

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»
Федеральное государственное бюджетное учреждение
Государственный научный центр Российской Федерации
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

На правах рукописи

УДК 539.126.4

Каменщиков Андрей Александрович

**Поиск лептокварков первого поколения при
парном рождении в протон-протонных
взаимодействиях в эксперименте ATLAS**

01.04.23 – Физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник

Мягков Алексей Григорьевич

Протвино – 2017

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Проблема поиска лептокварков и условия первичного отбора объектов и событий	11
1.1. Модель лептокварков	11
1.2. Детектор ATLAS	16
1.3. Данные и образцы Монте-Карло	18
1.4. Условия первичного отбора объектов	23
1.5. Условия первичного отбора событий	25
Глава 2. Оценка вклада фоновых и сигнальных процессов	27
2.1. Оценка вкладов процессов с помощью образцов Монте-Карло	27
2.2. Моделирование образца процесса Z/γ^* с использованием полной и быстрой симуляций	31
2.3. Коррекция образца процесса $t\bar{t}$	35
2.4. Матричный метод оценки вклада фоновых процессов	38
2.5. Композиция вкладов фоновых процессов	45
2.6. Акцептанс сигнала	47
Глава 3. Стратегия поиска	49
3.1. Дискриминирующие переменные	49
3.2. Контрольные области	51
3.3. Проверочная область	55
3.4. Сигнальные области	57
Глава 4. Систематические неопределённости	61
4.1. Источники систематических неопределённостей	61
4.2. Экспериментальные неопределённости	62

4.3. Неопределённость функции распределения партонов и акцептанс процессов	64
4.4. Неопределённость моделирования главных фоновых процессов .	68
4.5. Неопределённость сечения второстепенных фоновых процессов .	70
4.6. Неопределённость сечения сигнального процесса	71
Глава 5. Проверка совместимости новой модели в физике высоких энергий с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов	72
5.1. Введение в проблему	72
5.2. Типичная постановка проблемы	73
5.3. Частотный подход	80
5.4. Включение систематических неопределённостей	89
5.5. Байесовский подход	91
5.6. Резюме исследования	95
Глава 6. Статистический анализ и результаты поиска	96
6.1. Статистический анализ	96
6.2. Фит в контрольных областях	97
6.3. Пределы	101
6.4. Совместимость данных и Стандартной Модели	105
Заключение	106
Список сокращений и условных обозначений	109
Словарь терминов	112
Список литературы	114
Приложение А. Результаты фита в сигнальных и контрольных областях	132

Приложение Б. Кинематические распределения после первичного отбора	134
Приложение В. Кинематические распределения в контрольной области Z/γ^*	136
Приложение Г. Кинематические распределения в контрольной области $t\bar{t}$	139
Приложение Д. Кинематические распределения в проверочной области фона ложных лептонов	142
Приложение Е. Детализация измерений и оценок в сигнальных и контрольных областях	145

Введение

Актуальность темы исследования. После открытия бозона Хиггса одним из наиболее актуальных направлений фундаментальной науки стала проверка идей существования физики за пределами Стандартной Модели (SM). Одним из возможных проявлений такой физики являются лептокварки, предсказанные различными теориями, среди которых: Теория Великого Объединения (GUT), модели Бахмюллера-Рюкла-Уиллера $SU(5)$ (mBRW), Пати-Салама $SU(4)$, суперструн и техницвета. Поиск лептокварков осуществлялся ранее как при одиночном рождении, в экспериментах ускорителя HERA, так и при парном, в экспериментах на ускорителе Tevatron, что позволило наложить ограничения на параметры модели на доступных соответствующим анализам энергетических масштабах: константу кварк-лептонного смешивания и сечение парного рождения. Продолжается поиск лептокварков и в экспериментах ATLAS и CMS на Большом Адронном Коллайдере (LHC). При этом увеличение энергии протон-протонных, pp , столкновений и светимости на LHC дает возможность проверить модель лептокварков на недоступном ранее диапазоне энергий и соответствующей ему высокой статистической обеспеченности данных. Результат такого поиска интересен независимо от вытекающего из него обнаружения или необнаружения лептокварка: обнаружение является прямым свидетельством существования новой физики, тогда как необнаружение позволяет наложить более строгие экспериментальные ограничения на модель лептокварков, дающие возможность совершенствования теоретического аппарата современной физики высоких энергий (HEP).

Особый интерес представляет метод статистической проверки совместимости модели физики за пределами SM с данными в общем случае. В современной практике имеют место два альтернативных формализма для решения такой проблемы: частотный и Байесовский. В связи с этим устойчивость результата проверки совместимости новой модели HEP с данными по отношению к выбору

того или иного формализма и к другим субъективным факторам формирования статистической модели в рамках отдельно взятого формализма представляется критическим аспектом широкого круга подобных задач.

Цели и задачи диссертационной работы. Целью диссертационной работы является проверка совместимости модели лептокварков первого поколения при парном рождении с данными, полученными экспериментом ATLAS при pp столкновениях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ¹ в 2012 году. Для достижения поставленной цели решены следующие задачи:

- Оптимизация условий первичного отбора объектов и событий для поиска лептокварков первого поколения при парном рождении с двумя заряженными лептонами и двумя кварками в конечном состоянии.
- Оценка вкладов фоновых и сигнальных процессов при поиске лептокварков первого поколения.
- Разработка стратегии статистического анализа для поиска лептокварков первого поколения.
- Оценка систематических неопределённостей при поиске лептокварков первого поколения.
- Разработка статистического метода проверки совместимости модели лептокварков первого поколения с данными эксперимента ATLAS при pp столкновениях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.
- Исследование согласованности результатов проверки совместимости новой модели с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов, а также чувствительности результатов такой проверки к субъективным факторам построения статистической модели.

¹ В работе использована система единиц $\hbar = c = 1$.

- Оценка совместимости модели лептокварков первого поколения с данными эксперимента ATLAS.

Научная новизна. Поиск лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях произведён при беспрецедентно высокой энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости данных 20.3 фб^{-1} .

Впервые на одном примере подробно продемонстрирована процедура решения задачи проверки совместимости новой модели в НЕР с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов, произведено сопоставление получаемых результатов и исследован эффект выбора статистической модели для систематической неопределённости.

Теоретическая и практическая значимость. Результаты поиска лептокварков первого поколения, изложенные в диссертации, являются практической верификацией теоретической модели лептокварков и представляют интерес для её дальнейшей разработки. Опубликованные материалы работы по поиску лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS позволяют производить повторную интерпретацию полученных оценок и проверять другие модели НЕР не проходя всю последовательность этапов физического анализа, а основываясь на опубликованных материалах. Опыт, накопленный в процессе выполнения поиска лептокварков первого поколения, лёг в основу следующей работы коллаборации ATLAS по поиску скалярных лептокварков в протон-протонных взаимодействиях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [1] и критически важен для направления поиска лептокварков в эксперименте ATLAS в целом и для поиска лептокварков первого поколения в частности.

Исследование статистического метода проверки совместимости новой модели в НЕР с данными представляет интерес для работ, связанных с проверкой совместимости произвольной новой модели НЕР с данными, а публикация данного исследования подробно освещает соответствующую методическую сторону

работы по поиску лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS.

Положения, выносимые на защиту:

1. Условия первичного отбора объектов и событий для поиска лептокварков первого поколения при парном рождении с двумя заряженными лептонами первого поколения и двумя кварками в конечном состоянии.
2. Оценки вкладов фоновых и сигнальных процессов при поиске лептокварков первого поколения.
3. Стратегия статистического анализа для поиска лептокварков первого поколения.
4. Оценки систематических неопределённостей при поиске лептокварков первого поколения.
5. Метод статистической проверки совместимости модели лептокварков первого поколения с данными, полученных экспериментом ATLAS при pp столкновениях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.
6. Выводы исследования согласованности результатов проверки совместимости новой модели с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов, а также чувствительности результатов такой проверки к субъективным факторам построения статистической модели.
7. Результат проверки совместимости модели лептокварков первого поколения с данными эксперимента ATLAS, полученными при pp столкновениях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Степень достоверности и апробация результатов. Основные результаты диссертации доложены диссертантом лично на семинарах ФГБУ ГНЦ ИФ-ВЭ НИЦ «Курчатовский институт», на собраниях коллаборации ATLAS и на

профильных международных научных конференциях по физике высоких энергий:

- 23rd International Conference on Supersymmetry and Unification of Fundamental Interactions, Tahoe, California, Ca, USA, 23 - 29 Aug 2015 (SUSY 2015) [2];
- 3rd Annual Large Hadron Collider Physics Conference, St. Petersburg, Russia, 31 Aug - 5 Sep 2015 (LHCP 2015) [3].

Кроме того, научные результаты, полученные диссертантом и включённые в диссертацию, в явном виде входят в доклады, представленные от имени коллаборации ATLAS её членами на конференциях “European Physical Society Conference on High Energy Physics 2015, Vienna, Austria, 22 - 29 Jul 2015 (EPS-HEP 2015) [4; 5]” и “4th International Conference on New Frontiers in Physics, Kolymbari, Crete, Greece, 23 - 30 August 2015 (ICNFP 2015) [6]”.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 4 научных статьях, из которых 2 в рецензируемых научных журналах [7; 8], 1 в виде препринта ИФВЭ [9] и 1 по материалам доклада на конференции LHCP 2015 в виде препринта CERN [10].

Материалы докладов на профильных международных конференциях SUSY 2015 и LHCP 2015, содержащие основные результаты диссертации, опубликованы в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» [2; 3]. Данные материалы докладов и статья по материалам доклада на конференции LHCP 2015 подготовлены диссертантом лично.

Помимо этого, научные результаты, полученные диссертантом и включённые в диссертацию, в явном виде содержатся в материалах докладов (и соответствующих им статьях для сборников трудов конференций), представленных от имени коллаборации ATLAS её членами на конференциях EPS-HEP 2015 [4; 5] ([11; 12]), LHCP 2015 [13] и ICNFP 2015 [6] ([14]).

Личный вклад автора. Диссертант обеспечил определяющий вклад в работу коллаборации ATLAS «Search for scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ ТэВ with the ATLAS detector», опубликованную в виде одноимённой научной статьи [7]. Являясь главным и единственным специалистом по анализу в программе поиска скалярных лептокварков первого поколения, диссертант выполнял и функции редактора статьи для журнала и внутренней документации коллаборации ATLAS. Наконец, диссертантом произведена разработка статистического метода для получения конечных результатов поиска скалярных лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS. Таким образом, личный вклад диссертанта является критически важным для всего направления поиска лептокварков в эксперименте ATLAS.

