 года одновременное моделирование процессов в высших порядках КХД и электрослабой физики, дающих вклад в сечение Z/γ^* , было недоступно, поэтому поправки от КХД и электрослабых процессов высших порядков вычислялись отдельно и применялись как весовые коэффициенты в факторизованном виде. В случае электрослабых процессов, основной вклад в поправки высших порядков дают квантово электродинамические (КЭД) про-

цессы в конечном состоянии. Эти процессы с хорошей точностью моделируются пакетом программ Photos [103] в ходе генерации событий Монте-Карло генератором Pythia. Кроме этого, также необходим учет излучения фотонов в начальном состоянии, электрослабых петлевых поправок и интерференции с фотонами в начальном и конечном состояниях. Поправки к сечениям процессов Дрелл-Яна в рассматриваемом анализе эффективно учитывают процессы рождения W , Z -бозонов, индуцированные фотонами в начальном состоянии (фотонами, входящими в состав протона). Поправки от электрослабых процессов высших порядков были вычислены при помощи генератора Horace [104]. Поправка к сечению от процессов с фотонами в начальном состоянии рассчитывалась с использованием специальной функции распределения MRST2004QED [105], содержащей функции распределения фотонов в протоне. Значения фактора, учитывающего все эти поправки в зависимости от истинной инвариантной массы лептонов (до реконструкции и до моделирования излучения в конечном состоянии) приведены в Таблице 1 (K_{EW}). Поправки от КХД процессов высших порядков к дифференциальному сечению процесса Дрелл-Яна вычислялись в анализе 2011 года с помощью модифицированной программы PHOZPR [106]. Дифференциальное сечение рождения Z/γ^* было вычислено вплоть до второго порядка вслед за лидирующим с использованием партонных функций распределения MSTW2008NNLO. Весовой коэффициент для моделированных событий вычислялся в зависимости от генераторной инвариантной массы лептонов (до моделирования излучения в конечном состоянии), как отношение сечения NNLO к сечению в лидирующем порядке генератора Pythia:

$$K_{NNLO}^{**}(m_{ll}) = \frac{d\sigma_{NNLO}}{dm_{ll}^2}(\text{MSTW2008NNLO}) / \frac{d\sigma_{NNLO}}{dm_{ll}^2}(\text{MRST2007LO}^{**}). \quad (3.2)$$

Значения этого коэффициента для нескольких инвариантных масс показаны в Таблице 1 (K_{QCD}).

В анализе данных 2012 года сечения процессов Дрелл-Яна вычислялись с помощью пакета программ FEWZ [107], одновременно как для КХД составляющей процесса (до второго порядка за ведущим включительно), так и для электрослабой составляющей (до первого порядка вслед за ведущим включительно). При этом поправки к сечениям электрослабых процессов суммировались с сечениями, вычисленными с учетом поправок КХД. Результирующие

Таблица 1: Значения весового фактора, определяющего поправки к генераторному сечению процессов Дрелл-Яна от процессов КХД высших порядков, использовавшегося в анализе дилептонных данных ATLAS 2011 года, в зависимости от генераторной инвариантной массы лептонов до излучения в конечном состоянии.

$m_{ll}[\text{GeV}]$	K_{QCD}	K_{EW}
200.00	1.155	1.042
400.00	1.142	1.036
600.00	1.130	1.023
800.00	1.118	1.011
1000.00	1.100	0.999
1500.00	1.025	0.969
2000.00	0.914	0.931
2500.00	0.791	0.859
3000.00	0.664	0.759
4000.00	0.350	0.473

значения поправок в зависимости от инвариантной массы, вычисленные для разных функций распределения партонов, показаны на Рисунке 30. Как видно, результаты вычислений близки для разных функций распределения партонов. В анализе данных использовались весовые факторы, полученные с помощью функции распределения партонов MSTW2008NNLO. Значения результирующих весовых коэффициентов приведены в Таблице 2 (K_{QCD_EW}). Поправки от процессов КХД высших порядков, определенные с помощью FEWZ, сравнивались с результатами программ VRAP [108] и Powheg. Поправки от электро-слабых процессов сравнивались с результатами пакета Sanc [109].

Поправки к сечению рождения Z/γ^* от процессов с фотонами в начальном состоянии вычислялись в анализе 2012 года отдельно с помощью генератора FEWZ с использованием партонных функций MRST2004QED (Таблица 2, K_{DP}).

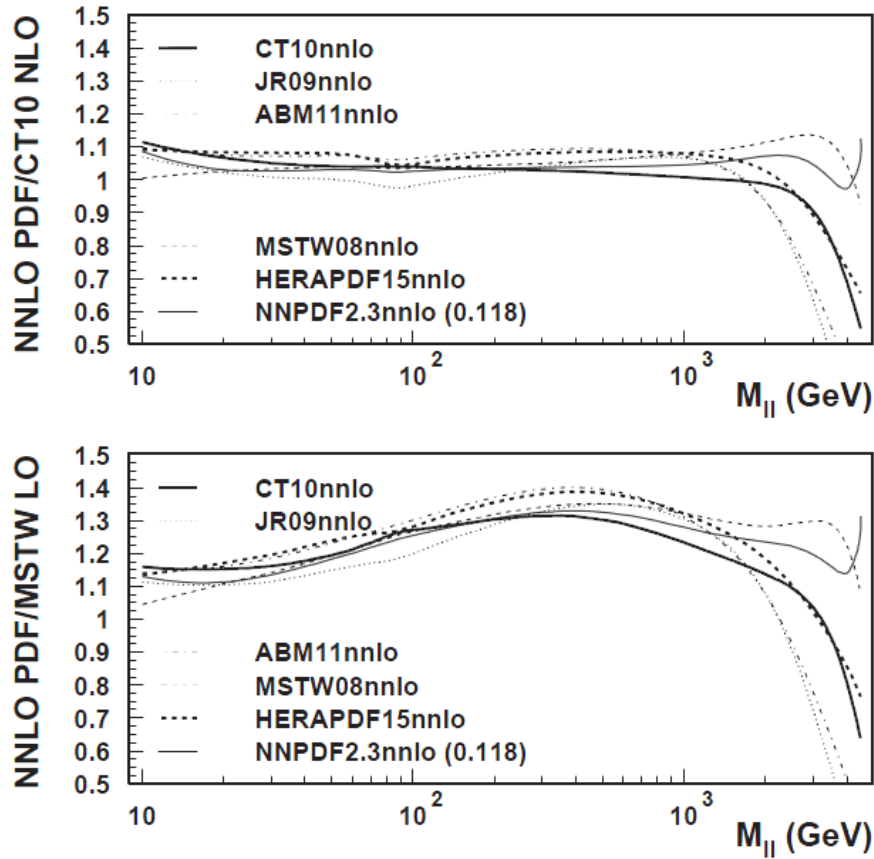


Рис. 30: Значения поправок от процессов КХД высших порядков, рассчитанные с помощью пакета программ VRAP. На верхнем (нижнем) рисунке показано отношение шести различных расчетов сечения процесса $pp \rightarrow Z\gamma^* \rightarrow ll$ с точностью до второго порядка вслед за лидирующим включительно к генераторному сечению Powheg (Pythia), использующему функцию распределения партонов CT10 (MSTW LO). Отношение показано как функция генераторной инвариантной массы лептонов.

3.3.2 Экстраполяция фоновых распределений в область больших масс.

Для смоделированных с помощью методов Монте-Карло фоновых процессов статистика некоторых сгенерированных наборов событий недостаточна для получения распределений во всем диапазоне инвариантных масс. В анализе данных 2011 года к таким фоновым процессам относятся процессы с рождением двух бозонов Z, W , а также процессы рождения топ-анти топ пар. В анализе данных 2012 года недостаток статистики в области больших масс присущ толь-

Таблица 2: Значения весового фактора, определяющего поправки к генераторному сечению процессов Дрелл-Яна от процессов КХД и процессов электро-слабой физики высших порядков, использовавшегося в анализе дилептонных данных ATLAS 2011 года, в зависимости от генераторной инвариантной массы лептонов до излучения в конечном состоянии.

$m_{ll}[\text{GeV}]$	K_{QCD_EW}	K_{DP}
200.00	1.025	1.019
400.00	1.021	1.038
600.00	1.022	1.045
800.00	1.023	1.047
1000.00	1.023	1.048
1500.00	1.018	1.057
2000.00	1.018	1.077
2500.00	1.021	1.098
3000.00	1.012	1.122
4000.00	0.953	1.248
5000.00	0.709	1.451

ко наборам событий, моделирующим рождение топ-антитоп пар и отдельных топ-кварков.

Для оценки сечения процессов с топ-антитоп парами в области больших инвариантных масс лептонов, используется экстраполяция распределения инвариантной массы мюонов, связанных с этими процессами из области малых масс в область больших масс. Для этой цели использовалось два типа экстраполяционных функций:

- Функция, описывающая распределение по инвариантной массе событий с двумя струями: $a \times x^b \times x^{c \ln(x)}$;
- Гиперболическая функция: $\frac{a}{(x+b)^c}$;

Выбор той или иной функции базировался на том, насколько стабильными являлись параметры функции относительно изменения области фитирования, а

также значение χ^2 , отражающее качество фитирования. Что касается стабильности параметров при изменении области фитирования, более предпочтительной оказалась функция, описывающая двухструйные события, и именно она использовалась для оценки номинального распределения $t\bar{t}$ фона при больших массах. В качестве оптимальной была выбрана область фитирования $0.2 \div 0.8$ ТэВ в анализе данных 2011 года и $0.1915 \div 0.7339$ ТэВ в анализе данных 2012 года, при этом значения экстраполяционной функции использовались для оценки уровня фона, начиная с 0.73 ТэВ (2011), 0.561 ТэВ (2012) и далее (см. Рисунки 31, 32). При этом значения функции преобразовывались в количество событий в каждом из столбцов гистограммы $t\bar{t}$ фона.

Экстраполяция распределений лептонов, рождающихся в распадах пар W , Z бозонов, использовалась только в анализе данных 2011 года с применением процедуры, аналогичной описанной для $t\bar{t}$ фона. В этом случае в качестве оптимальной также была выбрана функция распределения двухструйных событий, при этом область фитирования составляла $0.45 \div 1.45$ ТэВ, экстраполяция применялась, начиная с 1.34 ТэВ.

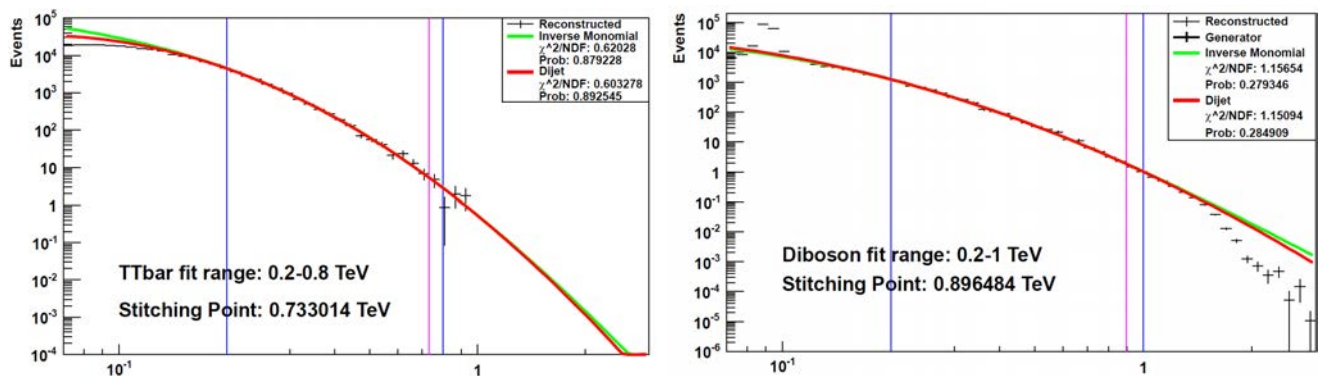


Рис. 31: Экстраполяции распределения фоновых процессов с рождением топ-антитоп пар (слева) и пар W , Z бозонов (справа) в область больших инвариантных масс мюонов, использовавшиеся в анализе данных 2011 года. Крестами показаны распределения сгенерированных событий со статистическими неопределенностями. Различные кривые соответствуют различным экстраполяционным функциям — двухструйной или гиперболической. Недостаток статистики моделированных событий наблюдается для инвариантных масс лептонов более 0.7 ТэВ для топ-антитоп процессов и $1.3 \div 1.4$ ТэВ для дибозонного фона.

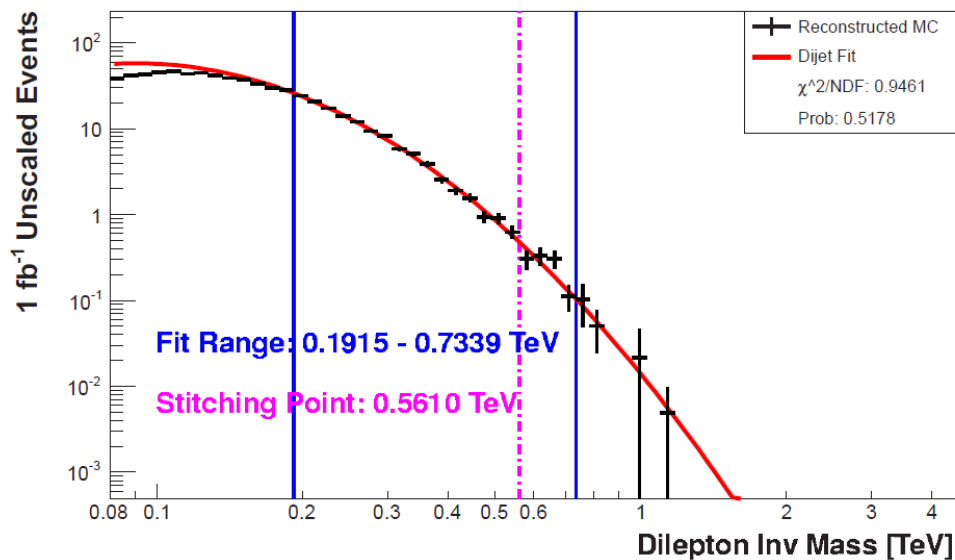


Рис. 32: Экстраполяция распределения фоновых процессов с рождением топ-кварков в область больших инвариантных масс мюонов, использовавшаяся в анализе данных 2012 года. Крестами показаны распределения сгенерированных событий со статистической неопределенностью в каждом столбце гистограммы. Сплошная кривая показывает фитирование с помощью функции распределения двухструйных событий. Хорошо виден недостаток статистики моделированных событий для инвариантных масс лептонов более $0.5 \div 0.6$ ТэВ.

Систематические неопределенности количества событий в каждом из столбцов гистограммы распределения инвариантной массы, связанные с погрешностями процедуры экстраполяции, были получены из ковариационной матрицы, методика их оценки одинакова для анализов данных 2011 и 2012 годов. Одна из этих неопределенностей связана с выбором функции фитирования и оценивалась на основании разницы между экстраполяциями с использованием двухструйной и гиперболической функций. Другая неопределенность связана с выбором области фитирования и оценивалась путем варьирования верхней и нижней границ области фитирования, в результате чего было получено 25 различных экстраполяций. Систематическая погрешность оценивалась как максимальная разница между этими экстраполяциями и номинальным распределением событий. Значения двух типов систематических погрешностей суммировались квадратично.

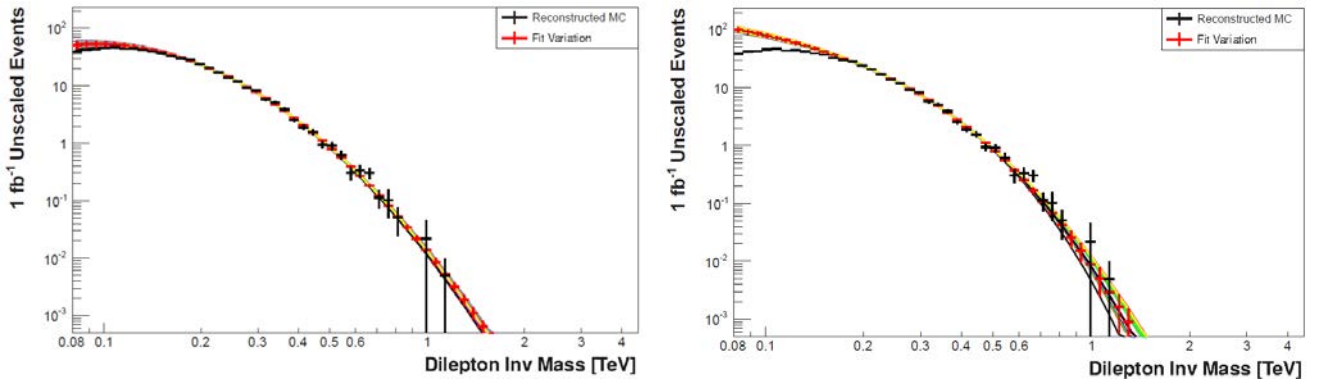


Рис. 33: Систематические вариации функций экстраполяции фона от рождения топ-кварков в анализе данных 2012 года. Слева показаны вариации, связанные с выбором экстраполяционной функции. Справа — вариации, связанные с выбором области фитирования. Аналогичная процедура оценки систематических неопределенностей использовалась в анализе данных 2011 года.

3.3.3 Взвешивание по поперечному импульсу Z -бозона в анализе данных 2011 года.

Для описания фоновых процессов Дрелл-Яна в анализе данных 2011 года использовались наборы моделированных событий MC11(a). Как выяснилось в ходе анализа — эти наборы событий характеризуются плохим согласием с данными в распределении полного поперечного импульса пары мюонов. Эта переменная соответствует поперечному импульсу Z/γ^* в процессах Дрелл-Яна и представляет из себя векторную сумму поперечных импульсов двух мюонов в событии. Наблюдаемые значительные расхождения в описании данных (см. Рисунок 34, вверху, слева) по поперечному импульсу пары приводят к статистически заметным отклонениям в описании наблюдаемого распределения инвариантной массы мюонов. Изучение расхождений в данных и моделированных событиях проводилось в канале с двумя электронами в конечном состоянии, однако, как было показано, в мюонном канале характер и величина этих расхождений совершенно идентичны. Для достижения приемлемого согласия по переменной поперечного импульса пары, было решено применить перевзвешивание моделированных событий, при этом в качестве целевого распределения было выбрано соответствующее распределение в наборах событий $pp \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow ll$ MC10(b), использовавшихся для описания данных ATLAS 2010 года. В качестве

весового коэффициента используется отношение числа событий с данным значением поперечного импульса Z/γ^* на генераторном уровне в моделированных событиях MC11(a) и MC10(b).

Сравнение данных и моделированных событий после перевзвешивания показано на Рисунке 34, вверху, справа, и характеризуется хорошим согласием данных и моделирования.

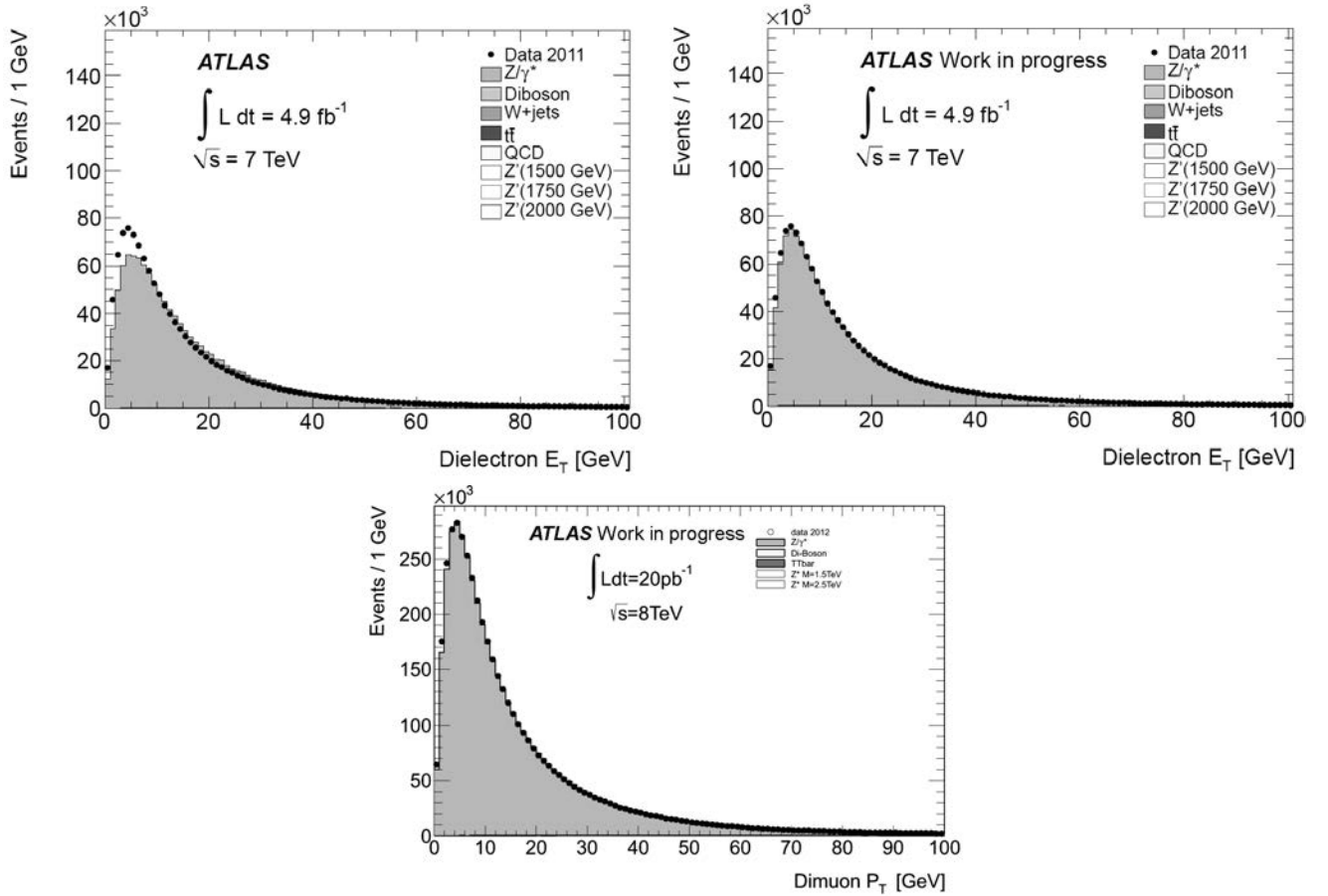


Рис. 34: Распределения бозона Z/γ^* по реконструированному поперечному импульсу. Вверху показаны распределения в данных ATLAS 2011 года и в моделированных событиях. Слева показано исходное распределение, справа — после процедуры перевзвешивания моделированных событий. Внизу показано распределение по поперечному импульсу Z/γ^* для данных 2012 года и моделированных событий. В анализе данных 2012 года перевзвешивание по Z_{pT} не использовалось.

Для описания данных 2012 года процедура перевзвешивания по импульсу Z/γ^* не использовалась, в распределении по этой переменной между данными

и моделированием наблюдается удовлетворительное согласие. На Рисунке 34, внизу, показаны эти распределения в димьюонном канале.