В процессе работы над диссертацией автором лично проведено научное исследование статистического метода проверки совместимости новой модели НЕР с данными. В результате данной работы диссертантом смоделирована характерная экспериментальная конфигурация, предложены решения задачи проверки совместимости расширения Стандартной Модели с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов, произведено сопоставление соответствующих результатов и рассмотрен эффект от выбора статистической модели для систематической неопределённости. Исследование опубликовано в виде научной статьи «A new model test in high energy physics in frequentist and Bayesian statistical formalisms» при единоличном авторстве диссертанта [8].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, 6-ти глав и заключения. Общий объем диссертации 186 страниц, включая 155 рисунков и 23 таблицы. Библиография включает 123 наименования.

Проблема поиска лептокварков и условия первичного отбора объектов и событий

1.1. Модель лептокварков

Сходства между кварковыми и лептонными секторами в SM указывают на возможность существования в природе фундаментальных связывающих их симметрий. Среди теоретических моделей (расширений SM), предлагающих такие симметрии, присутствуют: GUT [15], ограниченная модель SU(5), mBRW [16; 17], модель SU(15) [18], модель Пати-Салама SU(4) [19], модель суперструн [20], композитная модель [21], модель техницвета [22; 23] и другие [24]. Лептокварки (LQ) являются следствием таких моделей и вводятся в качестве бозонов цветового триплета с дробным значением электрического заряда и ненулевыми значениями барионного и лептонного чисел одновременно [25]. LQ может быть как скалярным (спин 0), так и векторным (спин 1) бозоном и распадается напрямую в кварк-лептонную пару, где лептон (l) может быть либо заряженным, либо нейтральным. Вероятность распада на заряженный лептон обозначена литерой β , где $0 \leq \beta \leq 1$, а $\beta = 1.0$ соответствует исключительно заряженному распаду.

В соответствии с основной моделью анализа, mBRW [17], LQ обладают одновременно лептонным, барионным и дробным электрическим зарядами, и выступают посредниками кварк-лептонных переходов. В рамках mBRW накладываются дополнительные ограничения на свойства LQ, а именно: условие исключительно кирального характера взаимодействия и предположение о существовании трёх поколений LQ (первого, второго и третьего), взаимодействующих с SM лептонами и кварками (q) только соответствующих поколений. Последнее ограничение исключает возможность существования меняющих аромат

нейтральных токов (FCNC) [26], которые не обнаружены к настоящему моменту.

Сила взаимодействия между скалярным LQ и кварк-лептонной парой описывается единственной Юкавской константой, $\lambda_{LQ \rightarrow \ell q}$. Взаимодействия дополнительных магнитного и электрического квадрупольного момента векторного LQ определяются константами взаимодействия κ_G и λ_G [27; 28] соответственно. Такие константы для скалярных и векторных LQ, как и вероятности их распада на кварк и заряженный лептон, β , являются модельно зависимыми. Сечение рождения и постоянные взаимодействия для векторных LQ превышают аналогичные величины для скалярных LQ, тогда как акцептанс сопоставим для обоих видов LQ. В данной работе рассматривается относительно простой случай рождения скалярных LQ, обеспечивающий более консервативную оценку пределов на сечение такого рождения по сравнению с аналогичным рождением векторных LQ.

В pp столкновениях LQ могут рождаться одиночно и парно. Одиночное рождение LQ, происходящее на адронных коллайдерах совместно с лептоном, напрямую зависит от неизвестной $\lambda_{LQ \rightarrow \ell q}$. В противоположность этому, процесс парного рождения LQ полностью определяется постоянной сильного взаимодействия, α_s . Основными механизмами парного рождения LQ в pp взаимодействиях являются процессы глюонного синтеза и $q\bar{q}$ аннигиляции [29; 30], представленные на диаграммах Фейнмана на рисунке 1.1. В pp столкновениях с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ основной механизм парного рождения LQ с массой до ~ 1 ТэВ — глюонный синтез (рисунки с 1.1, *a* по 1.1, *g*); влияние механизма $q\bar{q}$ аннигиляции квантовой хромодинамики (QCD) (рисунок 1.1, *d*) возрастает с увеличением массы LQ [30]. Сечение парного рождения скалярных LQ зависит только от массы LQ, тогда как процесс парного рождения векторных LQ зависит ещё и от аномальных калибровочных модельно зависимых констант κ_G и λ_G [31]. Поскольку данная работа посвящена исключительно поиску скалярных LQ, далее по тексту в отсутствие специальной оговорки речь

идет о скалярных LQ.

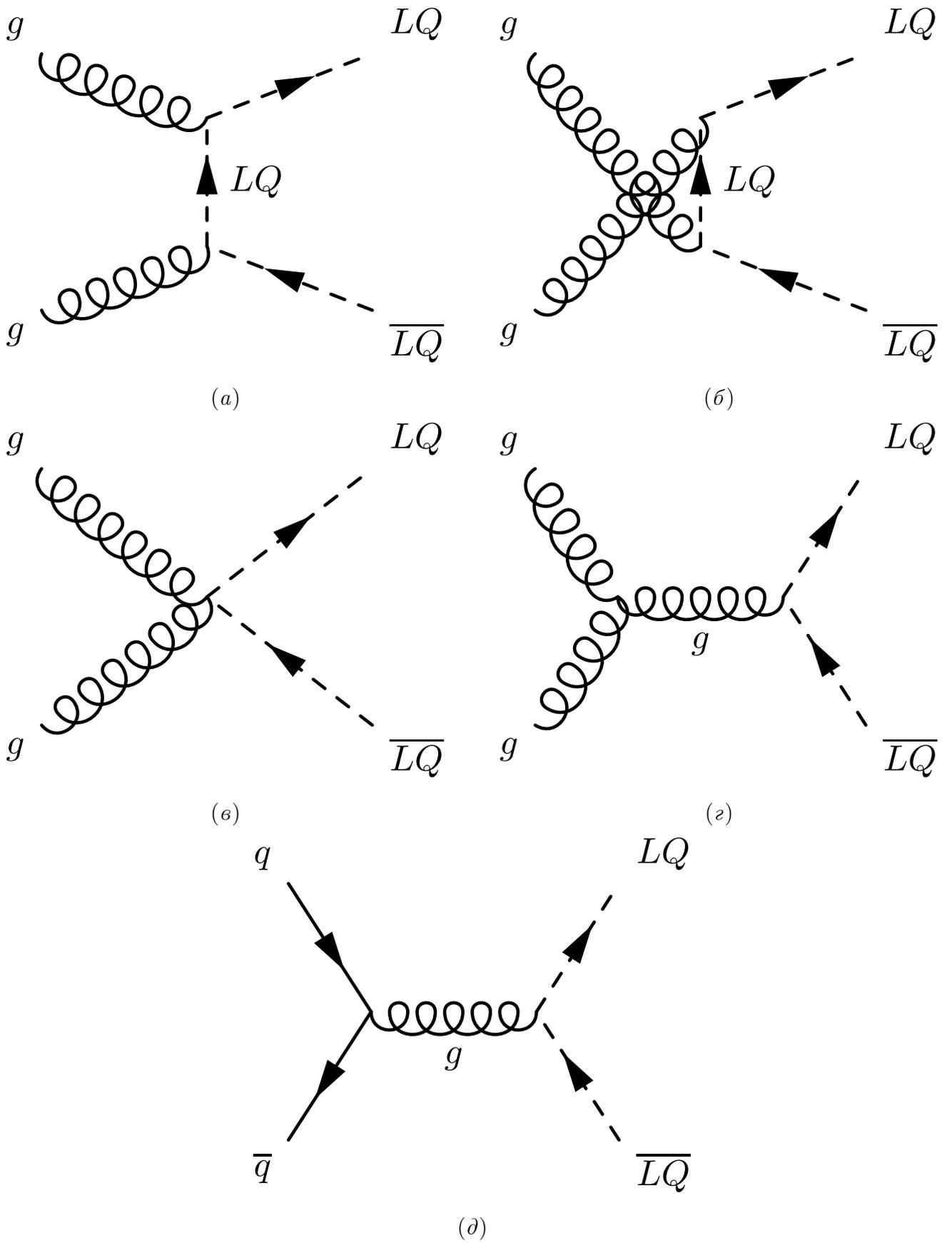


Рис. 1.1. Диаграммы Фейнмана парного рождения LQ лидирующего порядка.

Работы по поиску скалярных лептокварков проводились в экспериментах H1 [32] и ZEUS [33] на ускорителе HERA, в экспериментах OPAL [34] и DELPHI [35] на ускорителе LEP и в экспериментах D0 [36–39] и CDF [40–42] на ускорителе Tevatron.

Предшествующий поиск парно рождённых скалярных LQ в эксперименте ATLAS с использованием данных интегральной светимости 1.03 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ на уровне значимости (CL) 95% исключил возможность существования скалярного LQ первого поколения (LQ1) с массой менее 660 (607) ГэВ при $\beta = 1.0$ (0.5) [43], тогда как для скалярного LQ второго поколения (LQ2) — менее 685 (594) ГэВ при $\beta = 1.0$ (0.5) [44]. Аналогичная работа коллаборации CMS, использовавшая данные 5.0 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, на 95%-ом CL исключила возможность существования скалярного LQ1 с массой до 830 (640) ГэВ при $\beta = 1.0$ (0.5), а для LQ2 — до 840 (650) ГэВ при $\beta = 1.0$ (0.5) [45]. Анализы коллаборации CMS данных pp столкновений светимости 19.6 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ позволили усилить пределы на массу LQ1 до 1005 (845) ГэВ при $\beta = 1.0$ (0.5) и на массу LQ2 до 1070 (785) ГэВ при $\beta = 1.0$ (0.5); на момент окончания данной работы результаты опубликованы в препринтах [46] и [47]. Пределы на массу парно рождённых скалярных LQ третьего поколения (LQ3), распадающихся на $b\nu_\tau \bar{b}\bar{\nu}_\tau$, поставленные коллаборацией CMS после анализа данных светимости 19.7 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ составляют 700 ГэВ для $\beta = 0$ и 560 ГэВ с учётом всего диапазона значений β [48]. Парное рождение LQ3, распадающихся на $b\tau^+ \bar{b}\tau^-$, исключено коллаборацией CMS при анализе тех же данных для масс LQ3 менее 740 ГэВ при $\beta = 1.0$ [49] и коллаборацией ATLAS для масс менее 534 ГэВ при $\beta = 1.0$, используя данные pp столкновений светимости 4.7 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ [50]. Предел коллаборации CMS на массу парно рождённых LQ3, распадающихся на $t\tau^+ \bar{t}\tau^-$, при использовании данных интегральной светимости 19.7 фб^{-1} и при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ [48] составляет 685 ГэВ при $\beta = 1.0$.