3.4 Оценка систематических неопределенностей моделирования

Основные систематические погрешности оценки фона Стандартной модели включают теоретические неопределенности функций распределения партонов в протоне, от которых существенно зависят сечения всех рассматриваемых процессов; неопределенности функции распределения фотонов в протоне, определяющие погрешность сечения процессов, индуцированных фотонами в начальном состоянии; неопределенности параметров Стандартной модели, используемых в моделировании (константы связи, масштаба ультрафиолетового обрезания); погрешности моделирования эффективности восстановления мюонов, разрешения мюонов по импульсу и неопределенность энергий протонных пучков LHC; погрешности, связанные с экстраполяцией распределений некоторых фоновых процессов в область больших масс; неопределенность в интегральной светимости данных исключается путем нормировки числа событий суммы всех фоновых процессов на число событий в данных в области пика Z -бозона (т.н. нормировочная область — $80 \div 110$ ГэВ).

Предполагается, что все систематические эффекты скоррелированы в фоновых и сигнальных процессах. Погрешность сечения рождения Z/γ^* в нормировочной области приписывается сечению сигнального процесса $Z^* \rightarrow \mu\mu$. Эта погрешность определена на уровне 5% в анализе данных 2011 года и 4% — для анализа 2012 года. Эта неопределенность была получена на основе оценок погрешностей партонных функций и α_S помощью программы VRAP.

Систематические погрешности, величины которых составляют менее 3% во всем диапазоне анализируемых инвариантных масс, во внимание не принимались. Также при оценке совместимости данных с гипотезами сигналов различным масс во внимание не принимались теоретические погрешности оценки сечений Z^* .

3.4.1 Систематическая погрешность функций распределения партонов

Вариации функции распределения партонов в протоне влияют на сечения всех процессов Стандартной модели, а также на сечения сигнальных процессов в зависимости от инвариантной массы лептонов. Функции распределения партонов зависят от ряда независимых друг от друга параметров, которые имеют название собственных векторов функции. Неопределенности собственных векторов определяют неопределенности функции распределения партонов, а следовательно — неопределенности в сечениях моделируемых процессов в зависимости от инвариантной массы лептонов:

$$\Delta\sigma^+ = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\max(\sigma_i^+ - \sigma_0, \sigma_i^- - \sigma_0, 0))^2}, \quad (3.3)$$

$$\Delta\sigma^- = \sqrt{\sum_{i=1}^n (\max(\sigma_0 - \sigma_i^+, \sigma_0 - \sigma_i^-, 0))^2}, \quad (3.4)$$

где n — количество собственных векторов функции распределения партонов, σ_i^+ — сечение рассматриваемого процесса при положительной вариации i -го собственного вектора, σ_i^- — сечение при отрицательной вариации i -го собственного вектора, σ_0 — сечение при номинальных значениях собственных векторов, $\Delta\sigma^+$ и $\Delta\sigma^-$ — соответственно, неопределенности для данной инвариантной массы в сторону увеличения сечения и в сторону его уменьшения. Вариации собственных векторов определены в соответствии с изменением их значения с уровнем достоверности 90%. К примеру, функция распределения MSTW2008LO, которая использовалась при генерации сигнальных сэмплов Z^* в 2012 году, имеет 20 ортогональных собственных векторов, для каждого из которых известна неопределенность в сторону увеличения и в сторону уменьшения.

Вариации сечения, связанные с неопределенностями различных собственных векторов функции распределения партонов, суммируются квадратично, в соответствии с уравнениями (3.3), (3.4).

Сечения рождения бозона Z^* , помноженные на вероятность распада в ди-мюонном канале, в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ для раз-

ных значений полюсных масс резонанса вместе с неопределенностями, связанными с вариациями партонных функций показаны в Таблице 3.

Таблица 3: Сечения рождения Z^* , помноженные на вероятность распада в ди-мюонном канале, для разных значений полюсной массы и их неопределенности, связанные с погрешностями определения функций распределения партонов, в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 8 ТэВ.

Z^* mass [GeV]	σ [фб]	$\Delta\sigma$ [%]
250.00	86500	+3.2 -3.3
500.00	6330	+4.5 -4.2
750.00	1160	+5.5 -5.9
1000.00	299	+7.0 -7.2
1500.00	31	+12.0 -9.1
2000.00	4.0	+15.1 -13.9
2500.00	5.5×10^{-1}	+20.7 -19.7
3000.00	7.7×10^{-2}	+29.2 -28.5
4000.00	1.9×10^{-3}	+45.3 -40.9

Систематическая неопределенность сечения процессов Дрелл-Яна, связанная с неопределенностью партонных функций, вычисляется по отношению к сечению во втором порядке за ведущим с помощью программы VRAP. Процедура оценки погрешностей аналогична процедуре, описанной для сигнальных наборов событий.

В анализе 2011 года, результат для полной асимметричной погрешности вычислялся по формулам (3.3), (3.4), а затем, бóльшая из положительной и отрицательной погрешности сечения выбиралась в качестве результирующей полной погрешности, используемой в статистическом анализе в качестве единственного мешающего параметра.

В то же время, поскольку неопределенности разных собственных векторов доминируют в разных областях — малых, средних и больших инвариантных масс лептонов, а некоторые описываются более сложной зависимостью от инвариантной массы, они должны считаться нескоррелированными. В связи с

этим, упрощенный подход, заключающийся в простом квадратичном суммировании неопределенностей от разных собственных векторов, может приводить к неверной оценке значимости наблюдаемых отклонений данных от Стандартной модели или (в случае отсутствия сигналов) пределов на параметры новых частиц. Полностью корректный метод заключается в ассоциации с погрешностью каждого из собственных векторов партонной функции отдельного независимого мешающего параметра. Систематические погрешности сечения, связанные с вариациями отдельных собственных векторов, показаны на Рисунках 35, 36. В то же время, процедура независимой вариации нескольких десятков параметров оказывается слишком тяжелой с точки зрения использования вычислительных ресурсов в статистическом анализе данных, и вместо нее в анализе данных 2012 года была использована компромиссная схема. В соответствии с ней, собственные вектора объединяются в группы в зависимости от характера влияния их неопределенностей на погрешность сечения в зависимости от инвариантной массы. Каждой группе соответствует свой независимый параметр систематической вариации сечения.

Ниже в списке приведены группы собственных векторов, при этом знак плюс в их обозначениях показывает, что вариация данного вектора использована с исходным знаком, а знак минус — что определение вариации вектора инвертировано, так что все вариации векторов с приписанным им знаком в пределах одной группы имеют одинаковое воздействие на изменение результирующего сечения.

- Группа А состоит из векторов $2+$, $13+$, $14-$, $17-$, $18+$ и $20+$. Погрешности от вариаций этих векторов не доминируют ни в одном их диапазонов по инвариантной массе, но вклад их не является пренебрежимым;
- Группа В состоит из векторов $3-$, $4-$, $9+$ и $11+$. Погрешности сечения, связанные с этими векторами, доминируют в области $m_{ll} < 400$ ГэВ;
- Группа С состоит из векторов $1+$, $5+$, $7+$ и $8-$. Связанные с этими векторами погрешности доминируют в области $400 \text{ ГэВ} < m_{ll} < 1500 \text{ ГэВ}$;
- Группа D состоит из векторов $10+$, $12+$, $15-$, $16-$ и $19+$. Связанные с этими векторами погрешности доминируют в области $m_{ll} > 1500 \text{ ГэВ}$;

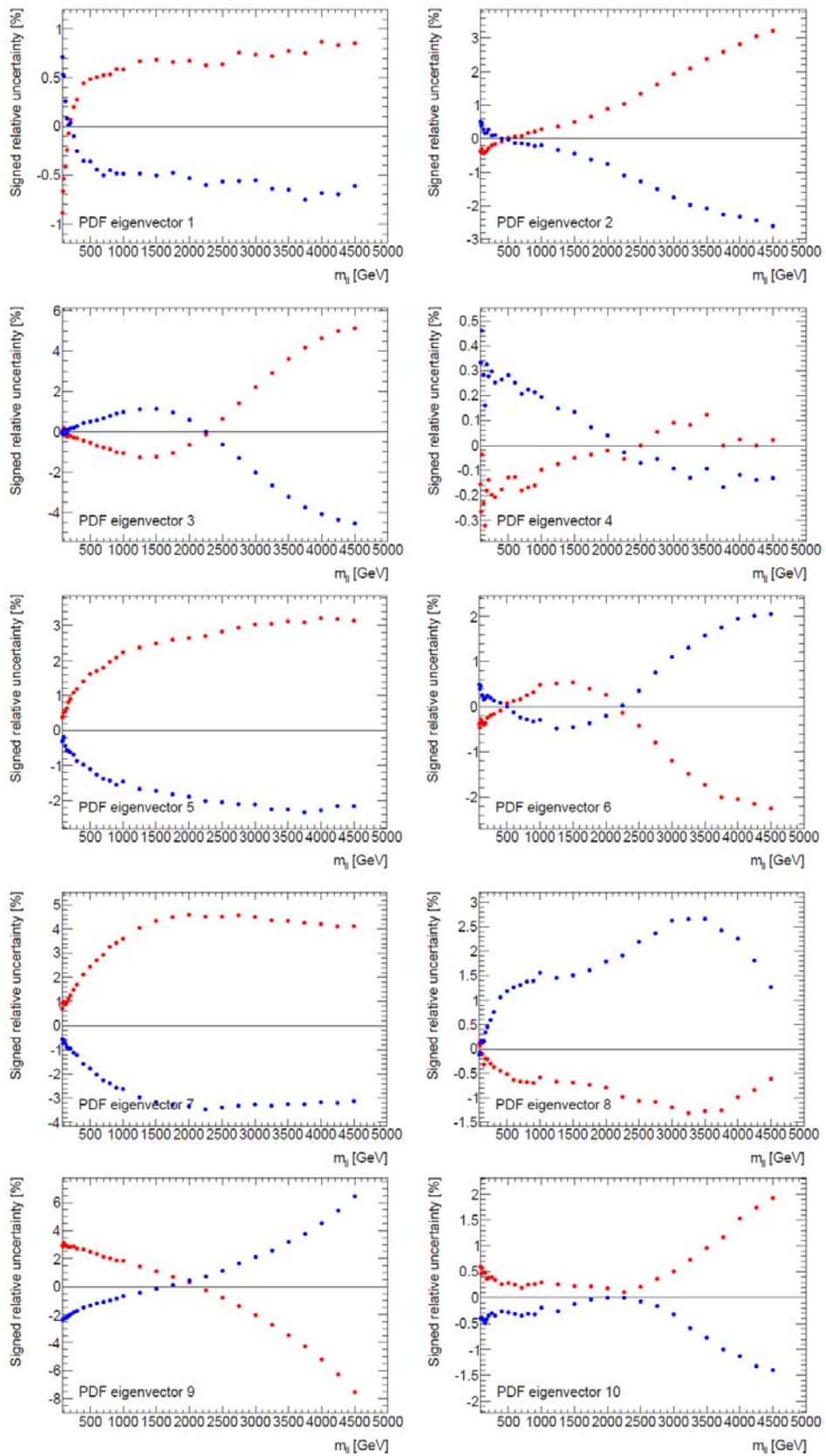


Рис. 35: Неопределенности сечения процессов Дрелл-Яна, связанные с вариациями собственных векторов функции распределения партонов.

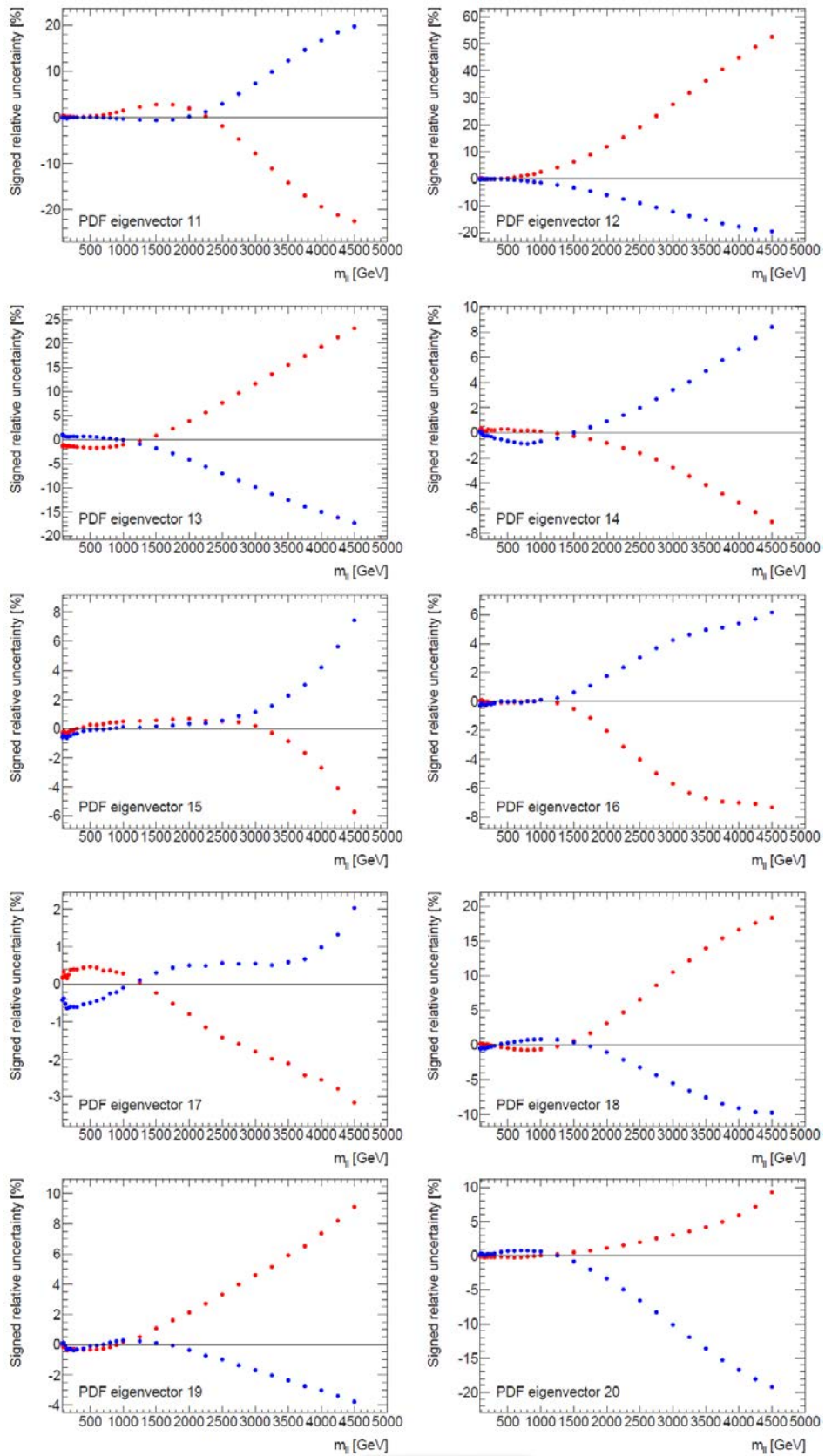


Рис. 36: Неопределенности сечения процессов Дрелл-Яна, связанные с вариациями собственных векторов функции распределения партонов.

Погрешности оставшегося собственного вектора b характеризуется влиянием на сечение, не согласующимся ни с одной из групп векторов, однако погрешность сечения, связанная с неопределенностью этого вектора, является пренебрежимо малой.

Вклад каждой из групп в погрешность сечения моделированных процессов Дрелл-Яна, рассчитывается по формулам:

$$\Delta\sigma_G^+ = \text{sign}_G \sqrt{\text{sign}_G \sum_{i=1}^{n_G} \text{sign}(\sigma_i^+ - \sigma_0)(\sigma_i^+ - \sigma_0)^2}, \quad (3.5)$$

$$\Delta\sigma_G^- = \text{sign}_G \sqrt{\text{sign}_G \sum_{i=1}^{n_G} \text{sign}(\sigma_i^- - \sigma_0)(\sigma_i^- - \sigma_0)^2}, \quad (3.6)$$

где суммирование производится по векторам в пределах одной группы G , σ_i^+ — сечение, вычисленное после вариации i -го собственного вектора в направлении увеличения (либо уменьшения, если этот вектор инвертирован), σ_i^- — сечение, вычисленное после вариации i -го собственного вектора в направлении уменьшения (либо увеличения, если этот вектор инвертирован). Функция sign_G равна 1 со знаком, совпадающим со знаком суммы под корнем. Погрешности сечения, связанные с неопределенностями в различных группах собственных векторов, а также полная систематическая погрешность сечения (включающая вклад вектора b), связанная с неопределенностью функции распределения партонов, показаны на Рисунке 37. Определенная таким образом полная погрешность хорошо согласуется с погрешностью, рассчитанной с помощью пакета FEWZ.

3.4.2 Систематические погрешности выбора партонной функции.

Номинальные значения сечения рождения Z/γ^* для различных функций распределения партонов хорошо (в пределах погрешностей) согласуются между собой. Сравнение проводилось между функциями MSTW2008nnlo и другими оценками сечения с точностью вплоть до процессов второго порядка за ведущим включительно:

- CT10nnlo [110];
- NNPDF2.3 [111];

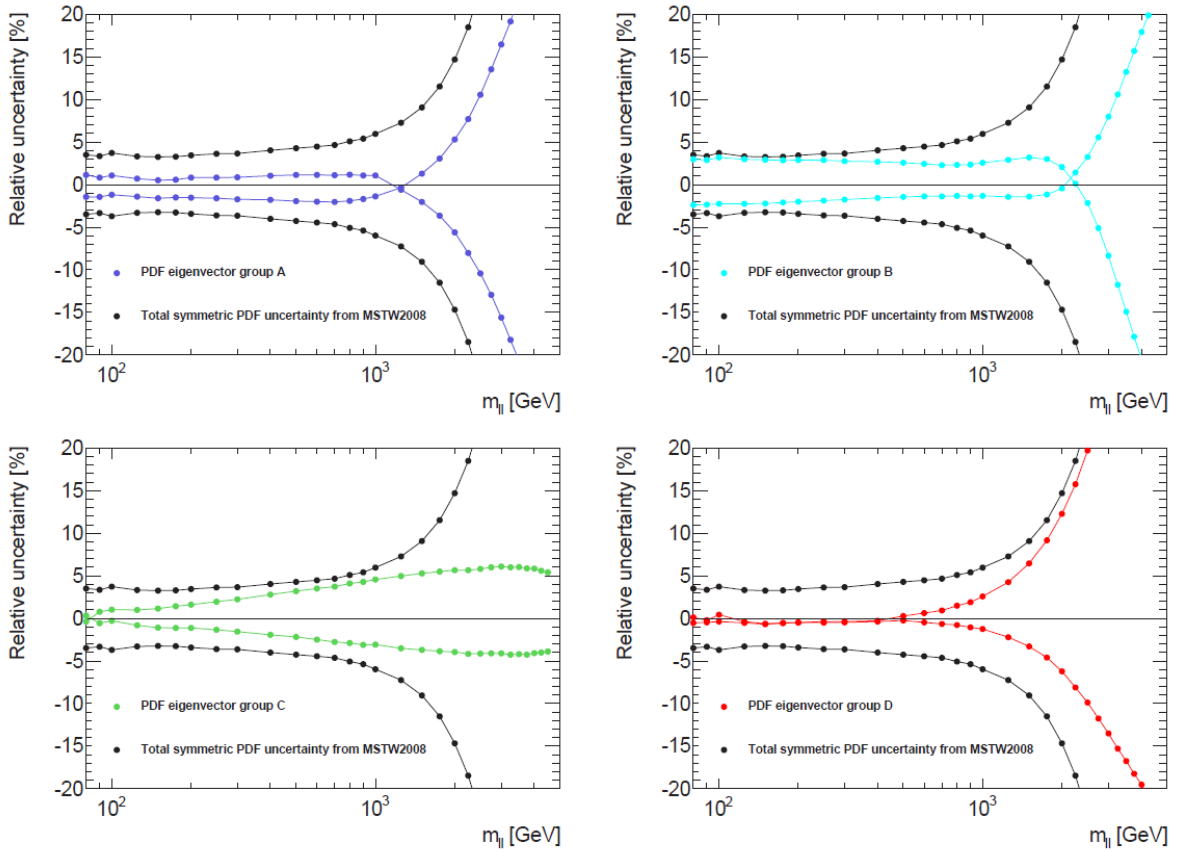


Рис. 37: Неопределенности сечения процессов Дрелл-Яна, связанные с вариациями собственных векторов функции распределения партонов.

- ABM11 [112];
- HERAPDF [113];

при этом только оценка сечения с использованием функций ABM11 отличается от оценки MSTW2008 на величину больше, чем неопределенность с уровнем достоверности 90%. Дополнительная систематическая погрешность, связанная с этим отклонением и отражающая различия в теоретических подходах определения параметров партонных функций, была добавлена в анализ.

3.4.3 Систематические погрешности масштабов.

Систематическая погрешность сечения процессов Дрелл-Яна, связанная с неопределенностью масштабов перенормировки (μ_R) и факторизации (μ_F) вычисляется путем одновременного варьирования этих параметров в сторону увеличения и уменьшения в 2 раза. Результирующие вариации сечения в за-

висимости от инвариантной массы лептонов принимаются за систематическую погрешность. Эта погрешность составляет около 0.5% для $80 \text{ ГэВ} < m_{ll} < 1000 \text{ ГэВ}$, не более 3% для $m_{ll} < 3000 \text{ ГэВ}$ и +4%, -5% при $m_{ll} \approx 4500 \text{ ГэВ}$.

3.4.4 Неопределенность константы сильного взаимодействия.

Систематическая погрешность, обусловленная неопределенностью константы сильной связи, вычисляется путем вариации α_S в пределах между 0.11365 и 0.12044 вокруг центрального значения 0.11707.

3.4.5 Систематические погрешности поправок от электрослабых процессов высших порядков.

Погрешность оценки поправок от электрослабых процессов в высших порядках представлена на Рисунке 40. Вклад этой погрешности в общую систематическую погрешность сечения мал, поскольку электрослабые поправки высших порядков составляют не более 10% от полного сечения.

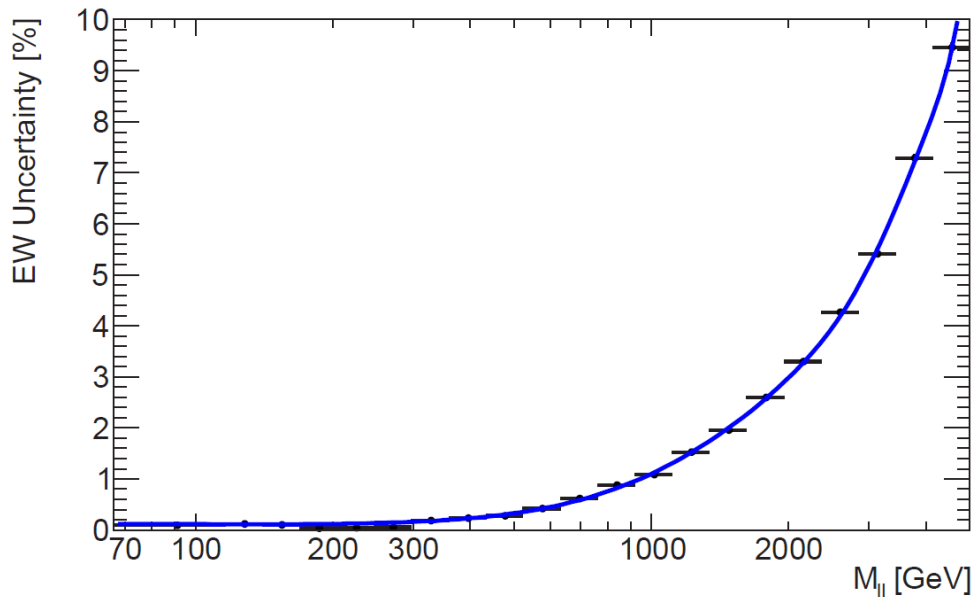


Рис. 38: Систематическая погрешность оценки поправок от электрослабых процессов высших порядков по взаимодействию.