После завершения и опубликования данной работы выпущены статьи коллаборации CMS по поиску парного рождения LQ1 и LQ2 [51] и одиночного

рождения LQ [52] в pp взаимодействиях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости данных 19.7 фб^{-1} . Опубликована и работа коллаборации ATLAS по поиску парного рождения LQ1 и LQ2 при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости данных 3.2 фб^{-1} [1].

Данная работа посвящена поиску парно рождённых скалярных LQ1, распадающихся на кварк, образующий струю (j) в результате адронизации, и заряженный лептон первого поколения. Поскольку в данной работе различие между электроном (мюоном) и позитроном (антимюоном) не имеет значения, то далее по тексту в отсутствие специальной оговорки электроном (мюоном) называется заряженный лептон первого (второго) поколения, e (μ). Таким образом, проведён поиск конечного состояния с двумя электронами и двумя струями, обозначаемого далее $eejj$, используя данные pp столкновений интегральной светимости 20.3 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, полученные экспериментом ATLAS [53] в 2012 году.

1.2. Детектор ATLAS

Эксперимент ATLAS [53] реализован многоцелевым детектором с цилиндрически симметричной геометрией, охватывающим телесный угол приблизительно 4π радиан. Детектор ATLAS изображён на рисунке 1.2, взятом из статьи [53]. ATLAS использует правую систему координат с началом в номинальной точке взаимодействия (IP) в центре детектора и с осью z вдоль направления сгустков. Ось x направлена от IP к центру кольца ЛНС, а ось y — вверх. Цилиндрические координаты (r, ϕ) используются в поперечной плоскости, где ϕ — азимутальный угол вокруг оси направления пучка. Псевдобыстрота определена через соответствующий полярный угол θ как $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$.

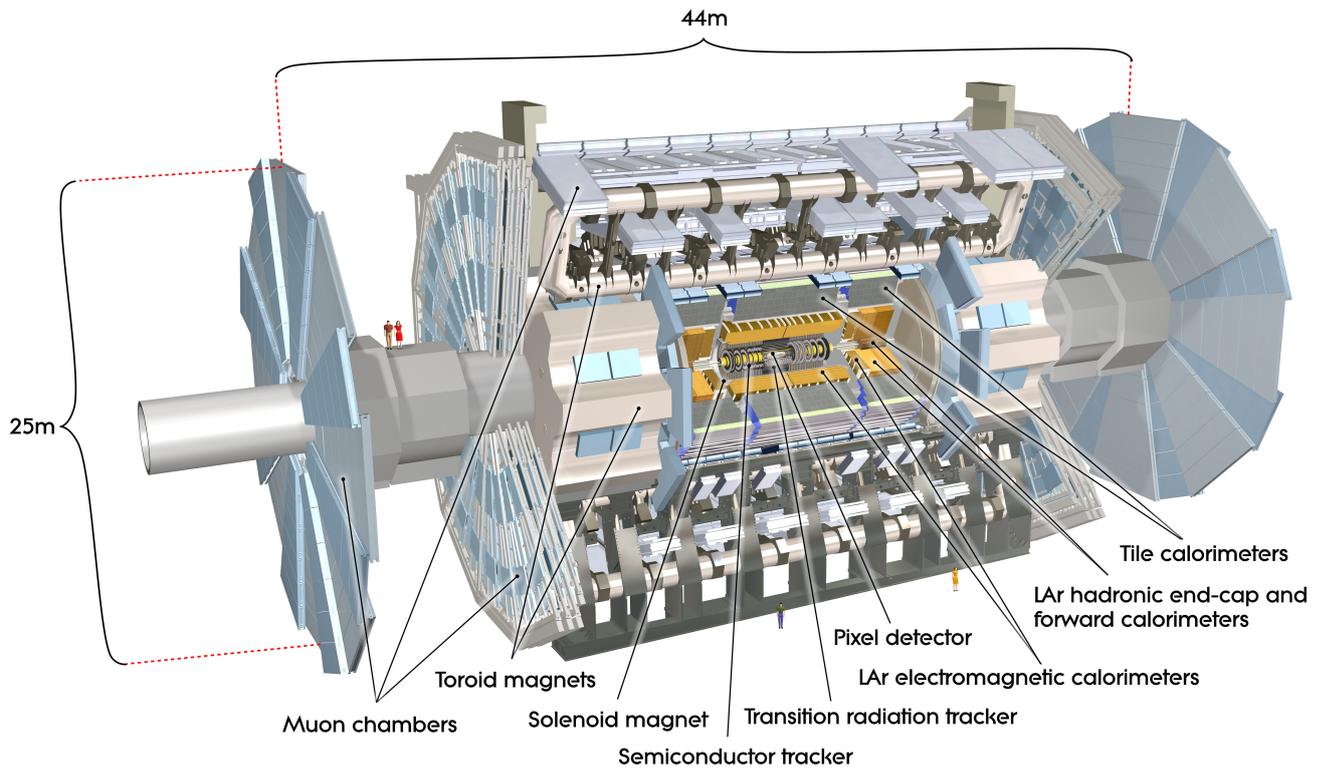


Рис. 1.2. Детектор ATLAS. Рисунок взят из статьи [53].

Три главных компонента детектора ATLAS — внутренний детектор (ID), калориметр и мюонный спектрометр. Треки заряженных частиц и вершины реконструируются трековой системой ID, включающего кремниевые пиксельный и микростриповый детекторы, покрывающие диапазон псевдобыстроты

$|\eta| < 2.5$, и трекер переходного излучения (TRT), охватывающий $|\eta| < 2.0$. ID помещён в однородное магнитное поле 2 Т, создаваемое соленоидом. Энергии электрона, фотона, струи и τ -лептона измеряются набором калориметров. Система калориметров детектора ATLAS покрывает диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 4.9$. В области $|\eta| < 3.2$ электромагнитная калориметрия обеспечивается центральной и торцевой частями свинцового/жидкоаргонного (LAr) калориметра высокой гранулярности, снабжённого дополнительным тонким предварительным LAr детектором с охватом $|\eta| < 1.8$ с целью поправки на энергетические потери в материале, предшествующем калориметрам. Адронная калориметрия осуществляется детектором, представленным ячейками из стали и сцинтиллятора и разделённым на три центральные части в области $|\eta| < 1.7$, а также торцевыми медным и LAr детекторами. Передняя область ($3.1 < |\eta| < 4.9$) снабжена LAr калориметром с медным (электромагнитным) и вольфрамовым (адронным) поглотителями. Окружающий калориметры мюонный спектрометр (MS) с воздушными тороидами — это система прецизионных трековых камер, покрывающих область $|\eta| < 2.7$, и детекторов с возможностями триггера в области $|\eta| < 2.4$, обеспечивающих точные идентификацию мюона и измерение его импульса.

Триггерная система ATLAS отбора событий представлена тремя уровнями [54; 55]. Триггер первого уровня реализован на аппаратными средствами, а два следующих уровня триггера — программными.

1.3. Данные и образцы Монте-Карло

В настоящей работе использованы данные pp столкновений, полученные экспериментом ATLAS (далее по тексту — данные) при $\sqrt{s} = 8$ TeV в 2012 году, характеризующиеся интегральной светимостью 20.3 фб^{-1} .

Основные фоновые процессы для $eejj$ сигнатуры LQ: рождение Z -бозона или процесс Дрелла-Яна (DY) (далее коллективно Z/γ^*) с образованием электронной пары в сопровождении струй, рождение $t\bar{t}$, где среди продуктов распада и t , и \bar{t} присутствует электрон, рождение пары векторных бозонов, среди продуктов распада которой присутствуют два электрона, ассоциированное рождение t -кварка и W -бозона (Wt -канал) с последующим распадом каждого из них в электронном канале и рождение Z -бозона с последующим распадом в τ -канале, $Z \rightarrow \tau\tau$, в сопровождении струй. Перечисленные фоновые процессы, как и сигнальные, оценены с помощью образцов, смоделированных методами Монте-Карло (MC) с применением инфраструктуры симуляции ATLAS [56]. При моделировании образцов в каждом индивидуальном случае использовался MC генератор, рекомендованный коллаборацией ATLAS в качестве оптимального для моделирования соответствующего процесса. Кроме того, имеют место события, в которых по меньшей мере одна подлинная струя ошибочно идентифицирована как электрон — фон ложных электронов. Вклад таких событий оценён описанным в разделе 2.4 управляемым данными методом, привлекающим MC оценки вкладов процессов рождения W -бозона ($\rightarrow e\nu_e$) и одиночного t -кварка в s -канале и t -канале. Процедуры и результаты оценок вкладов фоновых и сигнальных процессов в данной работе описаны в главе 2.

Сигнальные события парного рождения LQ1 с последующим распадом на $e^+e^-q\bar{q}$, сопровождаемым немедленной адронизацией кварков и образованием струй, для каждого значения массы LQ1, m_{LQ1} , в диапазоне 300-1300 ГэВ с шагом 50 ГэВ смоделированы с помощью MC генератора PYTHIA 8.160 [57] с применением настроек сопровождающих событий (UE) ATLAS AU2 [58] и при ис-

пользовании набора функций распределения партонов (PDF) CTEQ6L1 [59; 60]. При моделировании значение постоянной $\lambda_{LQ \rightarrow \ell q}$, определяющей время жизни LQ и его ширину [61], выбрано равным $\sqrt{0.01 \times 4\pi\alpha}$, где α — постоянная тонкой структуры. Такое значение обеспечивает полную ширину LQ менее 100 МэВ, что меньше разрешения детектора. Для рассматриваемых в данной работе масс LQ это значение $\lambda_{LQ \rightarrow \ell q}$ также обуславливает пренебрежимо малое время жизни LQ.

Согласно положениям mBRW, обозначенным в разделе 1.1, сечение парного рождения LQ является независимым от $\lambda_{LQ \rightarrow \ell q}$ и от поколения LQ. Значения сечений сигнальных процессов известны в следующем за лидирующим порядке (NLO) [29] и составляют 23.5 фб при $m_{LQ} = 600$ ГэВ и 0.40 фб при $m_{LQ} = 1$ ТэВ. Значения сечений парного рождения LQ в LO и NLO, а также соответствующие им систематические неопределённости для всех рассматривавшихся значений m_{LQ} , полученные специалистами по анализу LQ3 согласно работе [29], приведены в таблице 1.1. Обсуждению систематических неопределённостей посвящён раздел 4.6.

Таблица 1.1. Сечения парного рождения LQ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и систематические неопределённости. Таблица получена специалистами по анализу поиска LQ3.