3.4.6 Систематическая погрешность сечения дилептонных процессов, индуцированных фотонами.

Еще одна систематическая неопределенность связана с погрешностью определения сечений дилептонных процессов, индуцированных фотонами в начальном состоянии. Значение относительной погрешности сечения этих процессов велико, и связано с неопределенностями в партонных функциях распределения, содержащих информацию о фотонах в протоне. Тем не менее, поскольку вклад процессов с фотонами в начальном состоянии в полное сечение дилептонных событий невелик ($\sim 5\%$), результирующая относительная неопределенность мала.

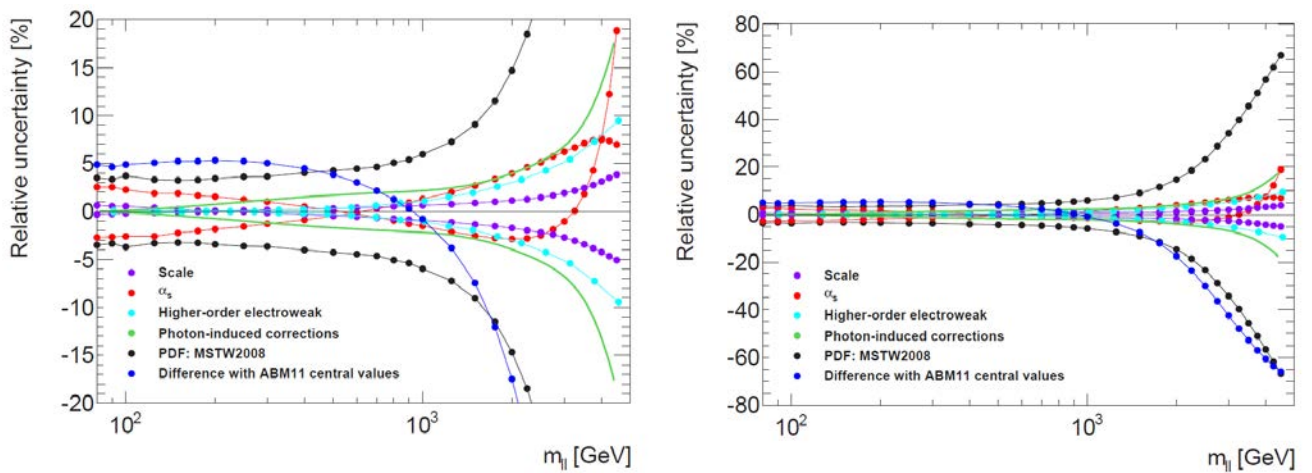


Рис. 39: Систематические погрешности сечения процессов Дрелл-Яна в зависимости от реконструированной инвариантной массы лептонов в конечном состоянии.

3.4.7 Экспериментальная неопределенность энергии протонных пучков.

Неопределенность энергии сталкивающихся пучков обуславливает несоответствие между сечениями процессов данных и моделированных процессов. Величина этой погрешности составляет 0.65% [114]. В анализе данных 2011 этой погрешностью было решено пренебречь. Вследствие более высоких энергий и светимостей для анализа данных 2012 эта неопределенность была включена в рассмотрение. На Рисунке 40 показано отношение сечений процессов рождения электрослабых бозонов при положительной и отрицательной вариации энергии

к сечению при номинальном значении энергии пучков. Влиянием неопределенности энергии пучков на другие фоновые процессы мы пренебрегаем.

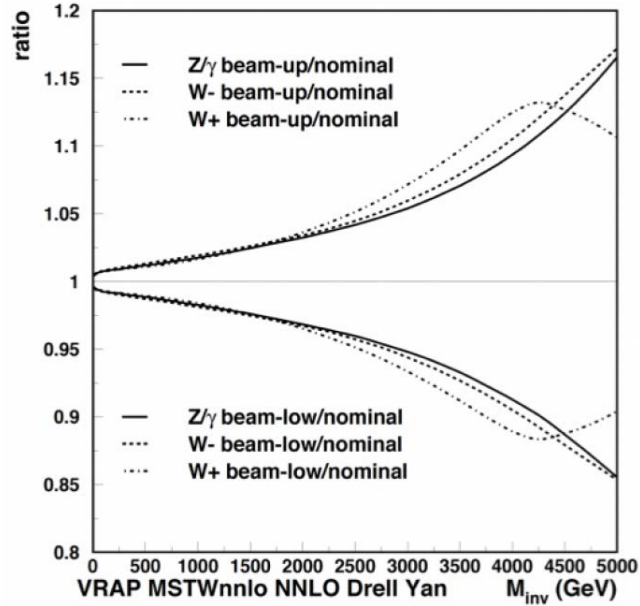


Рис. 40: Систематическая погрешность сечения рождения электрослабых бозонов, связанная с неопределенностью энергии пучков протонов ЛНС, в зависимости от. Показано отношение сечений при положительной и отрицательной вариации энергии пучков.

3.4.8 Итоги оценки систематических неопределенностей

Сводка всех систематических погрешностей, величинами которых в анализируемом диапазоне инвариантных масс нельзя пренебречь, представлена в Таблицах 4, 5.

3.5 Выводы к Главе 3

Создано программное обеспечение отбора и анализа данных установки ATLAS с двумя мюонами в конечном состоянии. Обработаны данные 2011, 2012 годов интегральной светимостью $\approx 25\text{fb}^{-1}$.

Смоделирована необходимая для анализа статистика сигнальных событий процесса $pp \rightarrow Z^* \rightarrow \mu\mu$. Исследовано качество моделирования сигнального и фоновых процессов. Разработан ряд процедур улучшения качества моделиро-

Таблица 4: Значения систематической погрешности сечения фона Стандартной модели событий в распределениях димюонных событий в протон-протонных столкновениях с энергией 7 ТэВ из разных источников неопределенностей для значений реконструированной инвариантной массы лептонов 1 ТэВ и 2 ТэВ. В скобках показаны значения систематических погрешностей для "мягкого" мюонного канала, если они отличаются. Прочерками обозначены вклады в систематическую погрешность, которые принимаются пренебрежимо малыми.

Источник	Величина погрешности	
	1 ТэВ	2 ТэВ
Параметры партонной функции + α_S + масштаб	7%	20%
Эффективность реконструкции мюонов	3%	6%
Поправки к электрослабым процессам	—	4.5%
Разрешение детектора по импульсу мюонов	3%	3%
Всего	8%	21%

вания фона — перевзвешивание по поперечному импульсу Z/γ^* для моделирования процессов Дрелл-Яна в анализе данных 2011 года, взвешивание событий с использованием факторов, учитывающих поправки в высших порядках по теории возмущений и др. Для области больших инвариантных масс проведена процедура экстраполяции фоновых распределений, характеризующихся недостаточной статистикой смоделированных событий.

Определены основные источники систематических неопределенностей моделирования фона и вычислены их значения в зависимости от инвариантной массы пары мюонов.

Таблица 5: Значения систематической погрешности сечения фона Стандартной модели событий в распределениях димюонных событий в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ из разных источников неопределенностей для значений реконструированной инвариантной массы лептонов 1 ТэВ, 2 ТэВ и 3ТэВ. В скобках показаны значения систематических погрешностей для ”мягкого” мюонного канала, если они отличаются. Прочерками обозначены вклады в систематическую погрешность, которые принимаются пренебрежимо малыми.

Источник	Величина погрешности		
	1 ТэВ	2 ТэВ	3 ТэВ
Параметры партонной функции	5%	12%	17%
Выбор партонной функции	—	6%	12%
α_S	1%	3%	4%
Эффективность реконструкции мюонов	—	—	—
Поправки к электрослабым процессам	—	3%	3%
Процессы с фотонами в начальном состоянии	2%	3%	4%
Энергия пучка	2%	3%	3%
Разрешение детектора по импульсу мюонов	3%	3% (7%)	8% (13%)
Экстраполяция фоновых процессов с рождением топ-кварков	3%	—	—
Всего	7%	15% (16%)	23% (25%)

4 Результаты статистического анализа данных

В данной главе обсуждается сравнение наблюдаемых данных с предсказаниями Стандартной модели для распределений димюонных событий по различными кинематическим переменным. В разделе 4.1 приводятся распределе-

ния мюонов по инвариантной массе, поперечному импульсу пары и отдельных мюонов, быстрой и азимутальным углам. В разделе 4.2 приведены примеры графической реконструкции нескольких событий с наибольшей инвариантной массой. В разделе 4.3 дано описание использованных в работе методов поиска сигналов новой физики, в разделе 4.4 — методов исследования совместимости наблюдений с гипотезами сигналов различной массы и получения ограничений на сечения и массу нового резонанса. Наконец, в разделе 4.5 приводятся результаты вычислений ограничений на сечения и массу резонанса Z^* .

4.1 Сравнение данных с моделированием процессов Стандартной модели

Основной кинематической переменной, по которой осуществляется анализ данных и их сравнение с предсказаниями Стандартной модели, является инвариантная масса мюонов в событии. Эта переменная представляет из себя квадрат суммы реконструированных 4-импульсов мюонов и, таким образом, дает квадрат массы объекта, который мог распасться на рассматриваемую пару мюонов.

Кроме этого — сравнение данных с предсказаниями Стандартной модели проводилось и для других кинематических характеристик мюонов. Задача этого дополнительного анализа — проверка качества моделирования фоновых процессов и исключение влияния каких-либо неточностей моделирования на согласие в распределении инвариантной массы либо статистической значимости потенциальных сигналов новых резонансов.

4.1.1 Канал с двумя мюонами, восстановленными в 3-х станциях

На Рисунках 41, 42 показаны распределения отобранных в "жестком" канале димюонных событий по инвариантной массе мюонов в данных ATLAS 2011 года [115] и 2012 года [116] и для моделированных фоновых процессов Стандартной модели. Кроме того, на рисунках показаны сигналы новых резонансов (в данном случае Z') различных масс. Для распределения данных 2012 года [116] показано также отношение числа событий в данных к числу событий в распределении моделированных процессов Стандартной модели.

В Таблицах 6, 7 приведены результаты сравнения количества событий в различных диапазонах инвариантной массы мюонов в данных 2011, 2012 гг. и моделировании процессов Стандартной модели вместе с неопределенностями.

Таблица 6: Сравнение количества событий в данных ATLAS 2011 года и в моделированных процессах Стандартной модели для разных диапазонов реконструированной инвариантной массы мюонов.

$m_{\mu\mu}$ [ГэВ]	110-200	200-400	400-800	800-1200	1200-3000
Z/γ^*	19900 ± 1100	1970 ± 220	161 ± 14	7.1 ± 0.8	0.88 ± 0.14
Топ	800 ± 90	250 ± 50	17 ± 11	0.1 ± 0.4	0.000 ± 0.000
Дибозон	270 ± 30	91 ± 23	11.3 ± 2.6	0.55 ± 0.25	0.066 ± 0.020
Всего	21000 ± 1100	2310 ± 230	189 ± 18	7.7 ± 0.9	0.94 ± 0.14
Данные	20545	2144	187	9	1

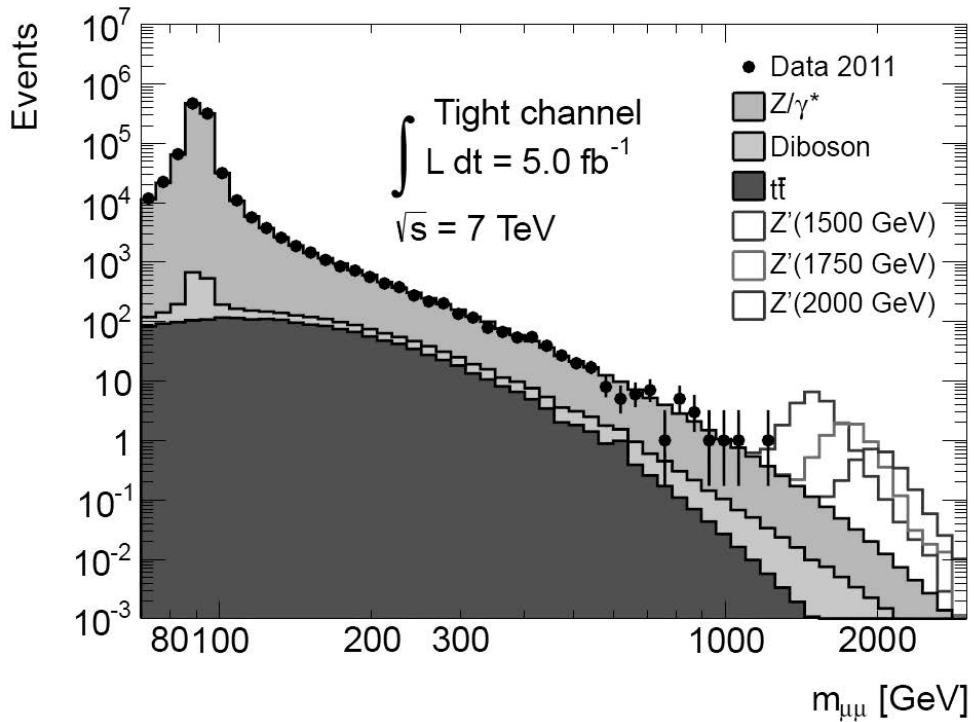


Рис. 41: Распределение событий по инвариантной массе мюонов в конечном состоянии для данных ATLAS 2011 года. ”Жесткий” канал отбора событий.

Кроме исследования распределений по инвариантной массе, внимательному изучению были подвержены распределения по другим переменным. Необходимость этого изучения заключается в том, чтобы оценить качество опи-

Таблица 7: Сравнение количества событий в данных ATLAS 2012 года и для процессов Стандартной модели для разных диапазонов реконструированной инвариантной массы мюонов. ”Жесткий” канал отбора димюонных событий. В качестве неопределенностей количества событий приведена полная (статистическая + систематическая) погрешность.

$m_{\mu\mu}$ [ГэВ]	110-200	200-400	400-800	800-1200	1200-3000	3000-4500
Z/γ^*	105000 ± 7000	10200 ± 1000	900 ± 60	46 ± 5	6.7 ± 1.1	0.029 ± 0.022
Топ	6600 ± 600	2100 ± 400	140 ± 80	2.6 ± 1.6	0.14 ± 0.14	0 ± 0
Дибозон	1430 ± 170	490 ± 130	61 ± 16	4.0 ± 2.1	0.65 ± 0.30	0.0018 ± 0.0018
Всего	113000 ± 8000	12900 ± 1000	1110 ± 130	52 ± 6	7.5 ± 1.2	0.031 ± 0.023
Данные	112913	12681	1065	45	8	0

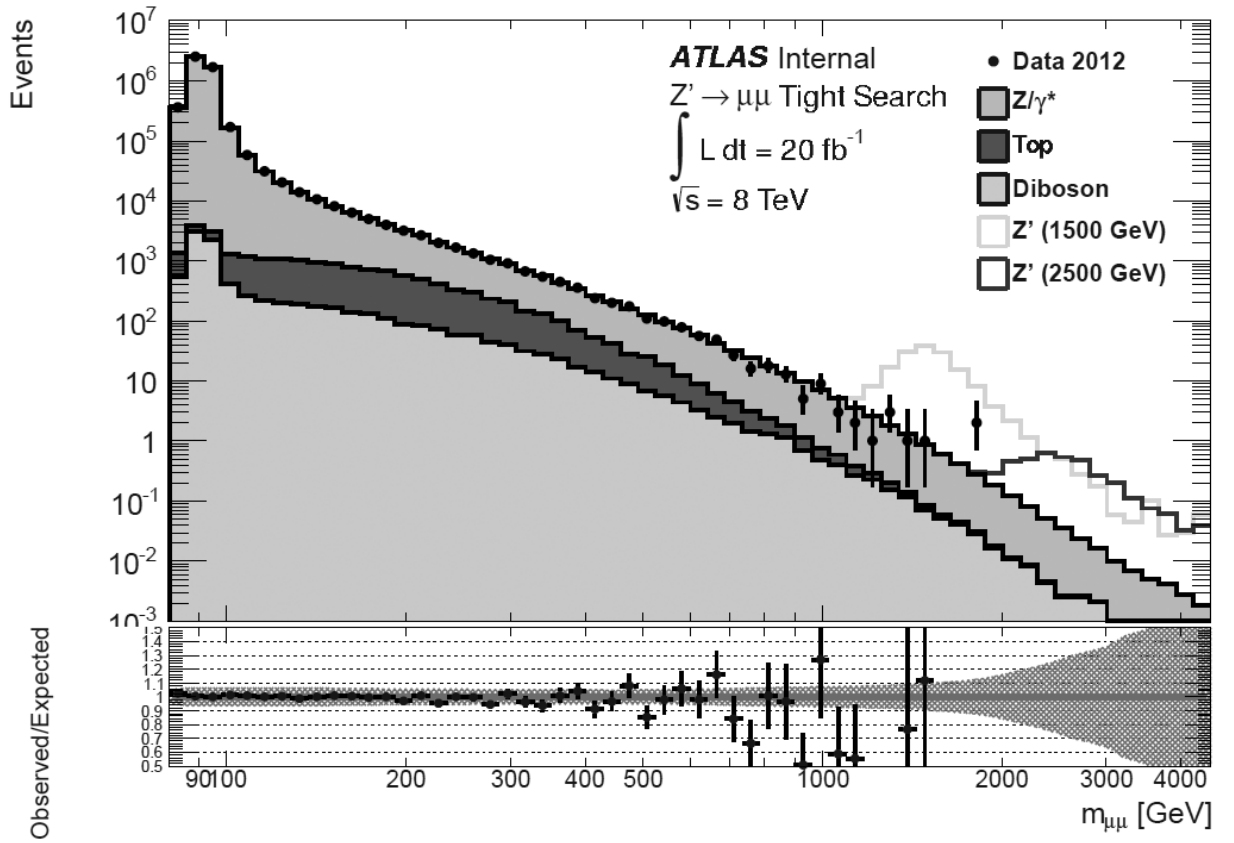


Рис. 42: Распределение событий по инвариантной массе мюонов в конечном состоянии для данных ATLAS 2012 года. ”Жесткий” канал отбора димюонных событий.

сания данных с помощью моделированных событий для всех основных переменных кинематики мюонов и, таким образом, исключить влияние возможных

ошибок или неточностей моделирования на распределение инвариантной массы. На Рисунке 43 показаны распределения мюонов в ”жестком” канале отбора по поперечному импульсу (вверху), в сумме ”жесткого” и ”мягкого” каналов по азимутальному углу и псевдобыстроте (внизу) отдельных мюонов в данных 2011 года.

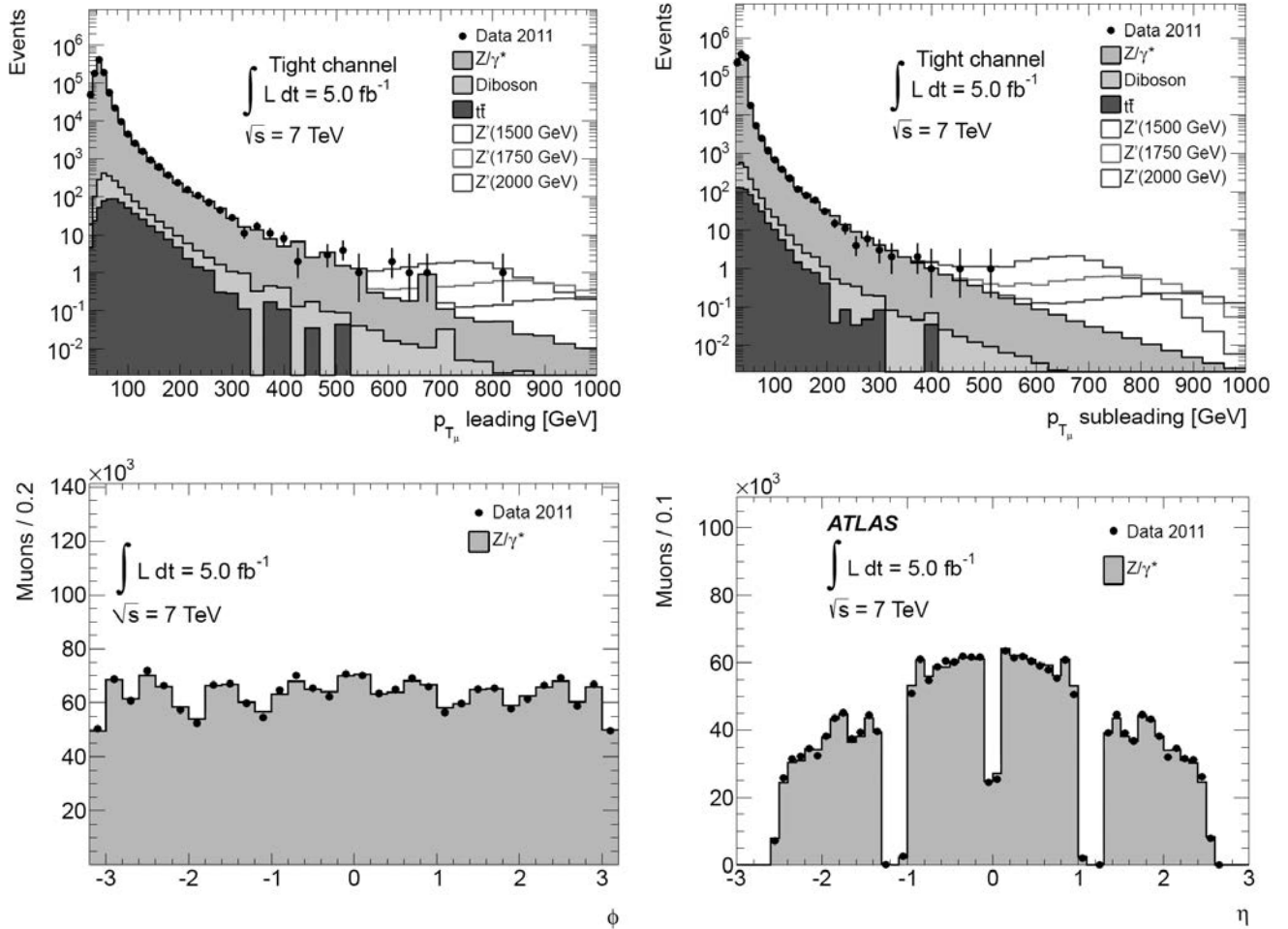


Рис. 43: Распределение лидирующих (вверху, слева) и следующих за лидирующим (вверху, справа) мюонов по поперечному импульсу в событиях с двумя 3-станционными мюонами в данных 2011 года и моделированных событиях. Суммарные распределение лидирующих и следующих за лидирующим мюонов по азимутальному углу (внизу, слева) и псевдобыстроте (внизу, справа) в данных 2011 года в сумме ”жесткого” и ”мягкого” димюонных каналов.

На Рисунке 44 показаны распределения по потерянной поперечной энергии (вверху), поперечному импульсу пары и быстроте пары мюонов (внизу) в отобранных димюонных событиях 2011 года в сумме ”жесткого” и ”мягкого”

каналов отбора событий.