В пикобарнах

m_{LQ} , ГэВ	LO сеч.	NLO сеч.	$\delta(\text{PDF})$	NLO сеч. ($\mu = m_{LQ}/2$)	NLO сеч. ($\mu = m_{LQ} \times 2$)
300	1.17	1.89	0.215	2.13	1.63
350	0.465	0.769	0.103	0.865	0.663
400	0.203	0.342	0.0520	0.385	0.295
450	0.0951	0.163	0.0278	0.183	0.140
500	0.0470	0.0820	0.0155	0.0921	0.0704
550	0.0243	0.0431	0.00893	0.0485	0.0370
600	0.0130	0.0235	0.00530	0.0264	0.0201

Продолжение таблицы 1.1.

В пикобарнах

m_{LQ} , ГэВ	LO сеч.	NLO сеч.	$\delta(\text{PDF})$	NLO сеч. ($\mu = m_{LQ}/2$)	NLO сеч. ($\mu = m_{LQ} \times 2$)
650	0.00718	0.0132	0.00322	0.0149	0.0113
700	0.00406	0.00761	0.00200	0.00858	0.00649
750	0.00234	0.00448	0.00126	0.00506	0.00381
800	0.00138	0.00269	0.810E-03	0.00304	0.00228
850	0.821E-03	0.00164	0.527E-03	0.00186	0.00139
900	0.495E-03	0.00101	0.347E-03	0.00115	0.856E-03
950	0.303E-03	0.634E-03	0.231E-03	0.723E-03	0.535E-03
1000	0.186E-03	0.401E-03	0.155E-03	0.458E-03	0.337E-03
1050	0.116E-03	0.256E-03	0.105E-03	0.293E-03	0.215E-03
1100	0.723E-04	0.165E-03	0.718E-04	0.189E-03	0.138E-03
1150	0.454E-04	0.107E-03	0.492E-04	0.123E-03	0.889E-04
1200	0.287E-04	0.696E-04	0.339E-04	0.804E-04	0.577E-04
1250	0.182E-04	0.456E-04	0.235E-04	0.528E-04	0.377E-04
1300	0.115E-04	0.300E-04	0.164E-04	0.349E-04	0.247E-04

Образцы MC процессов $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и $Z \rightarrow \tau\tau$ в сопровождении струй смоделированы с помощью генератора SHERPA 1.4.1 [62]. В частности, образцы процесса DY получены с учётом массивности c - и b - кварков, в отличие от общепринятого безмассового подхода. Рассматривались альтернативные образцы процессов $Z/\gamma^* \rightarrow ee$, полученные с помощью генератора ALPGEN 2.1 [63] с интерфейсом JIMMY 4.31 [64], и использовались для проверки надёжности MC моделирования данных событий.

Образец процесса $t\bar{t}$ смоделирован с помощью POWHEG [65; 66] с интерфейсом PYTHIA 6. Рассматривался альтернативный набор $t\bar{t}$ образцов для оценки точности MC моделирования этого фона, полученный при использовании

генератора SHERPA 1.4.1.

Образцы процессов рождения WW , WZ и ZZ и их последующего распада смоделированы генератором HERWIG 6.52 [67] с UE настройками AUET2 [68]. MC события с рождением одиночного t -кварка в Wt - и s -каналах получены с генератором MC@NLO 4.01 [69; 70] с UE настройками AUET2, тогда как в t -канале — с AcerMC 3.8 [71] с интерфейсом PYTHIA 8 и UE настройками AUET2B [72]. Адронизация и партонные ливни для перечисленных образцов, полученных генератором MC@NLO, моделировались с применением HERWIG 6.52 совместно с JIMMY 4.31 [64]. Образцы процесса рождения W -бозона в сопровождении струй построены генератором ALPGEN 2.14 с интерфейсом JIMMY 4.31 с UE настройками AUET2.

Выбор комплекта PDF при моделировании образца MC оптимизирован для использовавшегося MC генератора: в случае AcerMC, PYTHIA, HERWIG и ALPGEN применялся CTEQ6L1, тогда как для случая SHERPA и MC@NLO — CT10 [73].

Для всех образцов MC отклик детектора ATLAS смоделирован [56] с помощью GEANT4 [74], что именуется полной симуляцией. Исключение составляют образцы процесса DY и сигнала LQ с массой от 300 ГэВ до 550 ГэВ включительно, для которых применена процедура быстрой симуляции отклика детектора методом ATLFAST-II [75], отличающейся от полной симуляции параметрической аппроксимацией отклика калориметра, позволяющей ускорить процесс моделирования образцов. Эффект выбора между полной и быстрой процедурами симуляции для образцов DY для основных кинематических распределений рассматривается в разделе 2.2.

В данной работе использованы теоретические оценки и неопределённости сечений следующих SM процессов: рождение пар бозонов W^+W^- , WZ , ZZ в NLO в QCD [76; 77]; одиночное рождение t -кварка в s -канале [78], в t -канале [79] и рождение совместно с W -бозоном [80] — в следующем за лидирующим порядке порядке с поправками второго после лидирующего логарифма повторного сум-

мирования (NLO+NNLL); совместное со струями рождение W -бозона, распадающегося в e -канале, и рождение $Z \rightarrow \tau\tau$ [81] — во втором после лидирующего порядке (NNLO). Для процесса рождения $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ в сопровождении струй и процесса $t\bar{t}$ использованы сечения в NNLO и NLO соответственно. Вклады таких процессов преобладают в общей композиции фона и уточняются с помощью соответствующих контрольных областей (CR), определённых в разделе 3.2. Значения сечений фоновых процессов работы приведены в таблице 2.1 раздела 2.1. В таблице 2.3 раздела 2.4 приведены сечения SM процессов, рассматривавшихся исключительно в рамках управляемого данными метода оценки фона ложных лептонов.

1.4. Условия первичного отбора объектов

Электроны отобраны с помощью условий на форму кластера в калориметре (форма ливня), а также требований к треку и совместимости кластера и трека. Кластер электрона должен удовлетворять требованию на поперечную энергию $E_T > 30$ ГэВ и $|\eta| < 2.47$. Исключены из рассмотрения электроны с кластерами в промежуточной области, между центральной и торцевой частями калориметра, $1.37 < |\eta| < 1.52$. Рассматривались только электроны, реконструированные либо алгоритмом, основанном на кластере, либо комбинированным алгоритмом, основанном на кластере и треке, с целью удовлетворить критерию качества объекта в калориметре. Требования на поперечный (d_0) и продольный (z_0) прицельные параметры в ближайшей к первичной вершине (PV) точке на треке электрона относительно положения PV определены как $|d_0| < 1$ мм и $|z_0| < 5$ мм. Система требований идентификации «loose», подобная изложенным в [82], исключая требование ассоциации с треком, использована в качестве минимальной для идентификации электрона. При калибровке электронов учтены энергетические потери в материале, предшествующем калориметру, и использована шкала Z -бозона [83]. Энергетическая шкала и энергетическое разрешение электронов подвергнуты поправкам для улучшения согласия между MC образцами и данными.

Струи реконструированы из кластеров энергии, обнаруженных в калориметре с помощью алгоритма AntikT4 [84] с параметром радиуса $R = 0.4$ [85]. Калибровка струй произведена при использовании электромагнитной (EM) шкалы посредством факторов, зависящих от энергии и псевдобыстроты, с последующими дополнительными поправками, основанными на балансе абсолютного значения поперечного импульса (p_T) струи и объекта, реконструируемого с высокой точностью (метод «in-situ»). Энергетическая шкала струи (JES) подвергнута поправкам для улучшения согласия MC образцов и данных. Величина энергетического разрешения струи (JER) согласуется между MC образцами и данными.

ми с учётом неопределённостей, поэтому необходимость в поправке отсутствует. Процедуры энергетической калибровки струи и оценки соответствующих систематических неопределённостей описаны в статье [86]. В данной работе к рассмотрению приняты струи с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| < 2.8$. Исключены струи, попадающие в область $\Delta R < 0.4$ с отобранными ранее лептонам. Дополнительные условия качества объекта уровня «looser», имеющие эффективность выше 99.8 %, применены для устранения ложных сигналов, связанных с детекторными эффектами [87].

Мюоны в данной работе отбирались исключительно в целях построения $t\bar{t}$ CR, описанной в разделе 3.2. Треки мюонов реконструированы независимо в ID и MS с последующей аппроксимацией, привлекающей измерения в обеих системах [88]. Для повышения качества реконструкции трека применены требования на число хитов в каждом компоненте ID. Помимо этого, применены дополнительные критерии для поперечного и продольного параметров $|d_0| < 0.2$ мм и $|z_0| < 1.0$ мм с целью подавления фона событий из космических лучей, совпадающих с событиями pp столкновений. Рассматривались мюоны с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| < 2.47$. Применено условие относительной изоляции $p_T^{\Delta R < 0.2} / p_T < 0.2$, где $p_T^{\Delta R < 0.2}$ — сумма поперечных импульсов всех треков с $p_T > 1$ ГэВ, включая трек мюона, внутри конуса $\Delta R = 0.2$ вокруг трека мюона. Внутреннее пространственное разрешение и известные эффекты неточного выравнивание камер включены в MS симуляцию, согласно описанному в статье [88].

1.5. Условия первичного отбора событий

Для отобранных событий в данных требовалось пребывание всех значимых компонент детектора ATLAS в рабочем состоянии. Критерий триггера состоял в наличии по меньшей мере двух сигнатур электронов в калориметрах, кластеров, без требования ассоциации с треком, при поперечном импульсе лидирующего, с наибольшим p_T , кластера не менее 35 ГэВ, а сублидирующего, второго по величине p_T — не менее 25 ГэВ. Такой критерий не накладывал каких-либо условий на изоляцию объектов, позволяя производить оценку фона ложных лептонов, как описано в разделе 2.4. Эффективность триггера достигает 98 % при поперечном импульсе (суб)лидирующего электрона не менее 40 (30) ГэВ [89; 90].

При каждом пересечении протонных сгустков возможны множественные столкновения протонов, обуславливающие появление множества первичных вершин, называемые событиями загрузки («pile-up»). Первичная вершина в событии, из которой, согласно требованию, должны происходить лептоны, определена как реконструированная вершина с наибольшей суммой квадратов поперечных импульсов ассоциированных с ней треков. События отбирались в случае наличия в них первичной вершины и не менее трёх связанных с ней треков, характеризующихся поперечным импульсом $p_T > 0.4$ ГэВ.

Первично отобранные события в канале $eejj$ содержат строго два электрона с $p_T > 40$ (30) ГэВ лидирующего (сублидирующего) лептона, ассоциированные с триггерными объектами, и не менее двух струй, удовлетворяющих всем условиям отбора объектов, описанных в разделе 1.4, из которых две с наибольшими p_T затем рассматривались. Асимметричность в отборе лидирующего и сублидирующего электрона по p_T обусловлена характеристиками использованного триггера события [7].

Для двух электронов на уровне отбора событий применены дополнительные условия идентификации уровня «medium», имеющие среднюю эффективность

ность 85 % [82], и асимметричное условие изоляции посредством требования на величину $E_T^{\Delta R < 0.2}$, являющуюся поперечной энергией, измеренной в калориметре внутри конуса радиусом $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} = 0.2$ вокруг направления электрона. Величина $E_T^{\Delta R < 0.2}$ поправлена на эффект утечки, связанный с энергией, выделенной электроном вне кластера, и эффекты накопления, обусловленные остаточным сигналом от других электронов и характеризуемые средним числом pp взаимодействий за пересечение сгустков. Таким образом, условие отбора для лидирующего электрона определено как $E_T^{\Delta R < 0.2} < 0.007 \times E_T + 5$ ГэВ, тогда как для сублидирующего — $E_T^{\Delta R < 0.2} < 0.022 \times E_T + 6$ ГэВ; условия оптимизированы в работе [90]. Данные дополнительные условия идентификации и изоляции инвертировались в процессе оценки фона ложных лептонов, согласно описанному в разделе 2.4. Для устранения различий энергетического разрешения и калибровки электронов в образцах МС и данных к электронам в событиях МС применены соответствующие поправки, как указано в работе [83].

События, смоделированные методами МС, подверглись поправкам с целью улучшения описания данных — в частности, весовой фактор применялся к каждому МС событию для согласования распределения по среднему числу PV (эффект загрузки) с данными. Весовой фактор введён и для повышения точности моделирования положения PV. Аналогичные факторы, зависящие от кинематических характеристик лептона, применены в событиях МС для устранения разницы с данными в эффективностях триггера, реконструкции, изоляции и идентификации лептонов и описаны в работе [83] для электронов и в работе [88] для мюонов. Энергия и импульс отобранных физических объектов скорректированы для согласования энергетического разрешения и шкалы, измеренных с помощью данных, как описано в работе [83] для электронов, в работе [86] для струй и в работе [88] для мюонов.

Описанный в текущем разделе первичный отбор событий применялся по умолчанию. Исключение составляют случаи, в которых отдельные условия первичного отбора менялись: процедура оценки фона ложных лептонов и $t\bar{t}$ CR.

Глава 2

Оценка вклада фоновых и сигнальных процессов

2.1. Оценка вкладов процессов с помощью образцов

Монте-Карло

Главными фоновыми процессами при поиске LQ1 являлись ассоциированное со струями рождение Z/γ^* с последующим образованием пары электронов и процесс рождения пары $t\bar{t}$, где оба кварка распадаются в электронном канале. Вклад таких процессов оценён с помощью МС образцов. Для проверки качества МС моделирования, оценки нормировки (сечения) и подавления систематических неопределённостей в оценках вкладов таких процессов построены соответствующие CR, согласно изложенному в главе 3.2. Нормировочные параметры для образцов процессов Z/γ^* и $t\bar{t}$ введены в статистический анализ (SA), процедура которого описана в главах 5 и 6. Дополнительный вклад дали SM процессы, ведущие к образованию пары электронов в сопровождении струй: рождение пары векторных бозонов, рождение одиночного t -кварка (Wt -канал) и $Z \rightarrow \tau\tau$. Образцы таких фоновых и всех сигнальных процессов, смоделированных при использовании методов МС, согласно разделу 1.3, перечислены в таблице 2.1, где эффективная светимость, L_{eff} , исчислена согласно уравнению (2.1).

$$L_{\text{eff}} = \frac{N_{\text{МС}}}{\sigma \times \text{BR} \times \epsilon_{\text{filter}}}, \quad (2.1)$$

где $N_{\text{МС}}$ обозначает число смоделированных событий в образце МС, σ — величину сечения соответствующего процесса рождения, BR — вероятность распада и ϵ_{filter} — эффективность фильтра МС генератора.

Таблица 2.1. Образцы МС, использованные для оценки вклада фоновых и сигнальных процессов.

Образец	$\sigma \times \text{BR} \times \epsilon_{\text{filter}}$, пб	L_{eff} , фб ⁻¹
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (60-120 ГэВ)	1.241×10^3	6.006×10^7
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (120-180 ГэВ)	9.958	4.323
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (180-250 ГэВ)	1.596	2.532×10
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (250-400 ГэВ)	5.714×10^{-1}	6.724×10
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (400-600 ГэВ)	9.523×10^{-2}	3.769×10^2
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (600-800 ГэВ)	1.651×10^{-2}	2.081×10^3
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (800-1000 ГэВ)	4.306×10^{-3}	7.808×10^3
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (1000-1250 ГэВ)	1.531×10^{-3}	2.132×10^4
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (1250-1500 ГэВ)	4.483×10^{-4}	7.172×10^4
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (1500-1750 ГэВ)	1.481×10^{-4}	2.141×10^5
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (1750-2000 ГэВ)	5.330×10^{-5}	5.826×10^5
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (2000-2500 ГэВ)	2.048×10^{-5}	1.518×10^6
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (2250-2500 ГэВ)	8.126×10^{-6}	3.791×10^6
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (2500-2750 ГэВ)	3.356×10^{-6}	9.164×10^6
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (2750-3000 ГэВ)	1.396×10^{-6}	2.194×10^7
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (3000 ГэВ)	1.013×10^{-6}	3.043×10^7
$t\bar{t} \rightarrow lX$	1.373×10^2	7.249×10^2
$WW \rightarrow lX$	2.090×10	1.191×10^2
$ZZ \rightarrow lX$	1.538	1.584×10^2
$WZ \rightarrow lX$	6.970	1.429×10^2
Одиночный t -кварк (Wt -канал)	2.237×10	8.386×10
$Z \rightarrow \tau\tau$	1.241×10^3	2.560×10^7
$LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow eejj$ (300 ГэВ)	1.890	5.260
$LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow eejj$ (350 ГэВ)	7.690×10^{-1}	1.295×10
$LQ\bar{L}\bar{Q} \rightarrow eejj$ (400 ГэВ)	3.420×10^{-1}	2.929×10

Продолжение таблицы 2.1.

Образец	$\sigma \times \text{BR}$, пб	L_{eff} , fb^{-1}
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (450 ГэВ)	1.630×10^{-1}	6.199×10
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (500 ГэВ)	8.200×10^{-2}	1.222×10^2
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (550 ГэВ)	4.310×10^{-2}	2.315×10^2
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (600 ГэВ)	2.350×10^{-2}	2.125×10^2
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (650 ГэВ)	1.320×10^{-2}	3.769×10^2
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (700 ГэВ)	7.610×10^{-3}	6.606×10^2
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (750 ГэВ)	4.480×10^{-3}	1.110×10^3
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (800 ГэВ)	2.690×10^{-3}	1.872×10^3
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (850 ГэВ)	1.640×10^{-3}	3.030×10^3
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (900 ГэВ)	1.010×10^{-3}	4.878×10^3
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (950 ГэВ)	6.340×10^{-4}	7.821×10^3
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1000 ГэВ)	4.010×10^{-4}	1.243×10^4
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1050 ГэВ)	2.560×10^{-4}	1.936×10^4
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1100 ГэВ)	1.650×10^{-4}	3.005×10^4
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1150 ГэВ)	1.070×10^{-4}	4.585×10^4
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1200 ГэВ)	6.960×10^{-5}	7.110×10^4
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1250 ГэВ)	4.560×10^{-5}	1.095×10^5
$LQ \bar{L} \bar{Q} \rightarrow eejj$ (1300 ГэВ)	3.000×10^{-5}	1.649×10^5

Полный образец процесса Z/γ^* смоделирован перечисленными в таблице 2.1 срезами по величине инвариантной массы пары лептонов, $m_{\ell\ell}$, в диапазоне от 60 ГэВ до 5 ТэВ. Срезы образца с $m_{\ell\ell}$ более 120 ГэВ получены методом быстрой симуляции. Два среза, с $800 \text{ ГэВ} < m_{\ell\ell} < 1000 \text{ ГэВ}$ и $2750 \text{ ГэВ} < m_{\ell\ell} < 3000 \text{ ГэВ}$ проверены с помощью пары дубликатов, полученных методом полной симуляции, что описано в разделе 2.2.

Образцы процессов рождения пары $t\bar{t}$, пары векторных бозонов и одиночного рождения t -кварка в Wt -канале подвергнуты дополнительному отбору па-

ры истинных лептонов на уровне генератора для устранения повторной оценки вклада от топологий фона ложных лептонов, оцениваемого описанным в разделе 2.4 управляемым данными методом. Образец процесса $t\bar{t}$ подвергнут дополнительной коррекции спектра p_T системы $t\bar{t}$, описанной в разделе 2.3.

2.2. Моделирование образца процесса Z/γ^* с

использованием полной и быстрой симуляций

Два дублирующих среза образца процесса Z/γ^* , 800-1000 ГэВ и 2750-3000 ГэВ, описанного в таблице 2.1, получены с помощью метода полной симуляции для проверки качества моделирования МС образца использованным по умолчанию методом быстрой симуляции. Основные срезы характеризуются статистической обеспеченностью 10^5 МС событий, тогда как их аналоги, полученные методом полной симуляции, содержат 10^4 МС событий.

Таблица 2.2 отражает эффективности этапов первичного отбора, описанного в главе 1, для образцов, полученных методами полной и быстрой симуляции, и демонстрирует согласие оценок, получаемых при использовании обоих методов, с учётом статистической неопределённости.

Таблица 2.2. Эффективность этапов первичного отбора для МС образцов процесса Z/γ^* , полученных методами быстрой (б.с.) и полной (п.с.) симуляции.

	В числах событий			
	б.с. (800- -1000 ГэВ)	п.с. (800- -1000 ГэВ)	б.с. (2750- -3000 ГэВ)	п.с. (2750- -3000 ГэВ)
До отбора	100000	10000	100000	9998
Отбор качества события	87447	8669	94190	9415
Отбор электронов	68177	6724	75198	7495
Полный первичный отбор	12972	1303	14553	1388

Сравнение распределений основных кинематических переменных данной работы, из которых m_{LQ}^{\min} и S_T определены в разделе 3.1, для случаев использования полной и быстрой симуляций проиллюстрировано рисунками с 2.1 по 2.14. Наиболее существенными следствиями данного сопоставления являются

ся, в первую очередь, качественная совместимость спектров, демонстрируемая рисунками, и количественная совместимость ожидаемого числа событий, следующая из таблицы 2.2. С учётом статистической неопределённости спектры согласуются, а существующие различия объясняются уровнем статистической обеспеченности образца полной симуляции, ведущем к негладкости спектров и флуктуациям между бинами. Различия моделирования отклика калориметра на прохождение струи при использовании методов полной и быстрой симуляции учтены в качестве одного из обсуждаемых в разделе 4.2 экспериментальных источников систематических неопределённостей, связанных со струями.