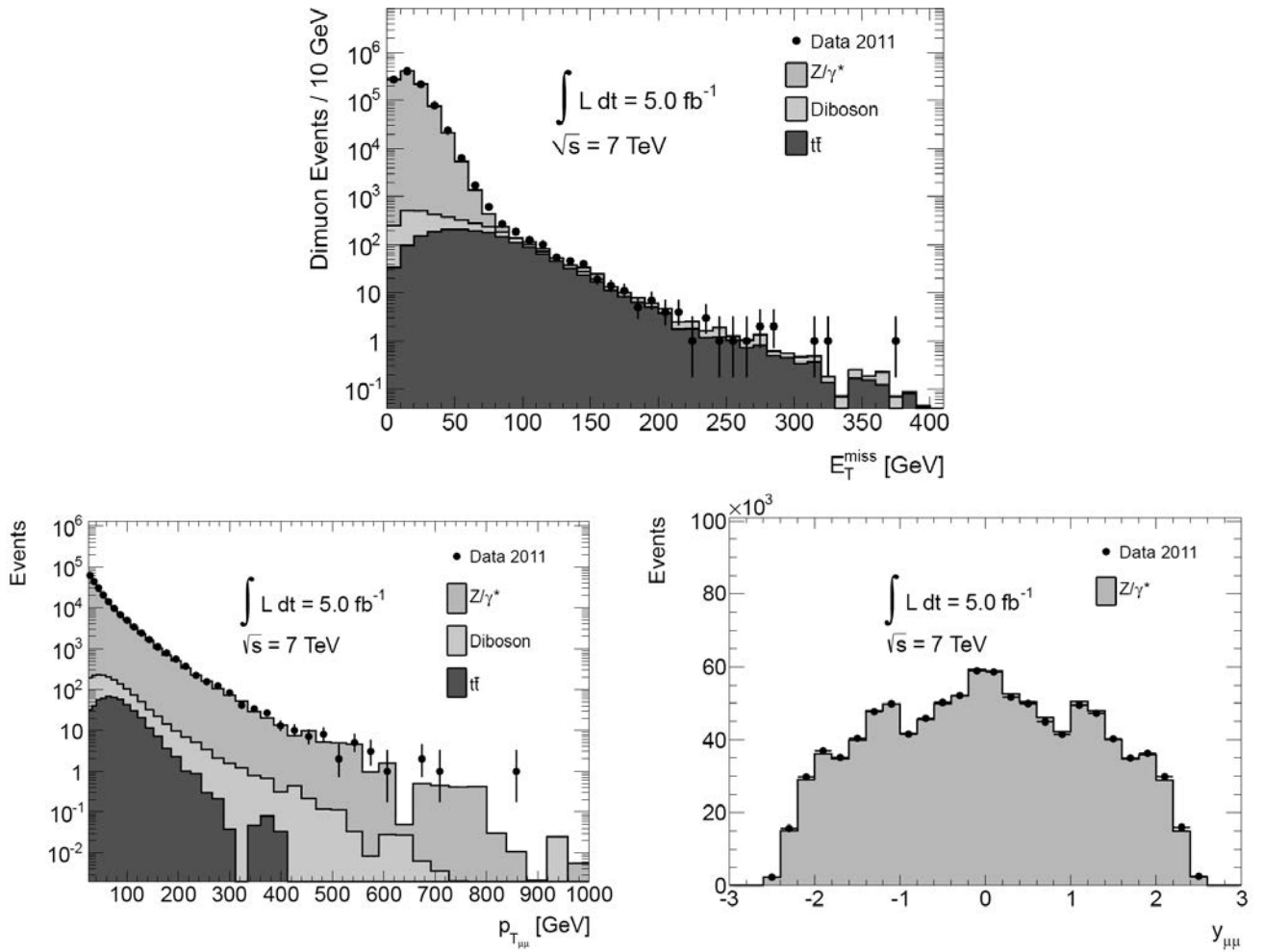


Рис. 44: Распределение потерянной поперечной энергии (вверху), поперечного импульса пары мюонов (внизу, слева) и быстроты пары мюонов (внизу, справа) в данных 2011 года в сумме ”жесткого” и ”мягкого” димюонных каналов.

На Рисунке 45 показаны распределения мюонов в данных 2012 года по поперечному импульсу, азимутальному углу ϕ и по псевдобыстроте в ”жестком” канале отбора событий.

На Рисунке 46 показаны распределения потерянной поперечной энергии в отобранных димюонных событиях 2012 года, поперечного импульса двух мюонов и быстроты двух мюонов в ”жестком” канале отбора событий.

Поперечный импульс двух мюонов (импульс Z/γ^* для процессов Дрелл-Яна, импульс Z^* в сигнальных процессах) вычисляется как поперечная составляющая векторной суммы импульсов мюонов. Как в данных 2011, так и в данных 2012 годов, качество моделирования этой переменной для разных генерато-

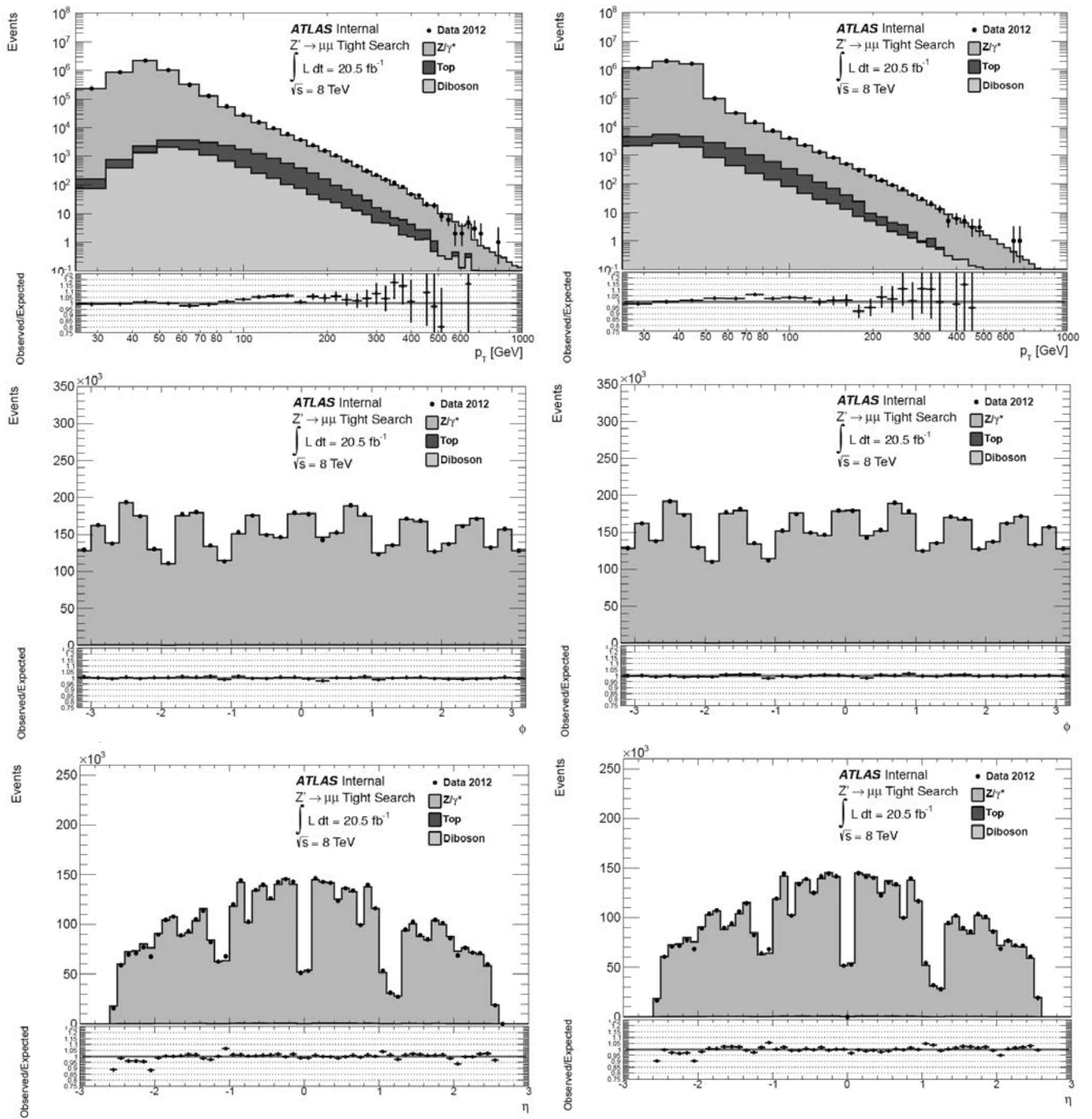


Рис. 45: Распределение лидирующих (слева) и следующих за лидирующим мюонов (справа) по поперечному импульсу (вверху), азимутальному углу (средний ряд) и псевдобыстроте (внизу) в событиях с двумя Z -станционными мюонами в данных 2012 года и моделированных событиях.

ров отличается. Из-за плохого соответствия наблюдаемого распределения этой переменной и распределения в моделированных событиях, в анализе данных 2011 года применялась процедура перевзвешивания моделированных событий процессов Дрелл-Яна по поперечному импульсу Z/γ^* (см. раздел 3.3.3). Для

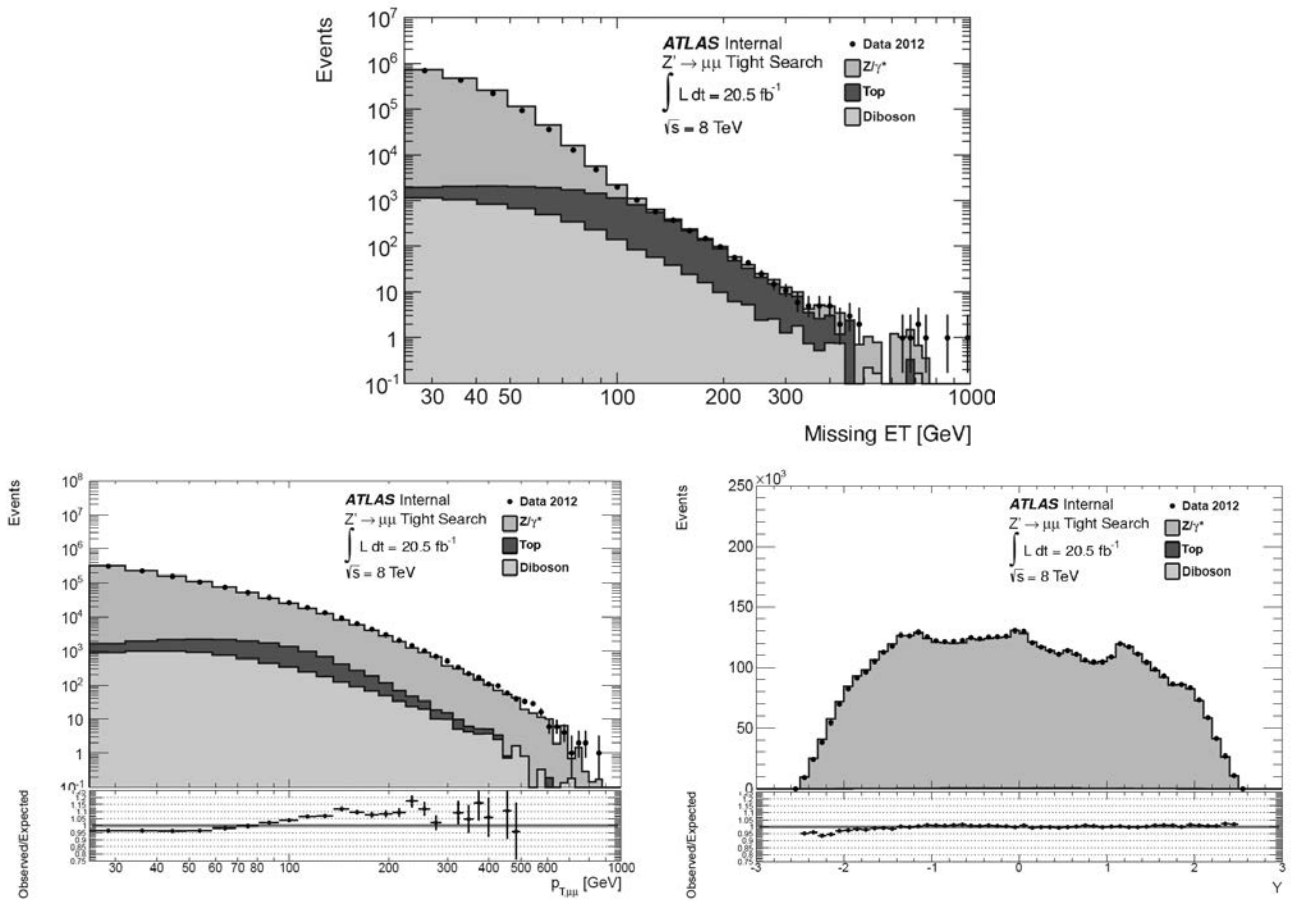


Рис. 46: Распределение потерянной поперечной энергии (вверху), поперечного импульса пары мюонов (внизу слева) и быстроты пары мюонов (внизу справа) в событиях с двумя 3-станционными мюонами в данных 2012 года и моделированных событиях. Канал с двумя 3-станционными мюонами.

данных 2012 года наблюдается лучшее согласие данных и моделирования по поперечному импульсу пары мюонов, и такая процедура не применялась.

Быстрота пары мюонов вычисляется как быстрота вектора суммы импульсов мюонов.

Сравнение распределений отобранных димюонных событий в "жестком" канале с распределениями событий, смоделированных Монте-Карло генераторами и соответствующих фоновым процессам, показывает хорошее качество описания данных моделированием для всех кинематических переменных.

4.1.2 Канал с мюонами, один из которых восстановлен в 2-х станциях

Аналогичное исследование качества моделирования фоновых процессов было проведено для канала отбора с одним 2-станционным мюоном в событии.

На Рисунках 47, 48 — соответственно для данных 2011 и 2012 годов (см. [115, 116]) — показаны распределения по инвариантной массе димюонных событий, один из мюонов в которых восстановлен в 3-х станциях, а один в 2-х станциях мюонного спектрометра. В Таблицах 8, 9 дано сравнение количества событий в данных и в распределениях смоделированных событий Стандартной модели для различных диапазонов инвариантной массы.

Анализ этих распределений — с учетом статистических и систематических погрешностей данных и оценки фона — свидетельствует о хорошем согласии наблюдений с предсказаниями Стандартной модели.

Таблица 8: Сравнение количества событий в данных ATLAS 2011 года и в моделированных процессах Стандартной модели для разных диапазонов реконструированной инвариантной массы мюонов в канале с двумя мюонами, один из которых восстановлен в 2-х станциях мюонного спектрометра. В качестве неопределенностей количества событий приведены полные (статистическая + систематическая) погрешности.

$m_{\mu\mu}$ [ГэВ]	110-200	200-400	400-800	800-1200	1200-3000
Z/γ^*	1300 ± 200	130 ± 50	12.1 ± 3.1	0.61 ± 0.18	0.10 ± 0.04
Топ	66 ± 15	20 ± 10	1.3 ± 1.4	0.03 ± 0.03	0.000 ± 0.000
Дибозон	18 ± 7	6 ± 4	0.5 ± 0.3	0.04 ± 0.03	0.005 ± 0.004
Всего	1400 ± 200	160 ± 50	14.0 ± 3.4	0.67 ± 0.19	0.11 ± 0.04
Данные	1400	150	10	1	1

Как и для распределений димюонных событий в ”жестком” канале отбора — для ”мягкого” канала было проведено сравнение распределений димюонных событий по разным кинематическим переменным. На Рисунке 49 показаны распределения мюонов по поперечному импульсу для ”мягкого” канала отбора событий в данных 2011 года. На Рисунках 50, 51, 52 показаны распределения по

Таблица 9: Сравнение количества событий в данных ATLAS 2012 года и для процессов Стандартной модели для разных диапазонов реконструированной инвариантной массы мюонов в канале с двумя мюонами, один из которых восстановлен в 2-х станциях мюонного спектрометра. В качестве неопределенностей количества событий приведены полные (статистическая + систематическая) погрешности.

$m_{\mu\mu}$ [ГэВ]	110-200	200-400	400-800	800-1200	1200-3000	3000-4500
Z/γ^*	6500 ± 500	600 ± 150	58 ± 18	3.4 ± 1.1	0.55 ± 0.23	0.0005 ± 0.0005
Топ	500 ± 120	160 ± 180	13 ± 8	0.4 ± 0.5	0.03 ± 0.06	0 ± 0
Дибозон	100 ± 40	33 ± 24	3.0 ± 2.2	0.24 ± 0.22	0.05 ± 0.04	0.0006 ± 0.0006
Всего	7100 ± 500	790 ± 180	74 ± 20	4.0 ± 1.3	0.63 ± 0.26	0.0053 ± 0.00053
Данные	7098	798	57	4	0	0

поперечным импульсам мюонов, азимутальному углу и псевдобыстроте, потерянной поперечной энергии и поперечному импульсу и скорости пары мюонов, соответственно, для "мягкого" канала отбора димюонных событий в данных 2012 года.

Анализ согласия в распределениях этих переменных показал хорошее согласие между данными и моделированием. Незначительные отклонения в отдельных областях значений по этим переменным (например, по поперечному импульсу пары мюонов при значениях более 150 ГэВ) не оказывают сколь-нибудь заметного влияния на согласие в данных и моделировании по инвариантной массе.

4.2 Графическая реконструкция событий.

Для нескольких отдельных событий (как правило — с наиболее энергичными мюонами или наибольшими значениями инвариантной массы) были произведены графические реконструкции событий. На Рисунке 53 показаны реконструкции димюонных событий с наибольшими инвариантными массами в данных 2011 и 2012 годов. Для события 2011 года лидирующий мюон восстановлен в 2-х станциях и имеет параметры $p_T=648$ ГэВ, $\eta = -0.75$; второй мюон восстановлен в 3-х станциях и имеет параметры: $p_T=583$ ГэВ, $\eta = -0.36$, инва-

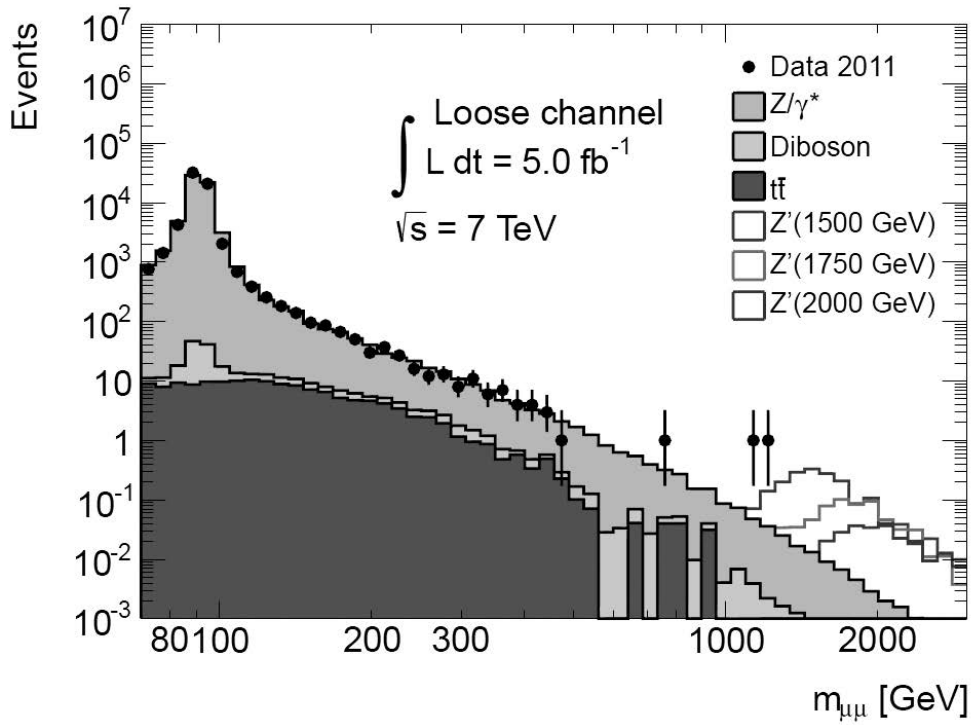


Рис. 47: Распределение событий по инвариантной массе мюонов в конечном состоянии для данных ATLAS 2011 года. Канал с одним 3-станционным и одним 2-станционным мюоном.

риантная масса пары — 1252 ГэВ. Для события 2012 года оба мюона восстановлены в 3-х станциях мюонного спектрометра, параметры лидирующего мюона: $p_T=653$ ГэВ, $\eta = 0.99$, второго мюона: $p_T=646$ ГэВ, $\eta = -0.85$, инвариантная масса пары — 1844 ГэВ.

Кроме этого, в приложении 3 к диссертационной работе дан перечень реконструированных в данных 2011, 2012 годов димюонных событий с инвариантной массой более 1 ТэВ.

4.3 Поиск сигналов новой физики

Совместимость наблюдаемых данных с предсказаниями Стандартной модели и сигналами новых резонансов исследовалась несколькими способами. Один из таких методов — фитирование данных с помощью моделирования распределений сигнальных событий и событий физики Стандартной модели. Критерием совместимости данных с различными гипотезами является функция правдоподобия. Эта функция во всем диапазоне распределения инвариантной

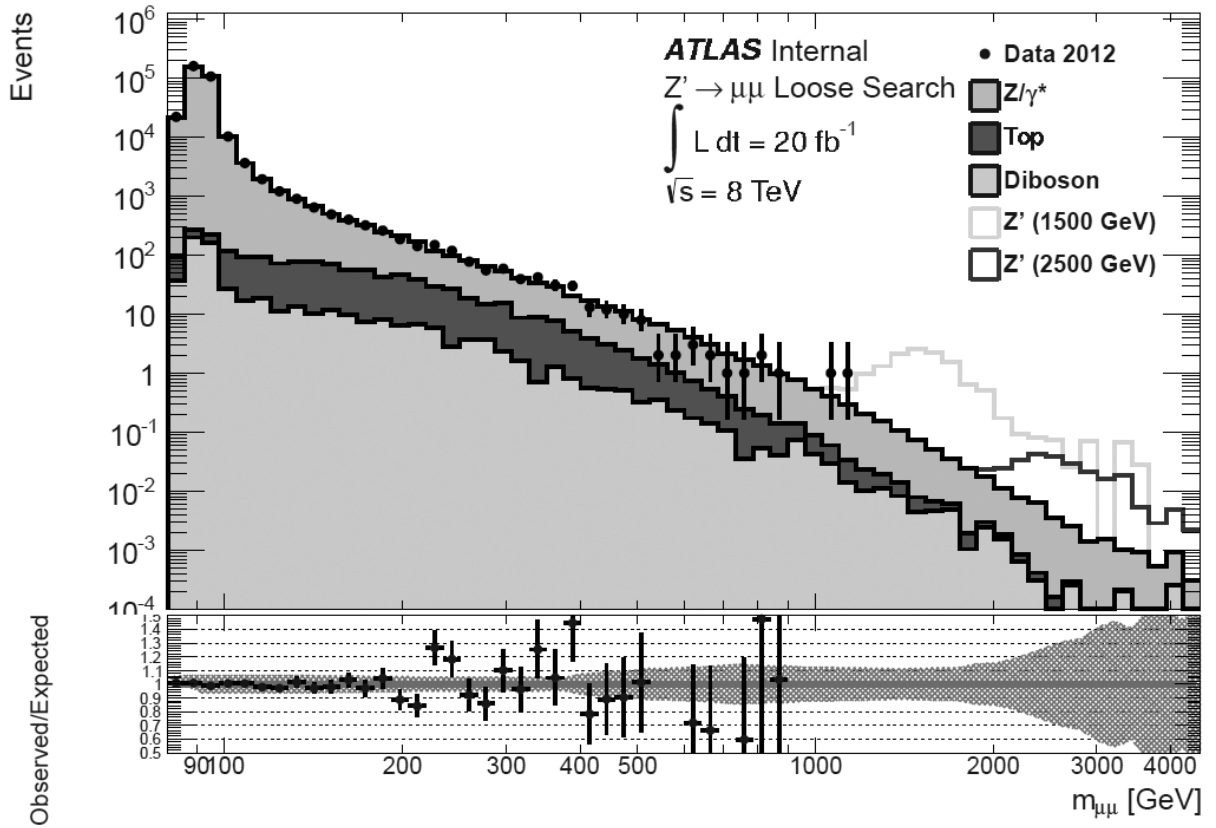


Рис. 48: Распределение событий по инвариантной массе мюонов в конечном состоянии для данных ATLAS 2012 года. Канал с одним 3-станционным и одним 2-станционным мюоном. В качестве примеров сигнальных распределений показаны распределения резонанса Z' .

массы вычисляется как произведение правдоподобий для каждого из столбцов (бинов) гистограммы этого распределения.

Значимость потенциального сигнала новой физики оценивается с помощью P -значения — вероятности наблюдения статистической вариации в распределении инвариантной массы в предположении отсутствия сигнала, с такой же или большей значимостью сигнала, как в наблюдаемом распределении. Общепринятым является соглашение о том, что P -значение, меньшее, чем 1.35×10^{-3} является свидетельством статистически значимого превышения наблюдений над предсказанием, а P -значение, меньшее, чем 2.87×10^{-7} является свидетельством открытия. Такие значения отвечают интегралам от распределения Гаусса, нормированного на единицу, взятым с нижним пределом, отстоящим соответственно на 3σ и 5σ от матожидания, и верхним пределом на бесконечности. В этом случае обычно говорят о наблюдении превышения сигнала

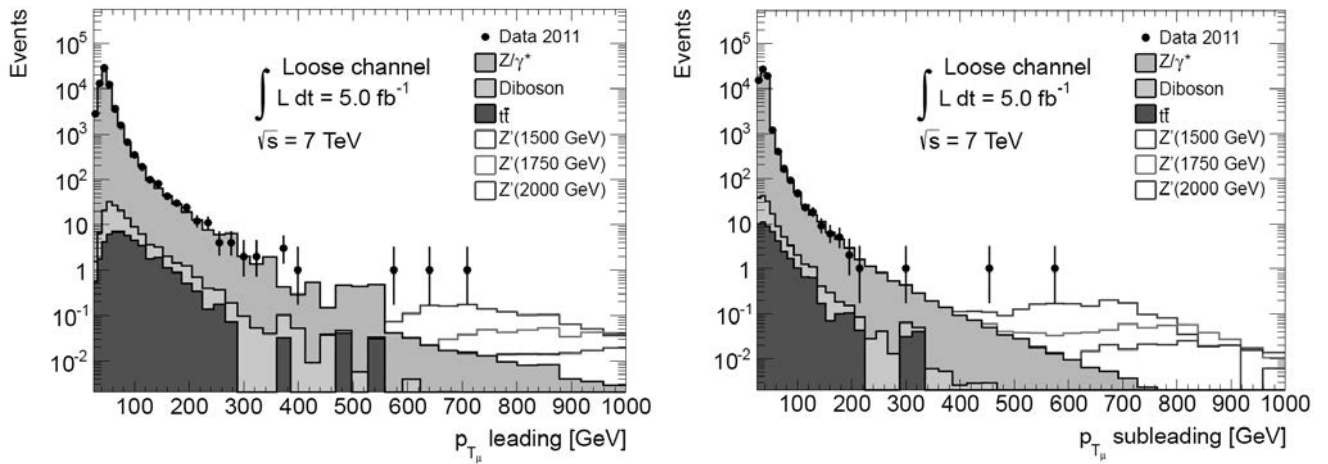


Рис. 49: Распределение лидирующих по поперечному импульсу (вверху, слева) и следующих за лидирующим (вверху, справа) мюонов по поперечному импульсу в событиях с одним 3-станционным и одним 2-станционным мюоном в данных 2011 года и моделированных событиях.

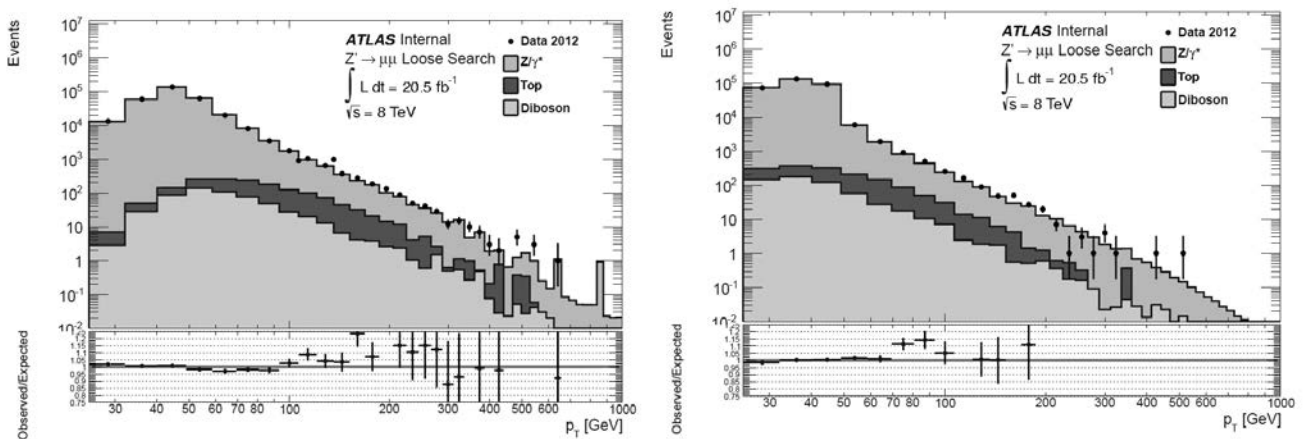


Рис. 50: Распределение лидирующих по поперечному импульсу (слева) и следующих за лидирующим (справа) мюонов по поперечному импульсу в событиях с одним 3-станционным и одним 2-станционным мюоном в данных 2012 года и моделированных событиях.

над фоном в 3 или 5 "стандартных отклонений" соответственно.

Для оценки совместимости данных с гипотезами отсутствия и наличия сигнала, генерируется определенное число псевдоэкспериментальных распределений, которые варьируют с гауссовым распределением в пределах известных систематических неопределенностей. При этом в качестве оценки фона в каждом из псевдоэкспериментов используются гистограммы распределений со-

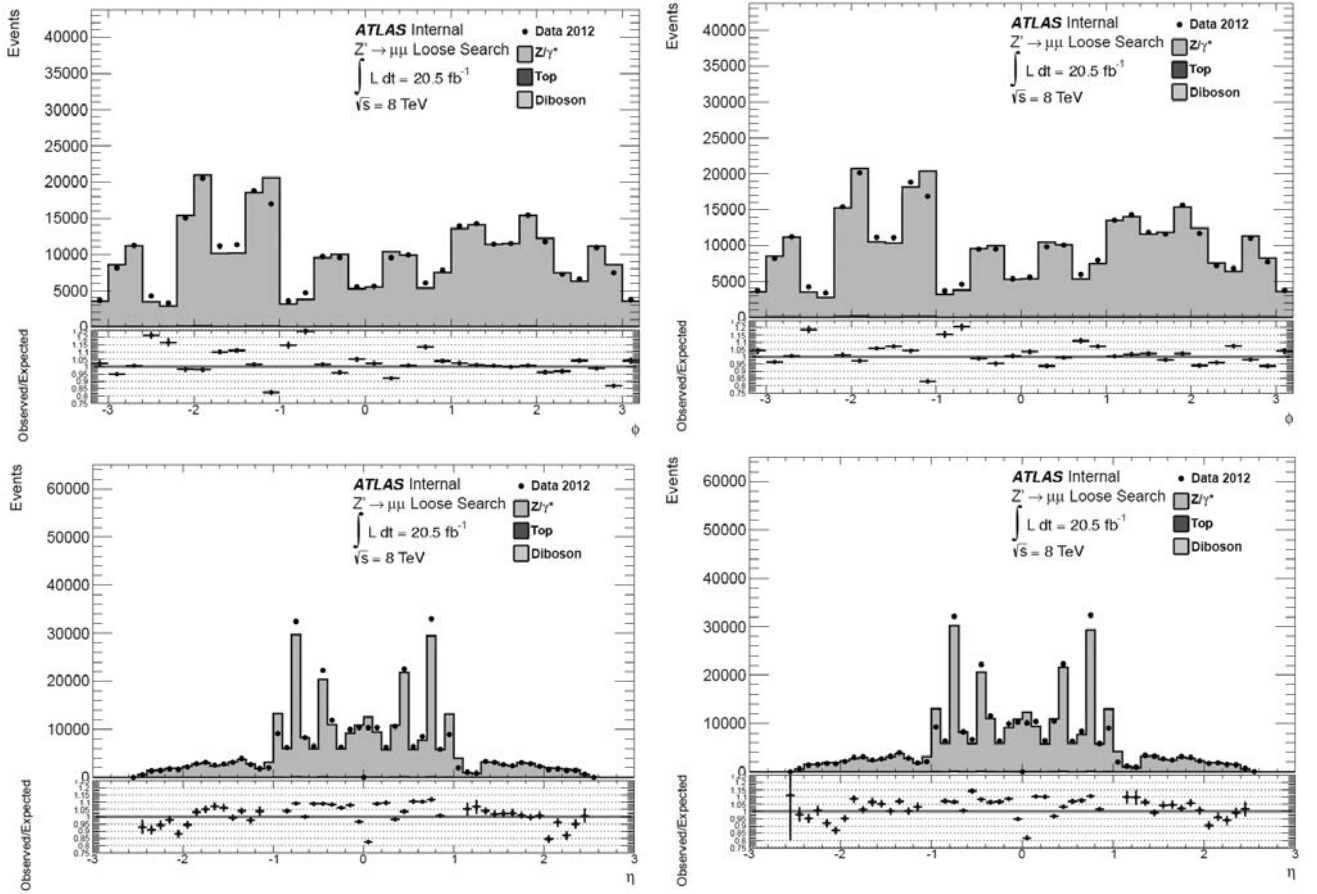


Рис. 51: Распределение лидирующих (слева) и следующих за лидирующим (справа) мюонов по азимутальному углу (вверху) и псевдобыстроте (внизу) в событиях с одним 3-станционным и одним 2-станционным мюоном в данных 2012 года и моделированных событиях.

бытий Стандартной модели, а также гистограммы распределений абсолютных величин всех систематических неопределенностей. Поскольку такие параметры как сечение и масса нового резонанса заранее неизвестны, для гипотезы "фон + сигнал" применяется поиск оптимальных значений произведения сечения на вероятность распада $\sigma_{Z^*} B_{Z^*}$ и массы M_{Z^*} , соответствующих наибольшему значению функции правдоподобия. После набора тестовой статистики по псевдоэкспериментам, в каждом из которых производится оптимизация правдоподобия, строится распределение логарифма отношения функций правдоподобия:

$$LLR = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\text{data}|S+B)}{\mathcal{L}(\text{data}|B)}, \quad (4.1)$$

где $\mathcal{L}(\text{data}|S+B)$ — функция правдоподобия совместимости наблюдаемых данных с гипотезой "фон + сигнал", $\mathcal{L}(\text{data}|B)$ — функция правдоподобия совме-

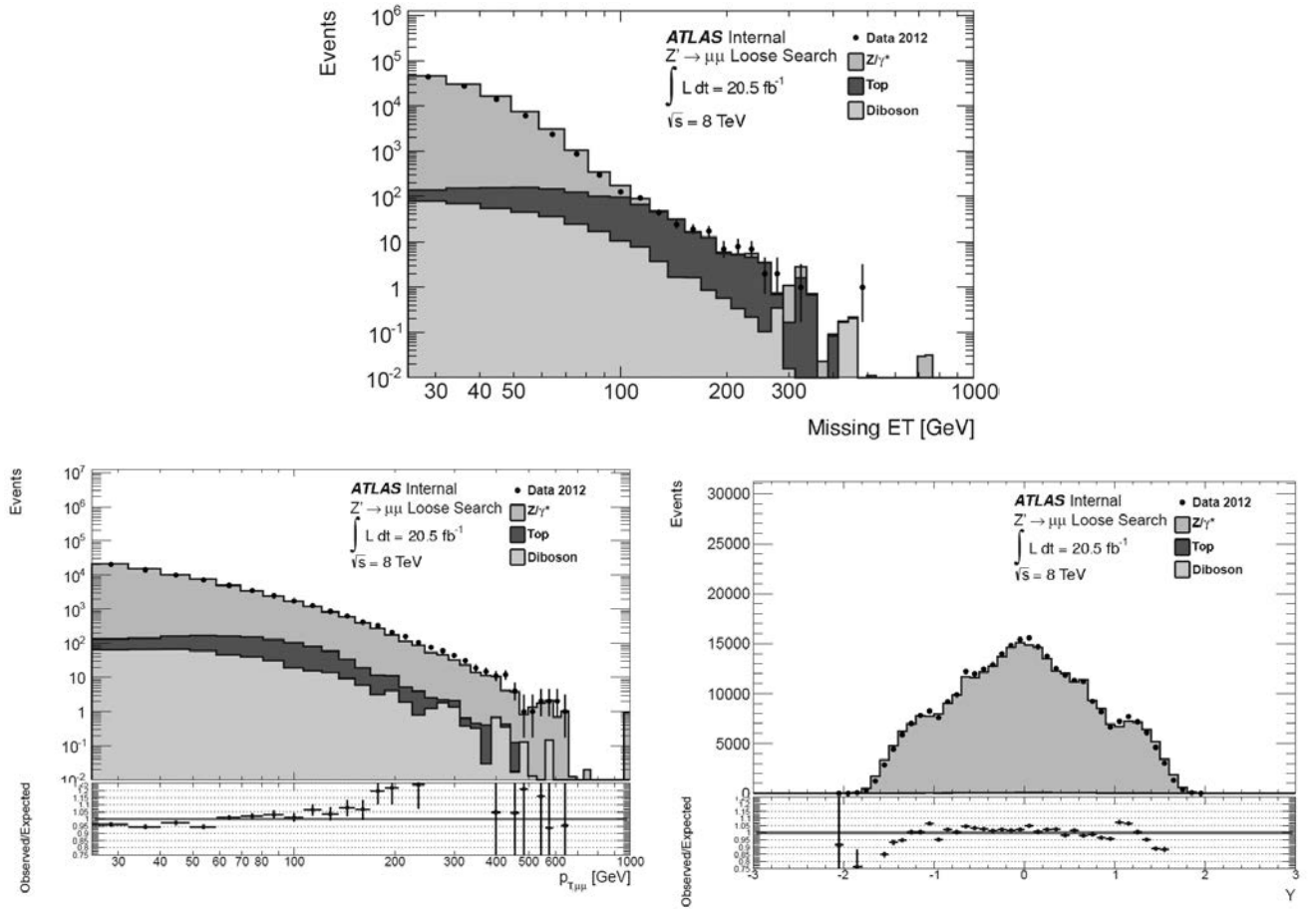


Рис. 52: Распределение потерянной поперечной энергии (вверху), поперечного импульса пары мюонов (внизу слева) и быстроты пары мюонов (внизу справа) в событиях с одним 3-станционным и одним 2-станционным мюоном в данных 2012 года и моделированных событиях.

стимости данных с фоном Стандартной модели.

Для i -го столбца гистограммы распределения инвариантной массы функция правдоподобия наблюдения числа событий n_{obs} равна:

$$\mathcal{L}_i = \frac{N^{n_{obs}} e^{-N}}{n_{obs}!}, \quad (4.2)$$

где N — ожидаемое число событий в данном столбце, для гипотезы отсутствия сигнала это число равно ожидаемому числу фоновых событий Стандартной модели $N = N_{bkg}$, для гипотезы "фон + сигнал" N равно сумме ожидаемого количества фоновых и сигнальных событий $N = N_{bkg} + N_{Z^*}$.

Неопределенности любых параметров, влияющих на количество фоновых или сигнальных событий, включаются в определение функции правдоподобия в виде мешающих параметров путем умножения последней на функцию плот-

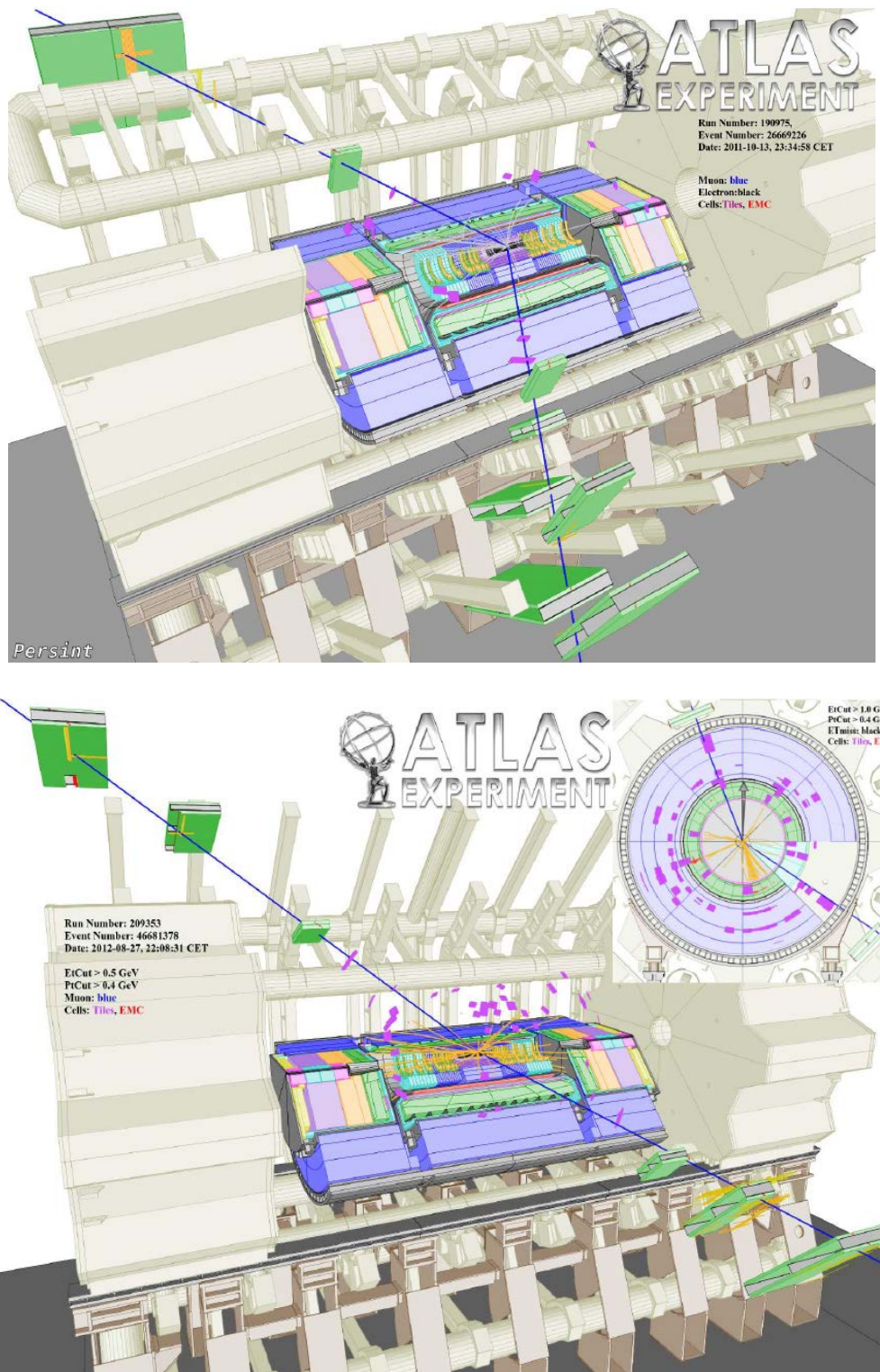


Рис. 53: Графическая реконструкция событий с двумя мюонами с наибольшей инвариантной массой в данных 2011 года (вверху) и 2012 года (внизу). Траектории мюонов показаны сплошными линиями.

ности вероятности, характеризующую неопределенности:

$$\mathcal{L}_i = \frac{N^{n_{obs}} e^{-N}}{n_{obs}!} \prod_{j=1}^{N_{sys}} G(\theta_j, 0, 1), \quad (4.3)$$

где $N = \sum_p N_p(1 + \theta_j \epsilon_{jp})$, ϵ_{jp} — относительная вариация сечения процесса p (одного из фоновых или сигнального) для источника систематической погрешности j , $G(\theta_j, 0, 1)$ — функция плотности вероятности распределения параметра θ_j , которая в настоящем анализе принимается гауссовой для всех параметров.

Финальная функция правдоподобия определяется как произведение функций правдоподобия во всех столбцах распределений по инвариантной массе в области поиска: $0.13 \div 3.0$ ТэВ (для данных 2011 года) или $0.13 \div 4.5$ ТэВ (для данных 2012 года):

$$\mathcal{L} = \prod_i^{N_{bins}} \mathcal{L}_i, \quad (4.4)$$

Функция правдоподобия (4.4) вычисляется для каждого набора псевдоэкспериментальных данных в тестовой статистике, и на основе анализа этой статистики делаются выводы о значимости обнаруженного сигнала новой физики либо устанавливаются ограничения на параметры исследуемых моделей. Для достаточно большого количества псевдоэкспериментов, результат усреднения функции правдоподобия стремится к интегралу по всем неопределенным параметрам, создающим систематические эффекты:

$$\mathcal{L}' = \int \mathcal{L}(\theta_1, \dots, \theta_{N_{sys}}) d\theta_1 \dots d\theta_{N_{sys}}, \quad (4.5)$$

Таким образом, усреднение результата по большому количеству псевдоэкспериментов естественным путем учитывает систематические вариации фоновых и сигнальных распределений событий, а также так называемый ”эффект поиска везде”. Этот эффект заключается в том, что в случае поиска статистических отклонений сразу во множестве статистических выводов (например, в нескольких столбцах гистограммы) вероятность наблюдения статистически значимого отклонения хотя бы в одном из выводов увеличивается.

Поскольку систематические вариации коррелируют между разными каналами (мюонными и электронным) — в случае комбинированного анализа нескольких каналов используется совместная функция правдоподобия. Она представляет из себя произведение пуассоновых вероятностей в каждой бине каждого из каналов. Поскольку различные каналы отличаются эффективностью отбора событий и количеством данных (интегральной светимостью), функция

правдоподобия записывается в терминах основной интересующей нас переменной — произведения сечения рождения на относительную ширину распада Z^* :

$$\mathcal{L} = \prod_{c=1}^{N_{channel}} \prod_{i=1}^{N_{bins}} \frac{N_{ci}^{n_{obs ci}} e^{-N_{ci}}}{n_{obs ci}!} \prod_{j=1}^{N_{sys}} G(\theta_j, 0, 1), \quad (4.6)$$

где $N_{ck} = \sum_p (\sigma B)_p A_{cp} L_c (1 + \theta_j \epsilon_{cijp})$, $(\sigma B)_p$ — произведение сечения на относительную ширину процесса p (одного из фоновых или сигнального), A_{cp} — произведение акцептанса на эффективность отбора событий процесса p в канале c , ϵ_{cijp} — относительная вариация сечения процесса p в канале c , в бине i для источника систематической погрешности j , связанного с вариацией переменной θ_j . Функция правдоподобия (4.6) вычисляется для различных наборов моделированных псевдоэкспериментальных данных и усредняется по этим наборам.