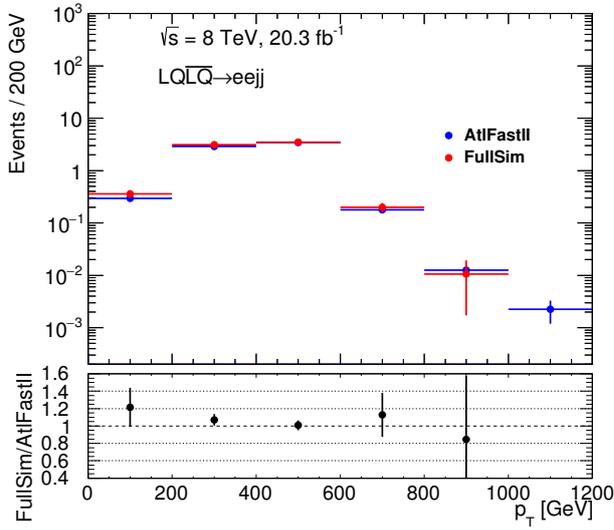


Рис. 2.1. p_T лидирующего электрона. Срез 800-1000 ГэВ.

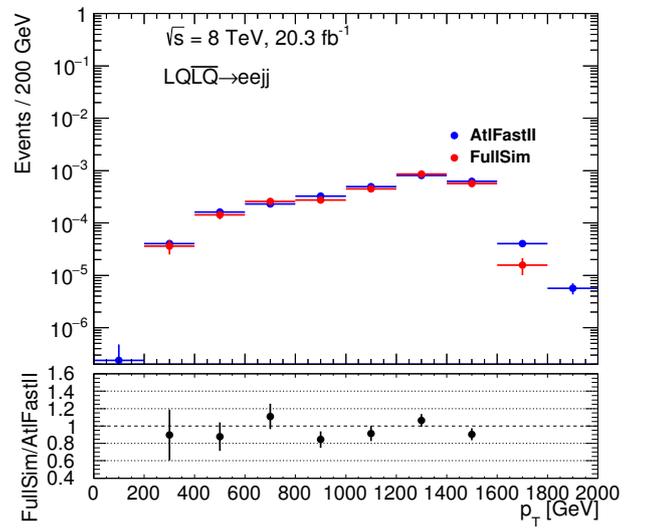


Рис. 2.2. p_T лидирующего электрона. Срез 2750-3000 ГэВ.

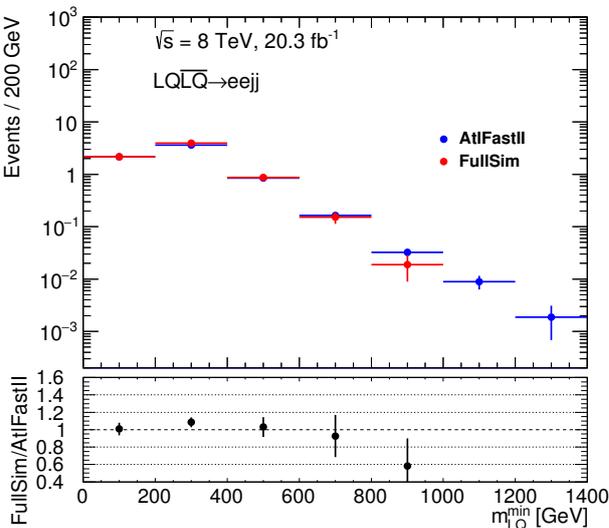


Рис. 2.3. m_{LQ}^{\min} . Срез 800-1000 ГэВ.

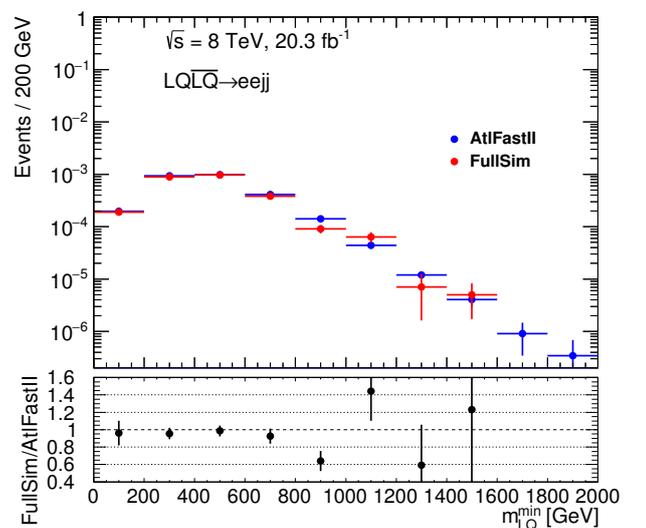


Рис. 2.4. m_{LQ}^{\min} . Срез 2750-3000 ГэВ.

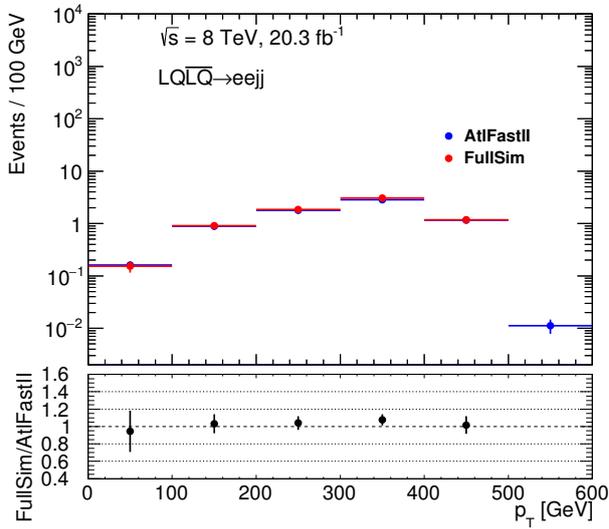


Рис. 2.5. p_T сублидирующего электрона. Срез 800-1000 ГэВ.

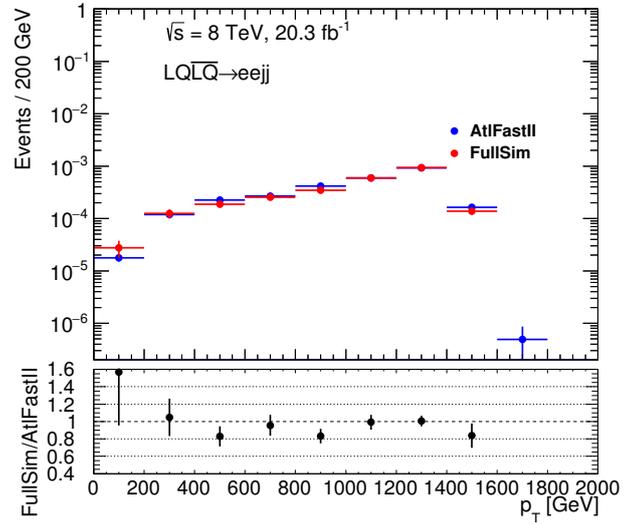


Рис. 2.6. p_T сублидирующего электрона. Срез 2750-3000 ГэВ.

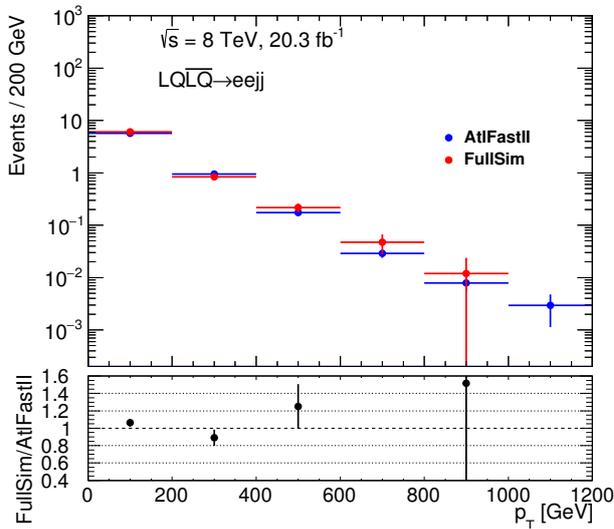


Рис. 2.7. p_T лидирующей струи. Срез 800-1000 ГэВ.

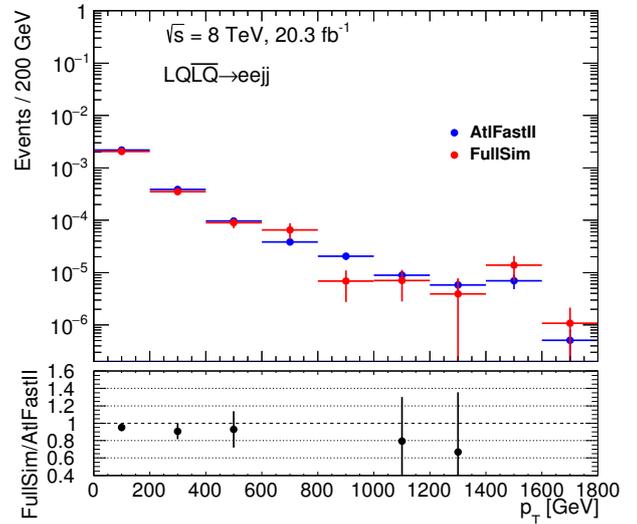


Рис. 2.8. p_T лидирующей струи. Срез 2750-3000 ГэВ.

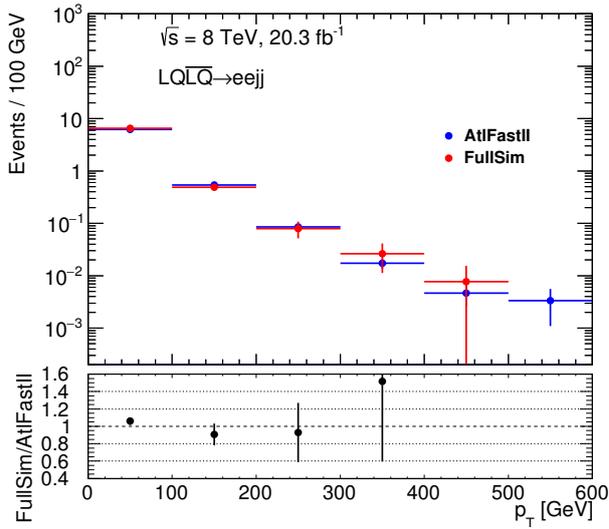


Рис. 2.9. p_T сублидирующей струи. Срез 800-1000 ГэВ.