Распределение логарифма (4.1) отношения правдоподобия совместимости данных с гипотезой ”сигнал + фон” к правдоподобию совместимости данных с гипотезой отсутствия сигнала для комбинации двух мюонных каналов отбора показано на Рисунке 54. При этом функции правдоподобия вычислялись в соответствии с формулой (4.6).

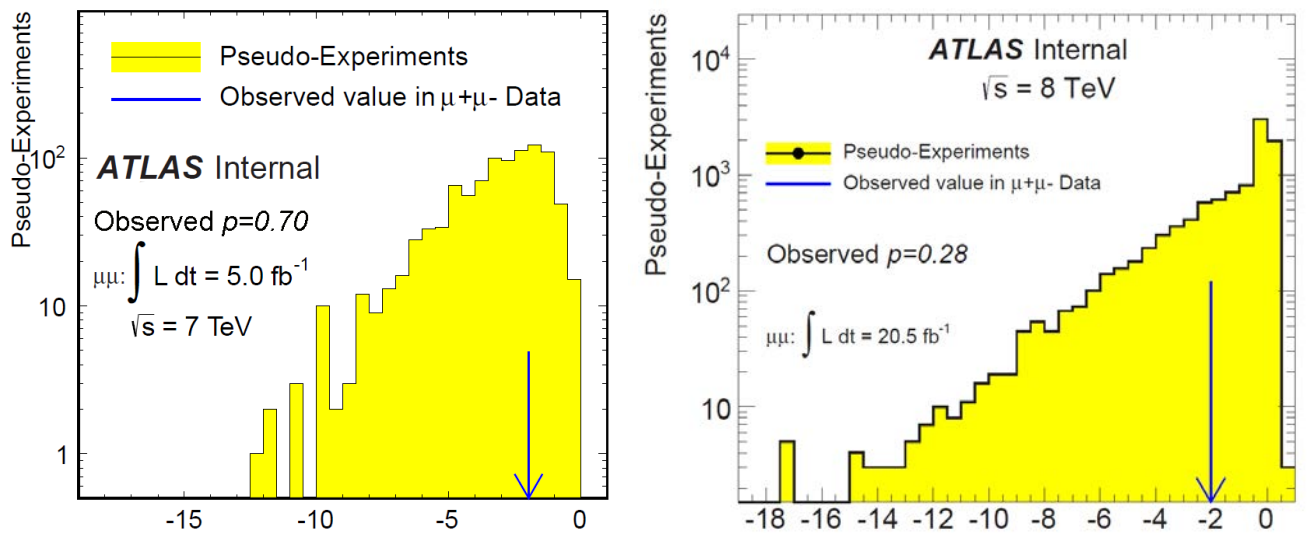


Рис. 54: Распределение отношения логарифмов функций правдоподобия совместимости данных с гипотезой ”фон + сигнал Z' ” и данных с фоном Стандартной модели. Слева — данные 2011 года, справа — 2012 года.

Одной из основных величин, характеризующих значимость потенциально-го сигнала является P -значение. Эта величина определяет вероятность стати-

стического отклонения в распределении фоновых событий, при котором число событий равняется или больше числа наблюдаемых событий в экспериментальных данных. Меньшие P -значения означают меньшую вероятность того, что наблюдаемые данные являются следствием только статистических и систематических вариаций распределений фоновых событий. При этом общепринятыми являются следующие пороговые величины:

- $P < 0.01$ — очень сильное свидетельство в пользу наблюдения сигнала;
- $0.01 < P < 0.05$ — сильное свидетельство в пользу наблюдения сигнала;
- $0.05 < P < 0.1$ — слабое свидетельство в пользу наблюдения сигнала;
- $P > 0.1$ — данные согласуются с фоном;

В текущем анализе, P -значение вычисляется как вероятность того, что отношение логарифмов функций правдоподобия в предположении отсутствия сигнала (с учетом возможных систематических погрешностей) будет больше или равно наблюдаемому отношению функций правдоподобия:

$$P = P(LLR > LLR(data|SM)), \quad (4.7)$$

Вычисленное в соответствии с описанной процедурой среднее по псевдо-экспериментам P -значение составляет 0.70 для данных 2011 года и 0.28 для данных 2012 года (см. Рисунок 54). Такая величина означает, что статистически значимых отклонений (совместимых с формой новых резонансов) в распределении наблюдаемых данных от распределения моделированных событий процессов Стандартной модели не наблюдается.

Наряду с описанной процедурой поиска сигнальных эффектов, были также определены распределения локальных статистических отклонений с помощью специального программного обеспечения [117]. На Рисунке 55 показаны распределения локальных отклонений для данных 2011 и 2012 года, объединяющих "мягкий" и "жесткий" каналы отбора димюонных событий. Для данных 2011 года локальные отклонения в сторону превышения данных над фоном не превышают 2σ , для данных 2012 — 1σ .

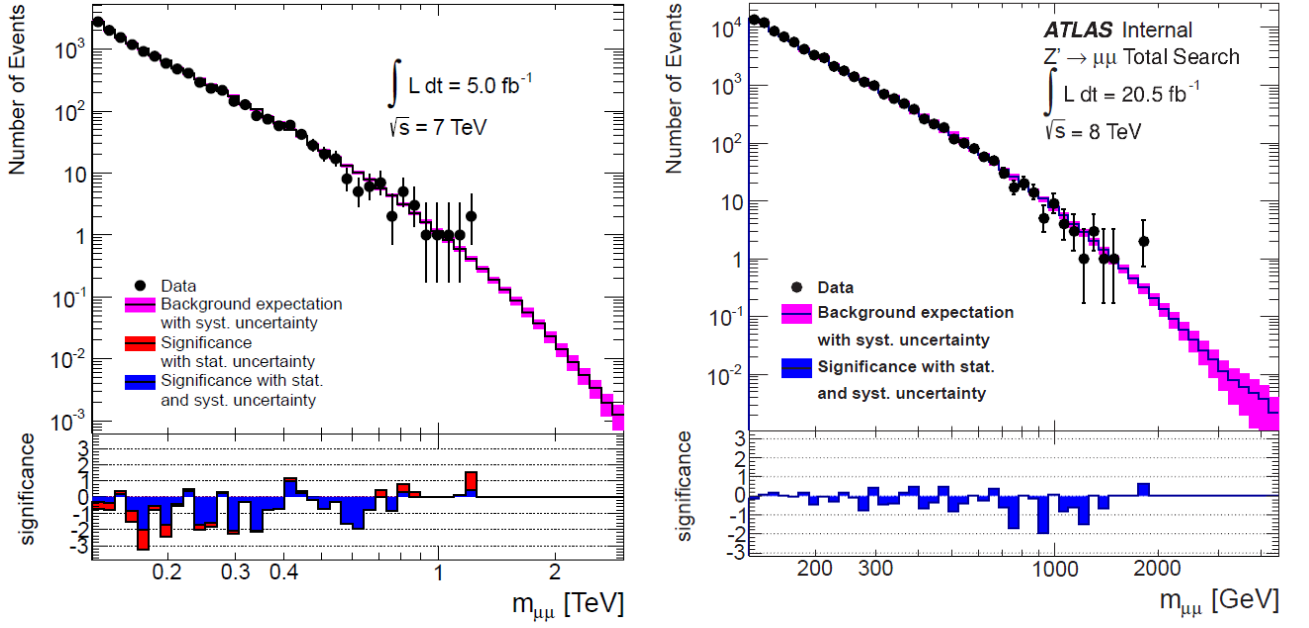


Рис. 55: Статистическая значимость локальных отклонений распределения наблюдаемых данных от распределения событий Стандартной модели. Слева показаны данные 2011 года, справа — 2012 года.

4.4 Вычисление пределов сечений и масс новых резонансов

В отсутствие наблюдения сигнала, результаты поиска новых резонансов представляются в виде пределов на количество димюонных событий, являющихся следствием распада резонанса Z^* . Для этого (для данных 2011 и 2012 годов) используется байесовский подход [118]. Статистический предел на количество событий N_{Z^*} однозначно связан с пределом на произведение сечения рождения Z^* и относительной ширины распада Z^* на мюоны: $\sigma B(Z^* \rightarrow \mu^+ \mu^-)$:

$$\sigma B(Z^*) = \sigma B(Z) \frac{N_{Z^*} \mathcal{A}_\epsilon(Z)}{N_Z \mathcal{A}_\epsilon(Z^*)}, \quad (4.8)$$

где

- $\sigma B(Z) = 1.1484$ нб — инклюзивное сечения рождения Z -бозона, умноженное на относительную ширину распада на мюоны с инвариантной массой $m_{\mu\mu} > 60$ ГэВ [119];
- $\mathcal{A}_\epsilon(Z)$ — эффективность требования $80 < m_{\mu\mu} < 110$ ГэВ. Равная отношению количества фоновых событий распада Z на мюоны в окне 80-110 ГэВ к полному количеству фоновых событий $m_{\mu\mu} > 60$ ГэВ;

- N_Z — количество фоновых событий распада Z на мюоны в окне 80-110 ГэВ по реконструированной инвариантной массе мюонов;
- $\mathcal{A}_\epsilon(Z^*)$ — эффективность умноженная на аксептанс отбора димюонных событий для данной полюсной массы Z^* (см. Рисунок 26);

Как и в задаче поиска статистически значимых проявлений новой физики, в задаче вычисления пределов используется функция правдоподобия (4.6), определяющая, насколько статистически совместимы наблюдаемые данные с гипотезами существования сигналов различных масс. Распределение плотности вероятности сечения нового резонанса предполагается равномерным, и верхний предел сечения определяется как сечение, при котором интеграл от апостериорной плотности вероятности достигает 0.95 (см. (4.3), (4.5)):

$$0.95 = \frac{\int_0^{(\sigma B)_{95}} \mathcal{L}'(\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}{\int_0^\infty \mathcal{L}'(\sigma B) \pi(\sigma B) d(\sigma B)}, \quad (4.9)$$

где $\pi(\sigma B)$ — распределение плотности вероятности сечения нового резонанса, в нашем случае $\pi(\sigma B) = 1$, т.к. это распределение предполагается равномерным.

Пределы сечения на вероятность распада нового резонанса вычисляется с использованием определенной статистики (порядка 1000) наборов псевдоэкспериментальных данных, в каждом из которых случайным образом разыгрываются систематические вариации фона и количество событий сигнального процесса. Для каждого псевдоэксперимента оценивается верхний предел сечения нового резонанса с уровнем достоверности 95% для всех значений полюсной массы (0.15 - 3.0 ТэВ), а также неопределенности этой величины на уровне одного и двух стандартных отклонений. Наблюдаемые пределы исключения нового резонанса вычисляются путем сравнения совместимости псевдоэкспериментов с данными детектора, в то время как ожидаемый предел получается путем сравнения псевдоэкспериментов с распределением фоновых событий.

Описанная процедура производится как отдельно для каждого, так и для комбинации всех анализируемых каналов — ”жесткого” и ”мягкого” димюонных каналов, а также диэлектронного канала. Для этого, как и в задаче поиска, вычисляется совместная функция правдоподобия (4.6), как произведение функций правдоподобия каждого из каналов.

4.5 Ограничения на сечения и массу Z^*

В этом разделе представлены результаты вычисления пределов сечения и массы резонанса Z^* , полученные с помощью описанных в предыдущем разделе процедур. На Рисунках 56, 57 показаны наблюдаемые (сплошная кривая) и ожидаемые (пунктирная кривая) пределы сечений резонанса Z^* всевозможных масс. Неопределенности ожидаемых пределов, связанные с неопределенностями оценки фоновых распределений ($\pm 1\sigma$, $\pm 2\sigma$) показаны окаймлениями кривой ожидаемого предела серого цвета. Кроме этого, на рисунках показаны рассчитанные в теории сечения Z^* (сплошная серая линия) вместе с теоретической неопределенностью.

В Таблице 10 показаны новые наблюдаемые пределы с уровнем достоверности 95% сечений бозонов Z^* различных масс, рассчитанные на основе данных ATLAS 2012 года в комбинации димюонного и диэлектронного каналов.

Пересечение кривой наблюдаемого (ожидаемого) предела сечения с кривой теоретического сечения дает наблюдаемый (ожидаемый) предел массы нового резонанса. В Таблицах 11, 12 показаны значения пределов масс, полученные на основании анализа данных 2011, 2012 годов.

Таблица 10: Вычисленные с уровнем достоверности 95% наблюдаемые пределы сечения Z^* различных масс в димюонном и комбинации димюонного и диэлектронного каналов на основании данных 2012 года.

Масса, ТэВ Z^*	Предел $\sigma_B Z^* \rightarrow \mu\mu$, фб	Предел $\sigma_B Z^* \rightarrow \mu\mu, ee$, фб
0.3	14.4	8.37
0.5	6.31	5.03
0.7	2.99	1.86
1.0	2.41	0.424
1.5	0.492	0.312
2.0	0.459	0.229
2.5	0.431	0.194
3.0	0.351	0.152
3.5	0.388	0.138

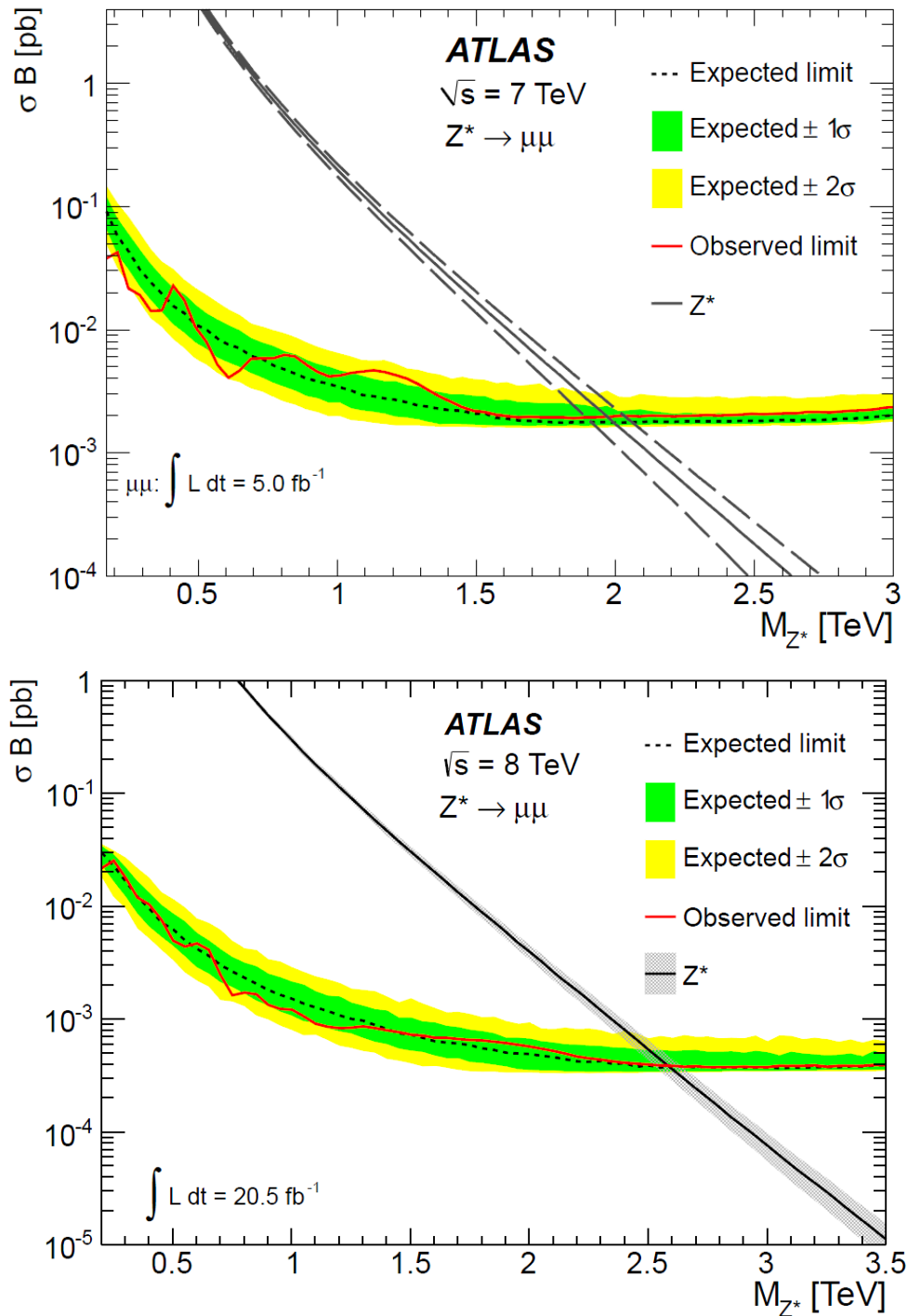


Рис. 56: Пределы сечения резонанса Z^* для всевозможных полюсных масс, полученные на основании статистического анализа данных 2011 (вверху) и 2012 (внизу) годов в комбинации "жесткого" и "мягкого" димюонных каналов. Обозначения см. в тексте.

4.6 Перспективы дальнейших поисков дилептонных резонансов в эксперименте ATLAS

Перспективы дальнейших поисков тяжелых резонансов связаны, в первую очередь, с планами увеличения энергии протон-протонных столкновений на

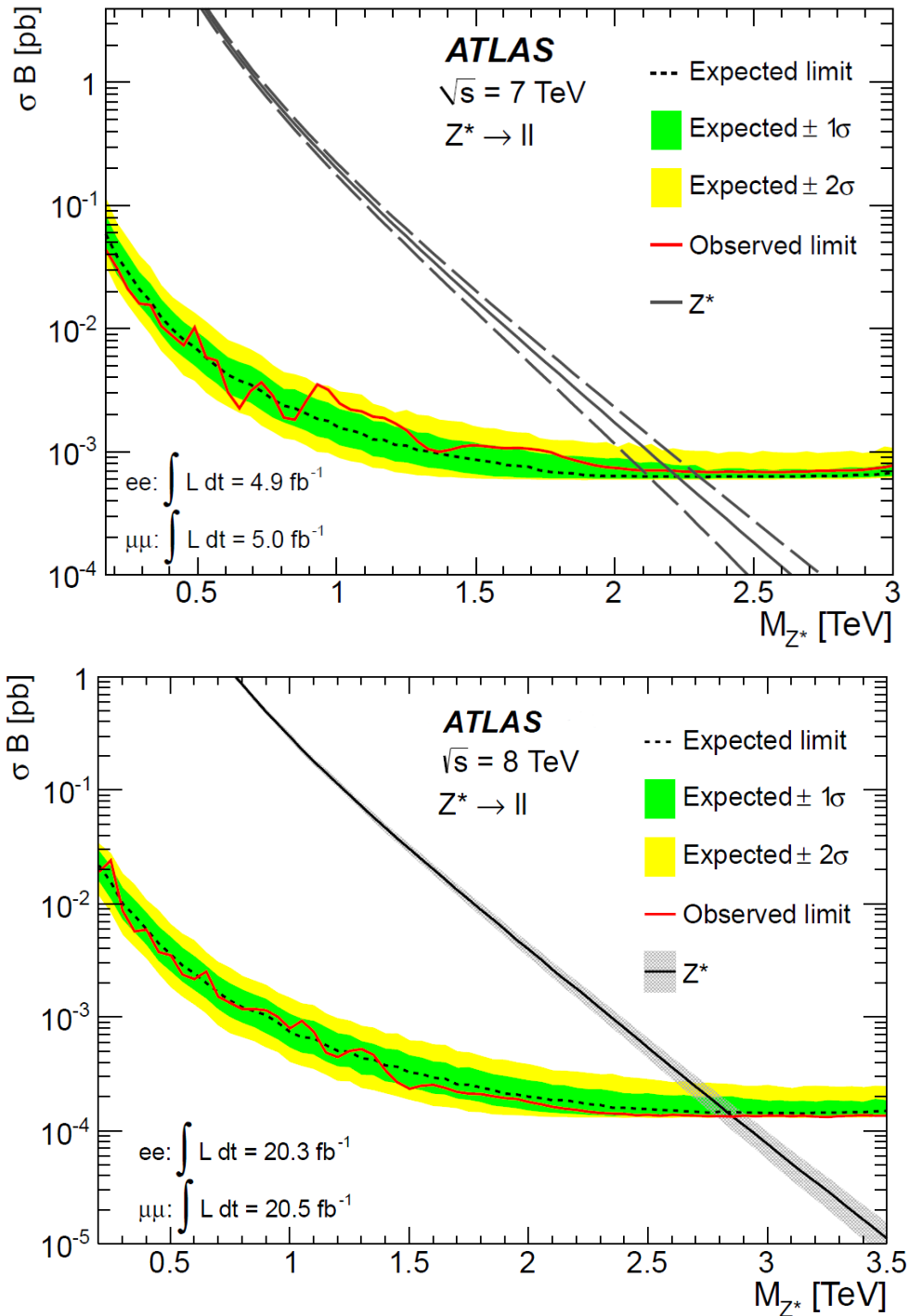


Рис. 57: Пределы сечения резонанса Z^* для разных полюсных масс, полученные на основании статистического анализа данных 2011 (вверху) и 2012 (внизу) годов в комбинации "жесткого" и "мягкого" димюонных и диэлектронного каналов. Обозначения см. в тексте.

ЛНС до уровня 13-14 ТэВ в 2015 году. Увеличение энергии в системе центра масс обуславливает увеличение светимостей партонов и глюонов в столкновени-

Таблица 11: Вычисленные с уровнем достоверности 95% наблюдаемые пределы массы Z^* в димюонном и комбинации димюонного и диэлектронного каналов на основании данных 2011 года.

	Предел массы $Z^* \rightarrow \mu\mu$, ТэВ	Предел массы $Z^* \rightarrow \mu\mu, ee$, ТэВ
Ожидаемый	1.99	2.22
Наблюдаемый	1.97	2.20

Таблица 12: Вычисленные с уровнем достоверности 95% наблюдаемые пределы массы Z^* в димюонном и комбинации димюонного и диэлектронного каналов на основании данных 2012 года.

Масса, ТэВ Z^*	Предел массы $Z^* \rightarrow \mu\mu$, ТэВ	Предел массы $Z^* \rightarrow \mu\mu, ee$, ТэВ
Ожидаемый	2.58	2.85
Наблюдаемый	2.58	2.82

ях, и, как следствие, пропорциональное увеличение числа событий сигнальных и фоновых процессов.

К примеру, сечение рождения Z/γ^* пропорционально партонной светимости, и лишь поправки к этому процессу в высших порядках по взаимодействию зависят также от глюонной светимости. При этом увеличение светимости партонов и глюонов существенно зависит от их кинематических параметров. Для масс около 100 ТэВ отношение светимостей при 14 ТэВ и при 8 ТэВ составляет $\approx 1.7(2.0)$ для партонов (глюонов) (см. Рисунок 58), для масс около 1 ТэВ это отношение достигает ≈ 3 (7), а для масс около 3 ТэВ — ≈ 30 (70).