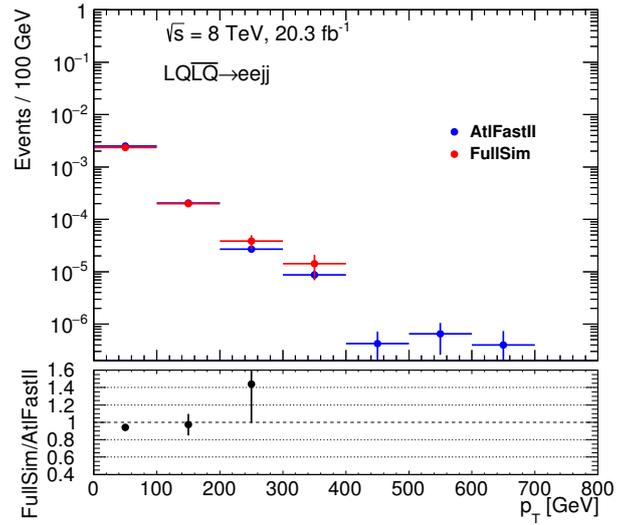


Рис. 2.10. p_T сублидирующей струи. Срез 2750-3000 ГэВ.

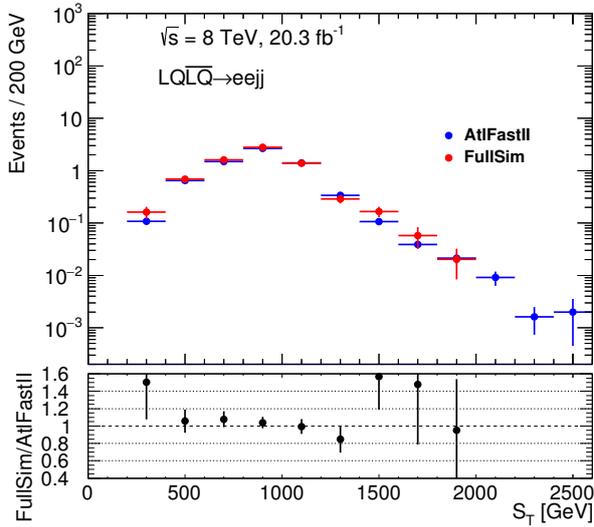


Рис. 2.11. S_T . Срез 800-1000 ГэВ.

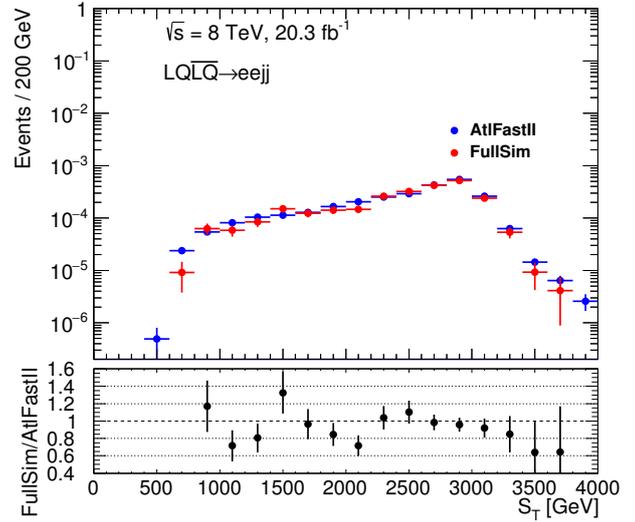


Рис. 2.12. S_T . Срез 2750-3000 ГэВ.

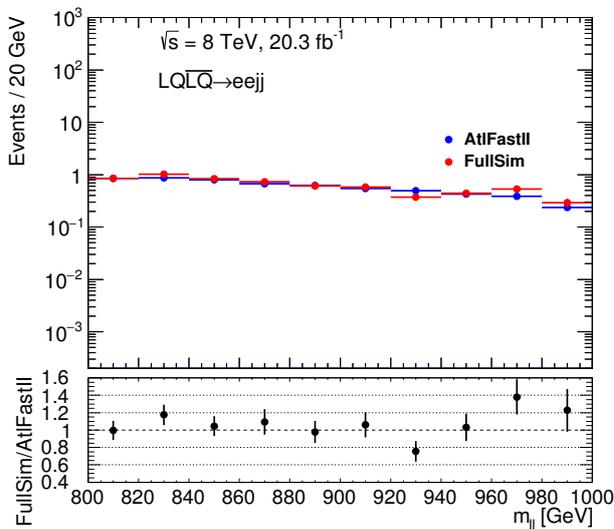


Рис. 2.13. $m_{\ell\ell}$. Срез 800-1000 ГэВ.