Сечение рождения резонансов Z^* также пропорционально партонной светимости, при этом поправки от процессов высших порядков для Z^* в анализе не учитываются. Эти отношения могут служить приблизительной оценкой сечения фоновых и сигнальных процессов при энергии столкновений протонов 14 ТэВ.

Увеличение сечения основных фоновых и сигнального процессов при больших массах означают (с сохранением соотношения сигнал/фон в лидирующем

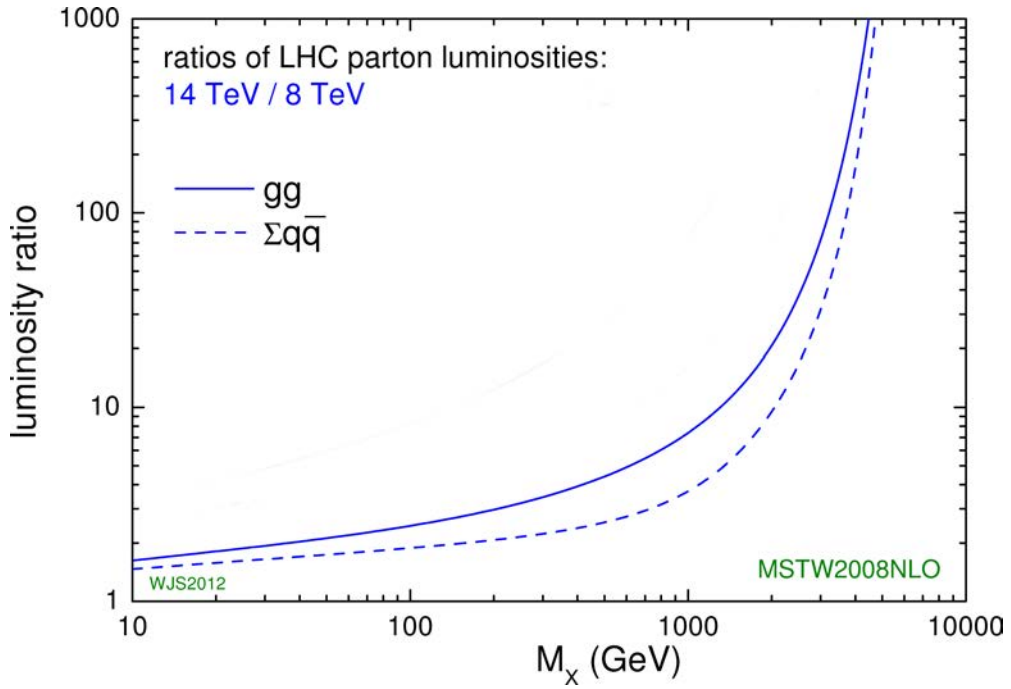


Рис. 58: Отношение светимостей партонных и глюонных для энергий протон-протонных столкновений 8 ТэВ и 14 ТэВ для различных масс.

порядке по взаимодействию) увеличение статистики событий, а вместе с этим и увеличение значимости потенциального сигнала нового резонанса. В области больших масс, где можно пренебречь фоновыми процессами, обнаружение сигнала (или отклонение гипотезы о его существовании) с уровнем достоверности 95% соответствует обнаружению (ожиданию) приблизительно 3-х событий нового резонанса. С учетом этих допущений — приблизительно значения статистики, необходимой для подтверждения/опровержения существования Z^* в данных протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс 14 ТэВ, показаны в Таблице 13.

4.7 Выводы к Главе 4

Проведено сравнение распределений отобранных в данных димюонных событий с распределениями смоделированных фоновых событий по различным кинематическим параметрам. Исследована статистическая достоверность гипотез существования резонанса Z^* всевозможных масс на основе сравнения данных с предсказаниями Стандартной модели в распределении инвариантной массы пары мюонов.

Таблица 13: Необходимая статистика для обнаружения сигнала Z^* или отклонения гипотезы о его существовании с уровнем достоверности 95% в данных столкновений при 14 ТэВ для различных масс резонанса.

Масса, ТэВ Z^*	Светимость, fb^{-1}
2.5	≈ 0.8
3.0	≈ 3.5
4.0	≈ 22

В отсутствие статистически значимых сигналов новых резонансов — вычислены верхние пределы сечений Z^* , а также наилучшее на данный момент ограничение массы Z^* . В комбинации димюонного и диэлектронного каналов это ограничение составляет 2.85 ТэВ.

Исследованы перспективы дальнейших экспериментальных поисков новых бозонов Z^* на установке ATLAS в данных протон-протонных столкновений с энергиями 13÷14 ТэВ.

Заключение

1. Впервые предложен поиск нового тяжелого нейтрального резонанса Z^* в данных экспериментальной установки ATLAS в конечных состояниях с двумя лептонами. Исследованы наблюдаемые свойства нового резонанса Z^* , определены критерии и дается оценка возможности идентификации этого типа резонансов с учетом уникальных кинематических распределений лептонов в распадах Z^* ;
2. Оптимизированы критерии отбора событий с двумя мюонами применительно к поиску тяжелых резонансов, а именно – с точки зрения максимизации статистической значимости сигнала нового тяжелого резонанса, улучшения качества реконструкции димюонных событий, снижения систематических неопределенностей в области больших инвариантных масс пары мюонов;
3. Произведено моделирование процессов рождения новых бозонов Z^* в протон-протонных столкновениях в эксперименте ATLAS, определены эффективности отбора событий, связанных с рождением Z^* и его распадом в димюонном канале. Разработаны процедуры улучшения качества моделирования фоновых процессов Стандартной модели, а именно – получены параметры настройки моделирования фоновых процессов, отвечающие за правильный учет количества первичных вершин в событии, точность реконструкции импульсов мюонов экспериментальной установкой, достоверное моделирование событий по поперечному импульсу пары мюонов, величин сечений фоновых процессов в высших порядках по константе связи в зависимости от инвариантной массы.

Определены основные источники и вычислены величины систематических неопределенностей в распределениях фоновых событий по инвариантной массе;

4. Создано программное обеспечение отбора событий и анализа экспериментальных данных, а также мониторинга состояния экспериментальной установки. Проанализированы данные протон-протонных столкновений, на-

бранные экспериментом ATLAS в 2011, 2012 годах, интегральной светимостью около 25 фб^{-1} в канале с двумя мюонами в конечном состоянии, дано сравнение распределений по всевозможным кинематическим переменным отобранных димюонных событий с соответствующими распределениями событий моделированных процессов Стандартной модели.

На основе анализа распределений событий по инвариантной массе пары мюонов исследована статистическая совместимость данных с гипотезами существования резонансов Z^* всевозможных масс в диапазоне 0.15–3.5 ТэВ. В отсутствие статистически значимых отклонений данных от предсказаний Стандартной модели – установлены новые экспериментальные ограничения на параметры модели Z^* – сечения и массу. Так, экспериментальное ограничение на массу Z^* составляет 2.85 ТэВ с уровнем достоверности 95%;

5. Проанализированы перспективы поисков Z^* в следующих циклах набора данных экспериментом ATLAS, даны оценки порогов обнаружения резонанса Z^* при номинальной энергии и светимости коллайдера LHC;

Автор выражает глубокую благодарность коллегам, совместно с которыми были выполнены представленные в работе исследования, а также научному руководителю, Беднякову Вадиму Александровичу.

Список литературы

- [1] *E. D. Bloom et al.*, High-Energy Inelastic e p Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees, Phys. Rev. Lett. 1969 23 (16), pp. 930–934;
- [2] *M. Breidenbach et al.*, Observed Behavior of Highly Inelastic electron-Proton Scattering, Phys. Rev. Lett. 1969 23 (16), pp. 935–939;
- [3] *S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani*, Weak interactions with lepton-hadron symmetry, Phys. Rev. 1970, D2 (7), pp.1285-1292;
- [4] *J.J. Aubert et al.*, Experimental Observation of a Heavy Particle *J*, Phys. Rev. Lett. 1974, 33, pp.1404-1406;
- [5] *J.-E. Augustin et al.*, Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation, Phys. Rev. Lett. 1974, 33, pp.1406-1408;
- [6] *S. W. Herb et al.*, Observation of a Dimuon Resonance at 9.5 GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions, Phys. Rev. Lett. 1977, 39, pp.252-255;
- [7] *M. Kobayashi, T. Maskawa*, CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction, Prog. Theor. Phys. 1973, 49 (2), pp. 652–657;
- [8] *F. Abe et al. (CDF Collaboration)*, Observation of Top Quark Production in $\bar{p}p$ Collisions, Phys. Rev. Lett. 1995, 74 (14), pp. 2626–2631;
- [9] *S. Abachi et al. (DØ Collaboration)*, Search for High Mass Top Quark Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s}= 1.8$ TeV, Phys. Rev. Lett. 1995, 74 (13), pp. 2422–2426;
- [10] *UA1 Collab. (G. Arnison et al.)*, Experimental observation of lepton pairs of invariant mass around $95 \text{ GeV}/c^2$ at the CERN SPS collider, Phys. Lett. 1983, B 126. pp.398-410; *UA2 Collab. (P. Bagnaia et al.)*, Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ collider, Phys. Lett. 1983, B 129, p.130-140;
- [11] *S. Glashow*, Partial-symmetries of weak interactions, Nucl. Phys. 1967, 22, pp.579-588; *S. Weinberg*, A Model of Leptons Phys. Lett. 1967, 19, pp.1264-

- 1266; *A. Salam*, Weak and Electromagnetic Interactions, Elementary Particle Physics ed. N. Svartholm Almqvist and Wiksell, 1968. p.367;
- [12] *ATLAS Collaboration*, Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Lett. B 2012, 716, pp.1-29;
- [13] *CMS Collaboration*, Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC, Phys. Lett. B 2012, 716, pp.30-61;
- [14] *P. W. Higgs*, Broken symmetries, massless particles and gauge fields, Phys. Lett. 1964, 12, pp.132-133; *P. W. Higgs*, Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons, Phys. Rev. Lett. 1964, 13, pp.508-509;
- [15] *M. Schmaltz*, Introducing the Little Higgs, Nucl.Phys.Proc.Suppl. 2003, 117, pp.40-49;
- [16] *N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen and H.Georgi*, Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction, Phys. Lett. 2001, B513, p.232; [arXiv:hep-ph/0105239];
- [17] *M. Perelstein*, Little Higgs Models and Their Phenomenology, Prog. Part. Nucl. Phys. 2007, 58, pp.247-306;
- [18] *M. Schmaltz and D.Tucker-Smith*, Little Higgs review, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 2005, 55 pp. 229-270;
- [19] *J. Reuter, M.Tonini*, Can the 125 GeV Higgs be the Little Higgs?, JHEP 2013, 1302, 077;
- [20] *N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson*, The Littlest Higgs, JHEP 2002, 0207, 034;
- [21] *T. Han, et.al.*, Phenomenology of the little Higgs model, Phys. Rev. 2003, D67, 095004;
- [22] *N. Arkani-Hamed, et al.*, The Minimal Moose for a Little Higgs, JHEP 2002, 0208, 021; [arXiv:hep-ph/0206020];

- [23] *I. Low, W. Skiba and D. Smith* // Phys. Rev. 2002, D66, 072001; [arXiv:hep-ph/0207243];
- [24] *S. Chang and J.G. Wacker*, Little Higgses from an Antisymmetric Condensate, Phys. Rev. 2004, D69, 035002; [arXiv:hep-ph/0303001];
- [25] *S. Chang*, A "Littlest Higgs" Model with Custodial SU(2) Symmetry, JHEP 2003, 0312, 057; [arXiv:hep-ph/0306034];
- [26] *D.E. Kaplan and M. Schmaltz*, The Little Higgs from a simple group, JHEP 2003, 0310, 051;
- [27] *M. Schmaltz*, The Simplest Little Higgs, JHEP 2004, 0408, 056, [hep-ph/0407143];
- [28] *T. Han, H.E. Logan and L.-T. Wang*, Smoking-gun signatures of little Higgs models, JHEP 2006, 0601, 099, [hep-ph/0506313];
- [29] *K. Cheung and J. Song*, Light pseudoscalar η and $H \rightarrow \eta\eta$ decay in the simplest little Higgs mode, Phys. Rev. 2007, D76, 035007; [hep-ph/0611294];
- [30] *F. del Aguila, J.I. Illana and M.D. Jenkins*, Lepton flavor violation in the Simplest Little Higgs model, JHEP 2011, 1103, 080; [arXiv:1101.2936 [hep-ph]];
- [31] *M. Gell-Mann and M. Levy*, The axial vector current in beta decay, Nuovo Cim. 1960, 16, pp. 705-726;
- [32] *D.B. Kaplan, H. Georgi*, $SU(2) \times U(1)$ breaking by vacuum misalignment, Phys. Lett. 1984, B136 p.183;
- [33] *D.B. Kaplan, H. Georgi, S. Dimopoulos*, Composite Higgs scalars, Phys. Rev. 1984, B136 p.187;
- [34] *M.J. Dugan, H. Georgi and D. B. Kaplan*, Anatomy of a composite Higgs model, Nucl. Phys. 1985, B254 p.299;
- [35] *D. Marzocca, M. Serone and J. Shu*, General Composite Higgs Models, JHEP 2012, 1208, 013; [arXiv1205.0770 [hep-ph]];

- [36] *S. Weinberg*, Implications of Dynamical Symmetry Breaking, Phys. Rev. 1976, D13, pp.974-996;
- [37] *L. Susskind*, Dynamics of spontaneous symmetry breaking in the Weinberg-Salam theory, Phys. Rev. 1979, D20, p.2619;
- [38] *I. Antoniadis*, A Possible new dimension at a few TeV , Phys. Lett. 1990, B246 p.377;
- [39] *T. Appelquist, et.al.*, Bounds on Universal Extra Dimensions, Phys. Rev. 2001, D64, 035002;
- [40] *T. Appelquist, H.-U. Yee*, Universal extra dimensions and the Higgs boson mass, Phys. Rev. 2003, D67, 055002;
- [41] *R. Barbieri, et. al.*, Electroweak Symmetry Breaking after LEP1 and LEP2, Nucl. Phys. 2004, B703, pp.127-146;
- [42] *R. Casalbuoni, et. al.*, SM Kaluza-Klein Excitations and Electroweak Precision Tests, Phys. Lett. 1999, B462 p.48-61;
- [43] *H.-C. Cheng, et. al.*, Bosonic supersymmetry? Getting fooled at the CERN LHC, Phys. Rev. 2002, D66, 056006;
- [44] *H.-C. Cheung, G.L. Landsberg*, Kaluza-Klein states of the standard model gauge bosons: constraints from high energy experiments, Phys. Rev. 2002, D65, 076003;
- [45] *A. Delgado, et.al.*, Electroweak and flavor physics in extensions of the standard model with large extra dimensions, JHEP 2000, 01, 030;
- [46] *I. Gogoladze, C. Macesanu*, Precision electroweak constraints on Universal Extra Dimensions revisited, Phys. Rev. 2006, D74, 093012;
- [47] *M. Masip, A. Pomarol*, Effects of SM Kaluza-Klein excitations on electroweak observables, Phys. Rev. 1999, D60, 096005;
- [48] *L. Randall, R. Sundrum*, Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension, Phys. Rev. Lett. 1999, 83 (17), pp.3370-3373;

- [49] *K. Agashe, et.al.*, RS1, Custodial Isospin and Precision Tests, JHEP 2003, 08, 050;
- [50] *M.S. Carena, et.al.*, Precision electroweak data and unification of couplings in warped extra dimensions, Phys. Rev. 2003, D68, 035010;
- [51] *J.L. Hewett, et.al.*, Precision Measurements and Fermion Geography in the Randall-Sundrum Model Revisited, JHEP 2002, 09, 030;
- [52] *P. Langacker*, The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons, Rev. Mod. Phys. 2009, 81, pp.1199-1228;
- [53] *H.Georgi, S.L.Glashow*, Unity of All Elementary Particle Forces, Phys. Rev. Lett. 1974, 32 (8) pp.438-441;
- [54] *M. Cvetič, P. Langacker*, Implications of Abelian extended gauge structures from string models, Phys. Rev. 1996, D54 pp.3570-3579;
- [55] *M. Cvetič, P. Langacker*, New gauge bosons from string models, Mod. Phys. Lett. 1996, A11, p.1247-1262;
- [56] *M. Cvetič, P. Langacker*, Z' Physics and Supersymmetry, eprint hep-ph/9707451;
- [57] *M.V. Chizhov, V.A. Bednyakov, Ju.A. Budagov*, Proposal for chiral bosons search at LHC via their unique new signature, Phys. Atom. Nucl. 2008, 71, pp.2096-2100;
- [58] *M.V. Chizhov, G. Dvali*, Origin and phenomenology of weak-doublet spin-1 bosons, Phys. Lett. 2008, B703, pp.593-598;
- [59] *М.В. Чуэсов*, Теория и феноменология киральных частиц со спином единица, ЭЧАЯ, 2011, Т. 42, ВЫП. 1, с. 171-352;
- [60] *I.V. Yeletsikh et al.*, Anomalously interacting new extra bosons and their first LHC constraints, Physics of Elementary Particles and Atomic Nuclei, 2012, vol. 43, part 3, p. 610-635;

- [61] *U. Kalb, P. Ramon*, Classical direct interstring action, Phys. Rev. D., 1974, V.9, pp.2273-2284;
- [62] *E. Cremmer, J. Scherk*, Spontaneous dynamical breaking of gauge symmetry in dual models, Nucl. Phys. B., 1974, V.72, pp.117-124;
- [63] Supergravities in Diverse Dimensions, eds. *Salam A., Sezgin E.*, North-Holland; World Sci., 1989.
- [64] Введение в супергравитацию, под ред. *С. Феррары, Дж. Тейлора*, Мир, 1985;
- [65] *L.V. Avdeev, M.V. Chizhov*, Antisymmetric tensor matter fields. An abelian model, Phys. Lett. B., 1994, V.321, pp.212-218;
- [66] *Y. Nambu, G. Jona-Lasinio*, Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity, Phys. Rev., 122, p.345;
- [67] *L. Evans and P. Bryant (editors)*, The CERN Large Hadron Collider. Accelerator and Experiments, 2008 JINST 3 S08001;
- [68] *ATLAS Collaboration*, The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider, 2008 JINST 3 S08003;
- [69] *ATLAS Collaboration*, ATLAS pixel detector : Technical Design Report, CERN-LHCC-98-013; <http://cdsweb.cern.ch/record/381263>;
- [70] *G. Aad et.al.*, ATLAS pixel detector electronics and sensors, 2008 JINST 3 P07007;
- [71] *A. Ahmad et.al.*, The silicon microstrip sensors of the ATLAS semiconductor tracker, Nucl. Instrum. Meth.2007, A578, p. 98;
- [72] *M.S. Alam et.al.*, The ATLAS silicon pixel sensors, Nucl. Instrum. Meth.2001, A456, p. 217;
- [73] *A. Abdesselam et.al.*, The barrel modules of the ATLAS semiconductor tracker, Nucl. Instrum. Meth.2006, A568, p. 642;

- [74] *A. Abdesselam et.al.*, The ATLAS semiconductor tracker end-cap module, Nucl. Instrum. Meth.2007, A575. p. 353;
- [75] *E. Abat et.al.*, The ATLAS TRT Barrel Detector, 2008 JINST 3 P02014;
- [76] *E. Abat et.al.*, The ATLAS TRT end-cap detectors, 2008 JINST 3 P10003;
- [77] *E. Abat et.al.*, The ATLAS Transition Radiation Tracker (TRT) proportional drift tube: design and performance, 2008 JINST 3 P02013;
- [78] *S. Palestini*, The muon spectrometer of the ATLAS experiment, Nucl. Phys.2003, 125. pp. 337-345;
- [79] *J. Wotschack*, ATLAS Muon Chamber Construction Parameters for CSC, MDT, and RPC chambers, ATLAS Note ATL-MUON-PUB-2008-006; <http://cdsweb.cern.ch/record/1099400>;
- [80] *W. Riegler et al.*, Resolution limits of drift tubes, Nucl. Instrum. Meth.2000, A443. pp.156-163;
- [81] *S. Ask et.al.*, The ATLAS central level-1 trigger logic and TTC system, 2008 JINST 3 P08002;
- [82] *Athena Developers Guide* // <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/SOFTWARE/8.0.0-draft.pdf>;
- [83] *ROOT* // <http://root.cern.ch>;
- [84] *A. Valassi et. al.*, COOL, LCG Conditions Database for the LHC Experiments: Development and Deployment Status, CERN-IT-Note-2008-019 and NSS 2008 Proceedings of the Medical Imaging Conference, Dresden, Germany;
- [85] *S.A. Roe (on behalf of the ATLAS Collaboration)*, A RESTful Web service interface to the ATLAS COOL database, J. Phys.: Conf. Ser., 219, 042021;
- [86] *D. Adams et. al.*, Track reconstruction in the ATLAS Muon Spectrometer with MOORE, ATL-MUON-2003-012

- [87] *E. Moyses, A. Ouraou, D. Quarrie, N. van Eldik.*, Using TAGs to Speed up the ATLAS Analysis Process, ATL-COM-SOFT-2011-003
- [88] *ATLAS Collaboration*, *The global χ^2 fitter in ATLAS* // CHEP'07. Journal of Physics: Conference Series, 119, 2008, 032013
- [89] *S.D. Drell, T.-M. Yan*, Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies, Phys. Rev. Lett. 1970, 25(5), pp. 316-320;
- [90] *Geant4* // <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant4/geant4.html>;
- [91] *E. Boos et al.*, CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events, Nucl. Instrum. Meth. 2004, A534, pp. 250-259;
- [92] *P.M. Nadolsky et al.*, Implications of CTEQ global analysis for collider observables, Phys. Rev. 2008, D78, 013004;
- [93] *A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt*, Parton distributions for the LHC, Eur. Phys. J. 2009, C63, pp.189-285; arXiv:0901.0002[hep-ph];
- [94] *T. Sjostrand, S. Mrenna, and P.Z. Skands*, PYTHIA 6.4 physics and manual, JHEP 2006, 05, 026;
- [95] *A. Sherstnev and R.S. Thorne*, Parton Distributions for LO Generators, Eur. Phys. J. 2008, C55, 553;
- [96] *ATLAS Collaboration*, ATLAS tunes of Pythia 6 and Pythia 8 for MC11, ATL-PHYS-PUB-2011-009, <http://cdsweb.cern.ch/record/1399599/>;
- [97] *T. Sjostrand, S. Mrenna, and P.Z. Skands*, A Brief Introduction to PYTHIA 8.1, Comput. Phys. Commun. 2008, 178, pp. 852-867;
- [98] *S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re*, Single vector-boson production with decay, JHEP 2008, 0807, 060;
- [99] *H.-L. Lai, et al.*, New parton distributions for collider physics, Phys. Rev. 2010, D82, 074024;
- [100] *G. Corcella, et al.*, Herwig 6.5, JHEP 2001, 0101, 010; arXiv [hep-ph/0011363];

- [101] *S. Frixione, B. Webber*, Matching NLO QCD computations and parton shower simulations, JHEP 2002, 0206, 029; arXiv [hep-ph/0204244];
- [102] *S. Frixione, P. Nason, B. Webber*, Matching NLO QCD and parton showers in heavy flavour production, JHEP 2003, 0308, 007; arXiv [hep-ph/0305252];
- [103] *P. Golonka and Z. Was*, PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays, Eur. Phys. J. 2006, C45, pp.97-107;
- [104] *C. M. Carloni Calame et al.*, Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders, JHEP 2007, 0710, 109; arXiv:0710.1722[hep-ph];
- [105] *A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, and R. S. Thorne*, Parton distributions incorporating QED contributions, Eur. Phys. J. 2005, C29, pp.155-161; arXiv [hep-ph/0411040];
- [106] *R. Hamberg, W. L. van Neerven, and T. Matsuura*, A Complete calculation of the order α_s^2 correction to the Drell-Yan K factor, Nucl. Phys. 1991, B359, pp. 343-405;
- [107] *Y. Li and F. Petriello*, Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in FEWZ, Phys. Rev. 2012, D86, 094034;
- [108] *C. Anastasiou, L. Dixon, K. Melnikov, and F. Petriello*, High precision QCD at hadron colliders: Electroweak gauge boson rapidity distributions at NNLO, Phys. Rev. D69 (2004) 094008;
- [109] *D. Bardin et al.*, SANC integrator in the progress: QCD and EW contributions, JETP Lett., 2012, 96, pp.285-289; arXiv:1207.4400 [hep-ph];
- [110] *J. Gao, et al.*, The CT10 NNLO Global Analysis of QCD, SMU-HEP-12-23, arXiv:1302:6246 [hep-ph];
- [111] *R.D. Ball, et al.*, Parton distributions with LHC data, Nucl. Phys. 2013, B867(2), pp. 244-289;

- [112] *S. Alekhin, J. Bluemlein, S.-O. Moch*, ABM11 PDFs and the cross section benchmarks in NNLO, 2012, PoS LL2012, 016; arXiv:1302.1516 [hep-ph];
- [113] *The H1, ZEUS Collaborations*, Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive ep Scattering Cross Sections at HERA, JHEP 2010, 1001, 109; arXiv:0911.0884 [hep-ex];
- [114] *J. Wenniger*, Energy Calibration of the LHC Beams at 4 TeV, tech. rep., 2013, CERN-ATS-2013-040;
- [115] *ATLAS Collaboration*, Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector, JHEP 2012, 1211, 138; arXiv:1209.2535 [hep-ex];
- [116] *I.V. Yeletsikh et. al.*, Search for Z^* Boson at ATLAS Detector, Physics of Particles and Nuclei, 45 (2014), p. 252;
The ATLAS Collaboration, Search for high-mass dilepton resonances in 21fb-1 of pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS experiment, Phys. Rev. D90, 052005; arXiv:1405.4123 [hep-ex];
- [117] *G. Choudalakis and D. Casadei*, Plotting the Differences Between Data and Expectation, arXiv:1111.2062 [physics.data-an];
- [118] *A. Caldwell, D. Kollar, and K. Kroeninger*, BAT - The Bayesian Analysis Toolkit; Comput. Phys. Commun.2009, 180, p. 2197;
- [119] *K. Melnikov and F. Petriello*, Electroweak gauge boson production at hadron colliders through $O(\alpha_S^2)$, Phys. Rev.2006, D74, 114017, arXiv:0609070[hep-ph];

Приложение 1. Разработка программного обеспечения он-лайн мониторинга состояния установки ATLAS

В рамках исследовательской деятельности в коллаборации ATLAS, автором была выполнена квалификационная работа, связанная с созданием программного обеспечения, осуществляющего он-лайн доступ к базе данных COOL [84] состояния экспериментальной установки.

Состояние детектора варьирует во времени, поэтому данные COOL характеризуются так называемыми "интервалами актуальности" (англ., Intervals Of Validity, IOV) — периодами времени, в течение которых информация, хранящаяся в базе, является актуальной. Структура COOL оптимизирована таким образом, чтобы сделать запись/считывание всех данных, ассоциированных с определенным временем, как можно более быстрым.

Интервалы актуальности определяются либо по номеру события, либо по абсолютному значению времени. Данные COOL хранятся в папках, при этом внутри каждой папки хранятся объекты одного типа, каждый со своим интервалом актуальности.

Папки COOL могут иметь одну версию — в этом случае только один объект является актуальным в данный момент времени, либо несколько версий — в этом случае сразу несколько объектов актуальны в один момент времени. Примером последнего варианта могут быть данные калибровки детектирующих систем, когда несколько наборов калибровок могут использоваться в один и тот же момент времени.

Для оптимизации хранения и доступа к большому количеству объектов сходной структуры, объекты в папках COOL могут быть дополнительно ассоциированы с номером канала (channel ID). Каждый канал имеет свой интервал актуальности, однако все каналы вместе характеризуются периодами времени между обновлениями или исправлениями информации в них. Номера каналов используются для группирования вместе объектов одинаковой структуры, но с независимыми интервалами актуальности — например, различные области калибровки одного детектора, когда для некоторых областей обновление калибровок происходит с большей частотой или отдельно от других областей.

Каждая папка базы данных COOL имеет табличную структуру, где в стро-

ки записаны объекты, а значения в столбцах соответствуют началу и окончанию интервала актуальности данного объекта. В качестве опции, сюда также записывается номер канала и версия папки. Остальные столбцы содержат полезные данные — информацию о состоянии объекта. Это могут быть вещественные числовые значения, ссылки на другие папки базы данных, строковые значения (например, строки в формате XML или JSON).

Хранение данных COOL осуществляется в форматах Oracle, MySQL или SQLite, а доступ к ним происходит с помощью сервиса IOVDbSvc пакета Athena. Методы обработки считываемых из базы данных зависят от их типа — является ли значение объекта простым или представляет из себя сложную структуру, нуждающуюся в специальном коде обработки.

Одним из способов доступа к базе данных COOL, позволяющему осуществлять быстрый (в сравнении с доступом через пакет Athena) он-лайн мониторинг состояния детектора, является доступ к COOL посредством сервиса RESTful [85]. Задача автора в рамках развития программного обеспечения этого доступа состояла в создании специального клиентского модуля, получающего данные из COOL через RESTful в текстовом формате (использовался формат JSON), обрабатывающего эти данные и сохраняющего их в удобном для пользователя формате — либо формате данных DPD, либо в виде графиков или гистограмм.

В качестве языка программирования, на котором эта задача была реализована, был выбран Python. Этот язык содержит набор удобных методов для оперирования данными в текстовом формате (в нашем случае — JSON), а кроме того — содержит расширение ruROOT, позволяющее в программах на языке Python оперировать классами пакета ROOT. Таким образом, задача обработки текстовых данных с сохранением в формате ROOT, может быть реализована на Python относительно простыми методами.

Функции, выполняемые клиентским модулем, состоят в следующем:

- Получение строки JSON в соответствии с запросом пользователя;
- Декодирование (парсинг) строки;
- Сохранение данных в файле ROOT или в формате гистограммы в форме,

запрашиваемой пользователем;

Далее следует описание алгоритмов работы клиентского модуля и особенностей их реализации.

Клиентский модуль получает данные COOL на основе запроса пользователя. Этот запрос поступает в формате единого указателя ресурса (URL), содержащего информацию о временном интервале актуальности запрашиваемых данных, названии запрашиваемой папки COOL, номерах каналов и т.п.

Данные COOL возвращаются в текстовом формате JSON. Этот формат представляет из себя набор ключей и значений, пример строки JSON показан ниже:

```

{"parserHeader" : {"key1" : "string", "key2" : [{"key20" : "long", "key21" : "float"}]},
"key1" : "parser_module", "key2" : [{"key20" : 0, "key21" : "1.0"},
{"key20" : 1, "key21" : "2.0"}, {"key20" : 2, "key21" : "3.0"}]}.

```

(A.1)

Размер и структура этой строки, то есть перечень ключей "key1", "key2", "key20" и "key21" и типы хранимых в них данных могут быть произвольными. Кроме того, помимо простых типов данных, доступных по именам ключей (целых, вещественных чисел, строковых переменных, логических типов и т.п.), любой из ключей может содержать список простых типов или вложенную строку JSON со своим набором "ключей-значений".

Обязательным элементом структуры строки является ключ "parserHeader" в котором хранится информация о списке ключей, хранящихся в остальной части строки, и типах данных, доступных по именам этих ключей. На первом этапе клиентский модуль обрабатывает данные, хранящиеся в "parserHeader", и на основе полученной информации создает набор переменных нужных типов, а затем — объект класса дерева ROOT (ROOT::TTree), содержащего эти переменные. Имена переменных, а соответственно, и имена ветвей выходного дерева ROOT повторяют имена ключей входной строки JSON. Ключевой особенностью возможностей клиентского модуля является то, что нелинейная (с произвольным числом вложенных списков или строк) структура строки преобразуется в линейную структуру ветвей дерева ROOT. Для этого — обработчик клиентского модуля написан как рекурсивная функция — в том случае, если найденная

во входной строке переменная является сама по себе строкой JSON, хранящей данные, обработчик запускает сам себя для обработки этой переменной.

На Рисунке 59 показан результат обработки и сохранения в ROOT файл строки (A.1).

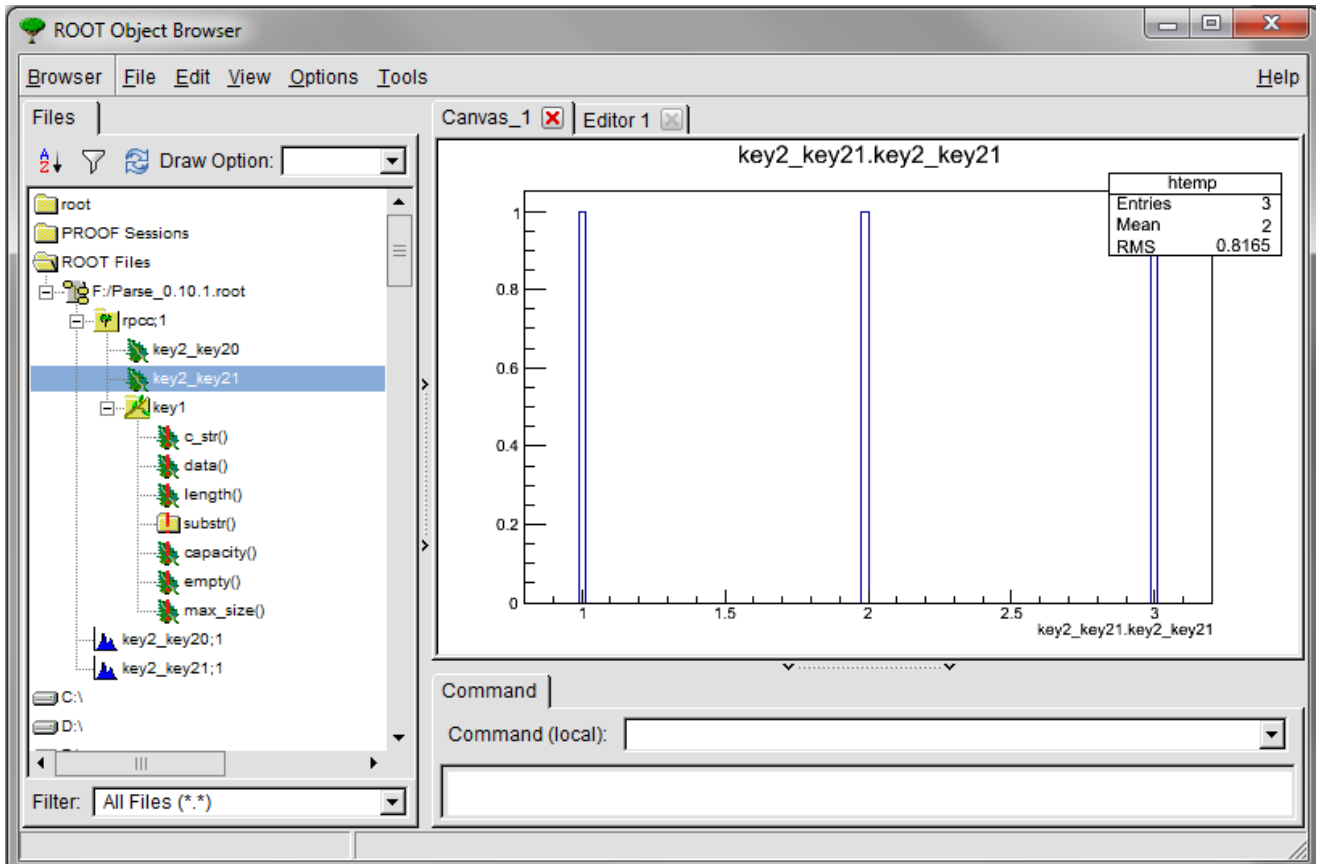


Рис. 59: Выходной файл, содержащий дерево ROOT, полученный в результате обработки строки (A.1).

В случае переменных простых типов — создаются ветви простых типов, в случае переменных типа списков — создаются векторные переменные.

После создания дерева ROOT со структурой, повторяющей структуру входной строки JSON, оно заполняется данными, которые эта строка содержит.

Одной из опций работы клиентского модуля является создание гистограмм, содержащих данные входной строки. Логика обработки входной информации при этом такая же, как и в случае создания дерева ROOT. Параметры гистограмм (размерность, количество столбцов, отображаемый диапазон значений переменных), может быть передан клиентскому модулю пользователем также в виде строки JSON. Полученные выходные файлы пользователь может

сохранить локально, гистограммы могут быть отображены непосредственно на web-странице клиентского модуля. Размер кода клиентского модуля составляет несколько десятков кБ. Кроме того, для клиентского модуля создан простой интерфейс командной строки. Параметрами командной строки являются URL-адрес, содержащий параметры запрашиваемой информации, имя выходного файла, имя файла с параметрами необходимыми пользователю гистограмм и т.п. Это позволяет пользователю получать данные COOL локально в любой системе, где установлены Python и ROOT. Кроме того — это позволяет включить созданный модуль в работу более сложных интерфейсов, например, он-лайн веб-интерфейса.

Таким образом, создано программное обеспечение, осуществляющее получение, обработку и сохранение в удобном для пользователя формате данных базы данных COOL. Ключевой особенностью созданного модуля является возможность автоматической обработки любых структур данных, в том числе сложных типов, в формате JSON, и представление в виде линейного дерева ROOT. Интерфейс программы может быть легко адаптирован для разных сценариев использования — запуска пользователем локально локально, запуска через графический веб-интерфейс и т.д.

Практическая значимость разработанного метода заключается в возможности быстрого доступа к базе данных состояния детектора — без установки всего пакета программного обеспечения ATLAS. Планируется дальнейшее развитие этого направления и использования созданных программ в следующих циклах набора данных установкой ATLAS.

Приложение 2. Перечень наборов моделированных событий фоновых процессов Стандартной модели, использовавшихся в анализе

Таблица 14: Моделированные наборы событий процессов Дрелл-Яна с распадом на 2 мюона, использовавшиеся в анализе данных ATLAS-а 2011 года.

Процесс	Номер набора	σB [pb]	Число событий
$Z(60-)\rightarrow \mu^+\mu^-$	106047	834.6.36	10^7
$Z(75-120)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145001	798.36	10^5
$Z(120-250)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145002	8.53	10^5
$Z(250-400)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145003	4.10×10^{-1}	10^5
$Z(400-600)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145004	6.64×10^{-2}	10^5
$Z(600-800)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145005	1.10×10^{-2}	10^5
$Z(800-1000)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145006	2.65×10^{-3}	10^5
$Z(1000-1250)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145007	8.91×10^{-4}	10^5
$Z(1250-1500)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145008	2.39×10^{-4}	10^5
$Z(1500-1750)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145009	7.34×10^{-5}	10^5
$Z(1750-2000)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145010	2.46×10^{-5}	10^5
$Z(2000-2250)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145011	8.76×10^{-6}	10^5
$Z(2250-2500)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145012	3.22×10^{-6}	10^5
$Z(2500-2750)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145013	1.20×10^{-6}	10^5
$Z(2750-3000)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145014	4.50×10^{-7}	10^5
$Z(3000-)\rightarrow \mu^+\mu^-$	145015	2.50×10^{-7}	10^5

Таблица 15: Моделированные наборы событий процессов Дрелл-Яна с распадом на 2 мюона, использовавшиеся в анализе данных ATLAS-а 2012 года.

Процесс	Номер набора	σB [pb]	Число событий
$Z(60-) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	147807	1109.9	10^7
$Z(110-120) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129523	7.84	2.2×10^6
$Z(120-180) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129524	9.84	3.3×10^6
$Z(180-250) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129525	1.57	10^5
$Z(250-400) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129526	5.49×10^{-1}	10^5
$Z(400-600) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129527	8.97×10^{-2}	10^5
$Z(600-800) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129528	1.51×10^{-2}	10^5
$Z(800-1000) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129529	3.75×10^{-3}	10^5
$Z(1000-1250) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129530	1.30×10^{-3}	10^5
$Z(1250-1500) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129531	3.58×10^{-4}	10^5
$Z(1500-1750) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129532	1.12×10^{-4}	10^5
$Z(1750-2000) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129533	3.84×10^{-5}	10^5
$Z(2000-2250) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129534	1.39×10^{-5}	10^5
$Z(2250-2500) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129535	5.23×10^{-6}	10^5
$Z(2500-2750) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129536	2.02×10^{-6}	10^5
$Z(2750-3000) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129537	7.90×10^{-7}	10^5
$Z(3000-) \rightarrow \mu^+ \mu^-$	129538	5.04×10^{-7}	10^5

Таблица 16: Моделированные наборы событий процессов с двумя W, Z бозонами, использовавшиеся в анализе данных ATLAS-а 2011 года. В столбцах "Herwig" и "NLO" показаны, соответственно, генераторное сечение процесса и сечение, рассчитанное в теории в следующем за лидирующим порядке.

Процесс	Номер набора	σ_B [pb]		Число событий
		Herwig	NLO	
$WW \rightarrow lX$	105985	12.11	17.49	10^6
$ZZ \rightarrow lX$	105986	9.75×10^{-1}	1.27	2.5×10^5
$WZ \rightarrow lX$	105987	3.57	5.74	10^6
$WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu(400 - 1000)$	145490	2.60×10^{-3}	3.81×10^{-3}	2.0×10^4
$WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu(1000 - 1600)$	145491	2.70×10^{-5}	3.90×10^{-5}	2.0×10^4
$ZZ \rightarrow \mu\mu(400 - 1000)$	145502	4.49×10^{-4}	5.25×10^{-4}	2.0×10^4
$ZZ \rightarrow \mu\mu(1000 - 1600)$	145503	8.0×10^{-6}	9.3×10^{-6}	2.0×10^4
$WZ \rightarrow \mu\mu(400 - 1000)$	145496	1.32×10^{-3}	1.84×10^{-3}	2.0×10^4
$WZ \rightarrow \mu\mu(1000 - 1600)$	145497	3.6×10^{-5}	5.0×10^{-5}	2.0×10^4

Таблица 17: Моделированные наборы событий процессов с двумя W, Z бозонами, использовавшиеся в анализе данных ATLAS-а 2012 года. В столбцах "Herwig" и "NLO" показаны, соответственно, генераторное сечение процесса и сечение, рассчитанное в теории в следующем за лидирующим порядке.

Процесс	Номер набора	σB [pb]		Число событий
		Herwig	NLO	
$WW \rightarrow lX$	105985	32.50	56.83	2.5×10^6
$ZZ \rightarrow lX$	105986	4.69	7.36	2.5×10^5
$WZ \rightarrow lX$	105987	12.01	21.48	10^6
$WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu(400 - 1000)$	180457	2.84×10^{-3}	4.97×10^{-3}	10^4
$WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu(1000-)$	180458	3.79×10^{-5}	6.63×10^{-5}	10^4
$ZZ \rightarrow \mu\mu(400 - 1000)$	180461	3.46×10^{-4}	5.42×10^{-4}	10^4
$ZZ \rightarrow \mu\mu(1000-)$	180462	1.04×10^{-5}	1.53×10^{-5}	10^4
$WZ \rightarrow \mu\mu(400 - 1000)$	180459	1.39×10^{-3}	2.49×10^{-3}	10^4
$WZ \rightarrow \mu\mu(1000-)$	180460	4.64×10^{-5}	8.30×10^{-5}	10^4

Таблица 18: Моделированные наборы событий с рождением топ-антитоп пар, использовавшиеся в анализе данных ATLAS-а 2011 года. В столбцах "MC@NLO" и "NNLO" показаны, соответственно, генераторное сечение процесса и сечение, рассчитанное в теории во втором порядке за лидирующим.

Процесс	Номер набора	σB [pb]		Число событий
		MC@NLO	NNLO	
$t\bar{t} \rightarrow lX$	105200	79.0	89.4	1.5×10^7

Таблица 19: Моделированные наборы событий, связанных с процессами рождения топ-кварков, использовавшиеся в анализе данных ATLAS-а 2012 года. В столбцах "MC@NLO" и "NNLO" показаны, соответственно, генераторное сечение процесса и сечение, рассчитанное в теории во втором порядке за лидирующим.

Процесс	Номер набора	σB [pb]		Число событий
		MC@NLO	NNLO	
$t\bar{t} \rightarrow lX$	105200	112.93	137.21	1.5×10^7
$Wt \rightarrow X$	105467	20.67	22.37	2×10^6

Приложение 3. Параметры димюонных событий с инвариантной массой более 1 ТэВ

Таблица 20: Параметры реконструированных димюонных событий с инвариантной массой более 1 ТэВ в данных ATLAS, использованных в анализе.

Год	Ран	Событие	Канал	$m_{\mu\mu}$	1-й мюон			2-й мюон		
					p_T	η	ϕ	p_T	η	ϕ
2011	179710	33299833	мягкий	1135	698	0.79	-1.91	460	0.90	1.20
2011	187763	10145376	жесткий	1242	669	0.44	-0.74	498	-0.35	2.23
2011	190256	98768839	жесткий	1095	595	0.28	-1.42	450	-0.40	1.73
2011	190975	26669226	мягкий	1252	648	-0.75	0.49	583	-0.36	-2.60
2012	203719	8869904	жесткий	1231	200	-2.3	0.66	171	1.4	-2.1
2012	203779	27731172	мягкий	1063	557	-0.68	-2.8	499	-0.42	0.31
2012	203876	40579214	жесткий	1273	288	1.5	-1.7	280	-1.3	1.4
2012	205016	50514759	жесткий	1276	483	-0.87	-3.0	459	0.77	0.15
2012	205055	63952369	жесткий	1149	292	-2.3	-0.56	263	0.42	2.6
2012	206971	18443551	жесткий	1489	665	0.66	-2.1	475	-0.91	1.0
2012	207332	82830047	жесткий	1038	481	-1.5	1.0	477	-0.71	-2.2
2012	207934	115276727	жесткий	1390	710	-0.79	-0.19	662	-0.46	3.0
2012	209254	113012855	жесткий	1001	403	0.30	-0.12	321	-1.4	3.0
2012	209353	46681378	жесткий	1844	652	0.99	1.9	646	-0.85	-0.59
2012	210302	107118382	жесткий	1004	524	0.26	-2.8	399	1.3	-0.4
2012	213039	119613956	жесткий	1302	463	0.24	0.026	435	-1.6	-3.1
2012	214216	152299322	мягкий	1152	491	-0.68	2.5	427	0.72	-0.53
2012	214680	237585573	жесткий	1762	360	2.4	-2.4	221	-1.2	-0.93
2012	214777	150875348	жесткий	1050	567	0.44	-2.6	479	0.68	0.61
2012	215091	111504084	жесткий	1148	360	1.7	0.45	279	-0.69	-2.8
2012	215473	199770886	жесткий	1095	250	0.68	-2.5	238	-2.2	0.66