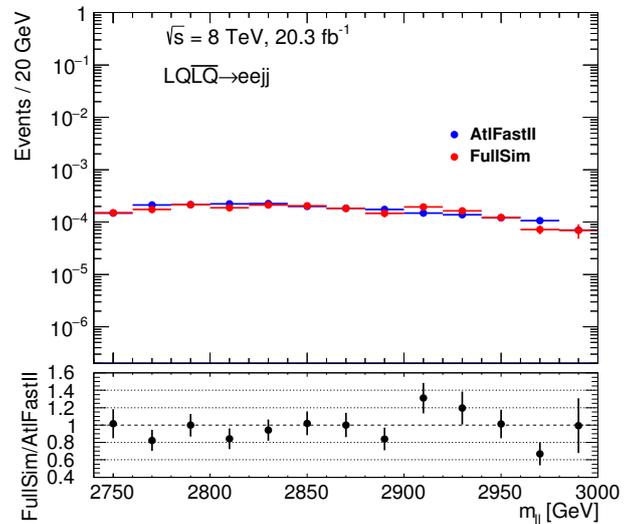
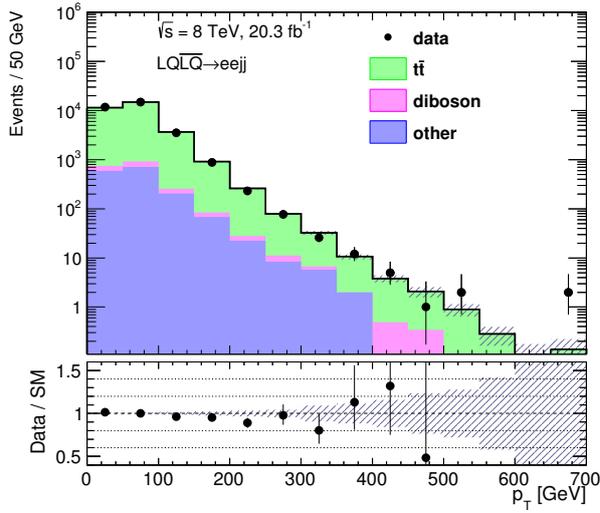
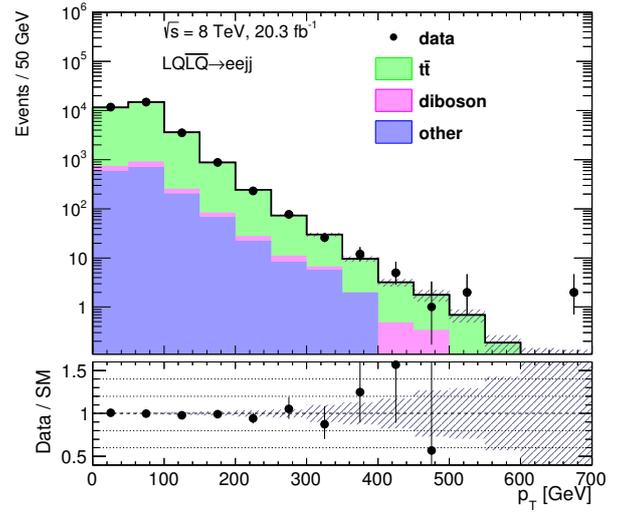
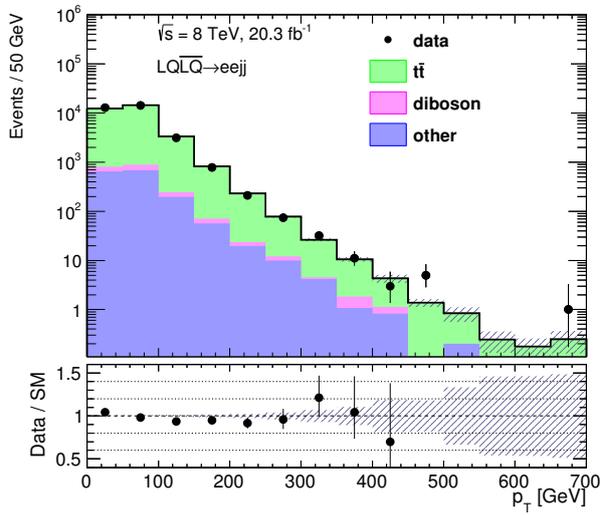
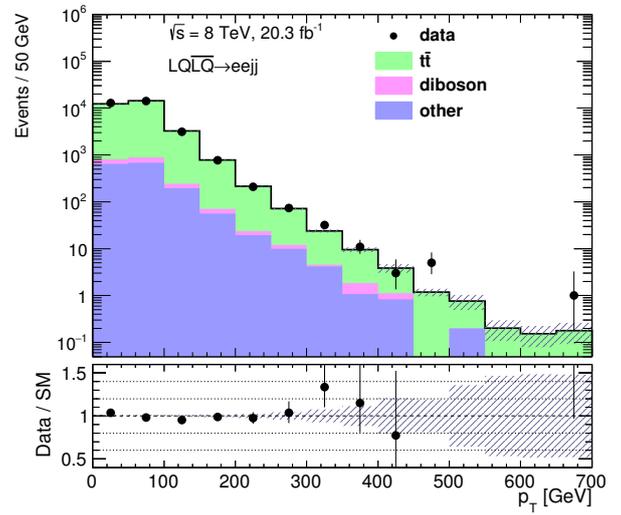
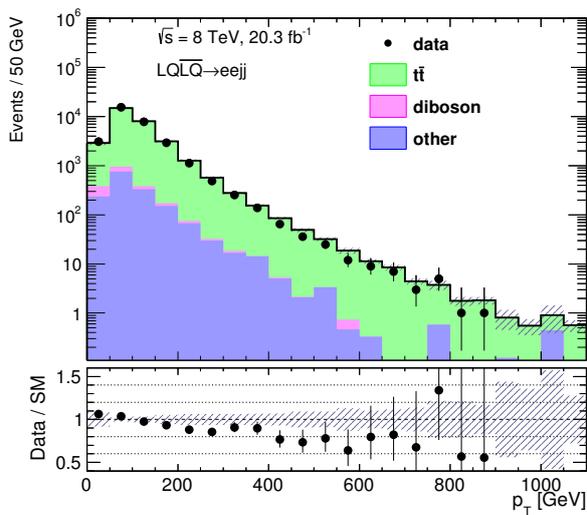
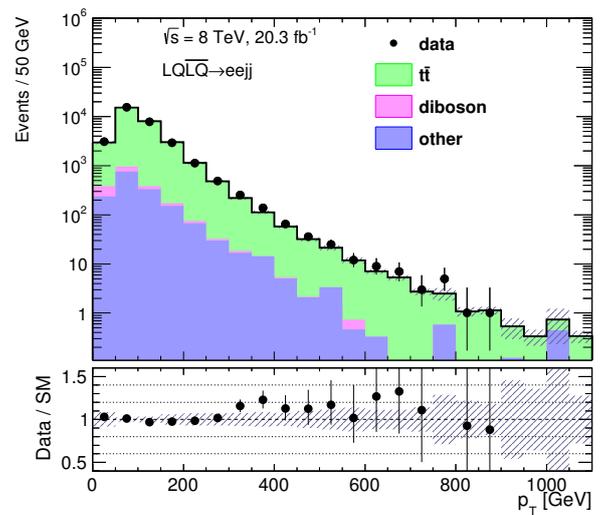
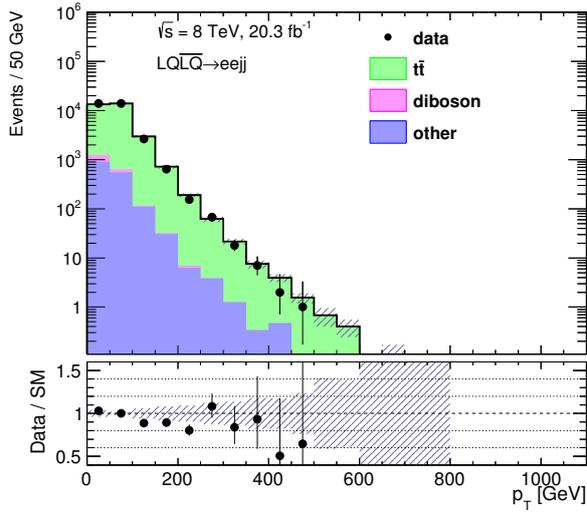
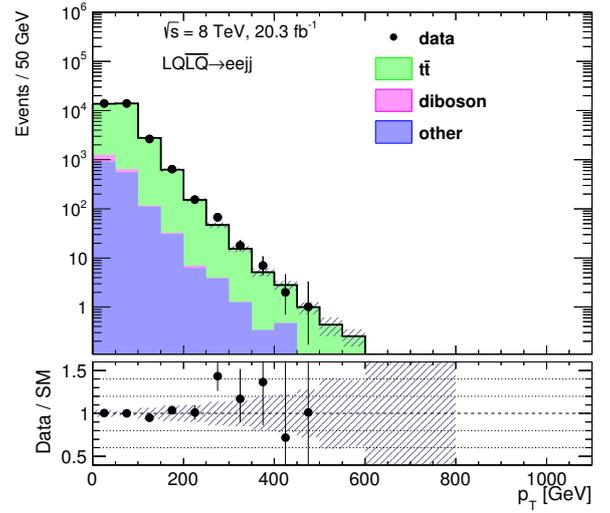
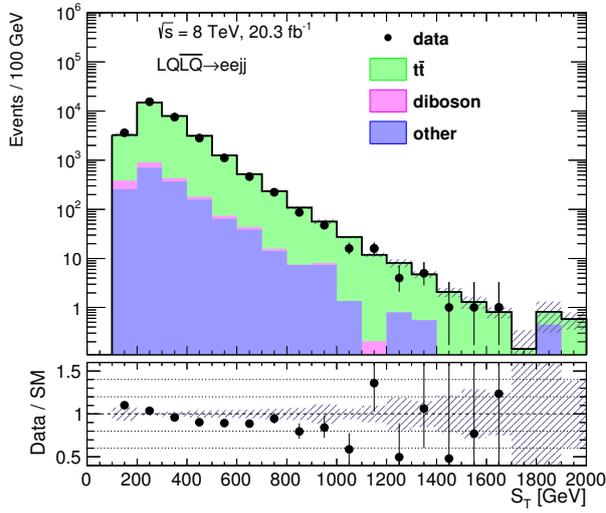
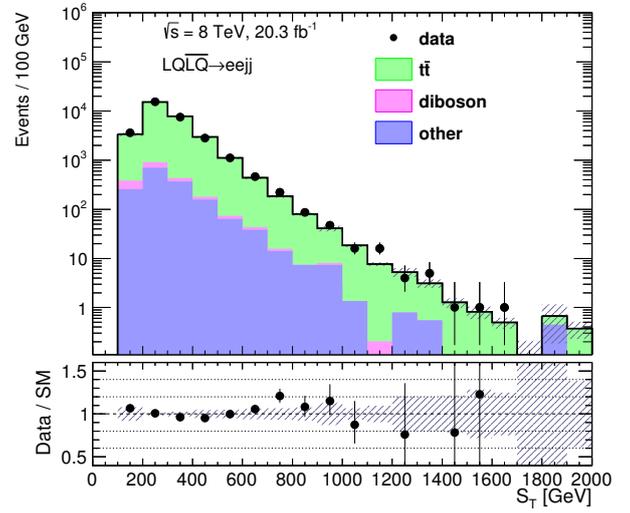
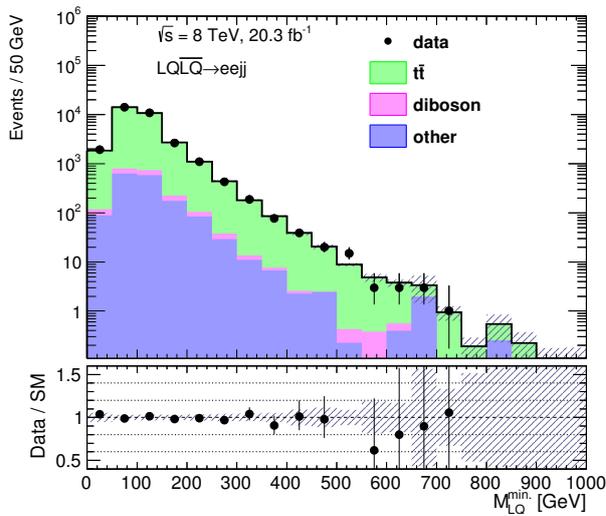
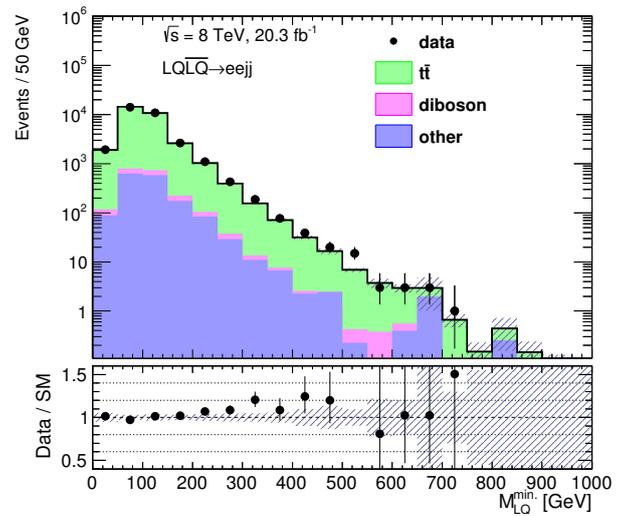


Рис. 2.14. $m_{\ell\ell}$. Срез 2750-3000 ГэВ.

2.3. Коррекция образца процесса $t\bar{t}$

Измерение дифференциального сечения процесса рождения пары $t\bar{t}$ с помощью процедуры «unfolding» [91] выявило несовершенство MC моделирования спектра p_T системы $t\bar{t}$ [92]. Для устранения данного эффекта применена коррекция MC образца процесса $t\bar{t}$ в виде весовых факторов для событий. Применение поправочных весовых факторов привело к улучшению согласия между спектрами данных и образцов MC значимых для данной работы физических величин в CR и сигнальных областях (SR), определённых в разделе 3.4. Эффект от применения коррекции для спектров основных кинематических переменных данной работы в $t\bar{t}$ CR проиллюстрирован на рисунках с 2.15 по 2.26, где б.к. означает отсутствие коррекции. В частности, рисунки 2.20 и 2.19 показывают устранение переоценки вклада процесса $t\bar{t}$ в хвостовой части спектра. Аналогичные наблюдения касаются других ключевых кинематических величин данной работы, определённых в разделе 3.1, а именно: m_{LQ}^{\min} — рисунки 2.25 и 2.26 и S_T — рисунки 2.23 и 2.24. В нижней части рисунков приведено отношение числа событий в бине для данных к соответствующему полному ожидаемому числу фоновых событий после фита модели, включающей Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR и только фоновые процессы, согласно разделу 6.2. Показанная статистическая неопределённость соответствует Пуассоновскому частотному 68% доверительному интервалу. Затрихованная область отражает статистическую и систематические неопределённости оценки числа фоновых событий, описанные в главе 4. Последний бин включает переполнение. Данная форма представления относится ко всем аналогичным рисункам.

Рис. 2.15. p_T электрона (б.к.).Рис. 2.16. p_T электрона.Рис. 2.17. p_T мюона (б.к.).Рис. 2.18. p_T мюона.Рис. 2.19. p_T лидирующей струи (б.к.).Рис. 2.20. p_T лидирующей струи.

Рис. 2.21. p_T сублидирующей струи (б.к.).Рис. 2.22. p_T сублидирующей струи.Рис. 2.23. S_T (б.к.).Рис. 2.24. S_T .Рис. 2.25. m_{LQ}^{\min} (б.к.).Рис. 2.26. m_{LQ}^{\min} .

2.4. Матричный метод оценки вклада фоновых процессов

Одним из источников фона в работе являются события с ложными электронами: с восстановленной конечной топологией $eejj$, где либо один, либо оба «электрона» являются истинной струёй, ошибочно идентифицированной как электрон. Такие топологии обусловлены QCD процессами с множественным рождением струй, ассоциированного рождения W -бозона со струями, рождения пары $t\bar{t}$, пары векторных бозонов, а также процессами рождения одиночного t -кварка. Оценка фона ложных электронов произведена при использовании управляемого данными матричного метода (ММ) [93]. В основе метода лежит уравнение (2.2), связывающее вклады наблюдаемых (N_{TT} , N_{TL} , N_{LT} и N_{LL}) и истинных (N_{RR} , N_{RF} , N_{FR} и N_{FF}) топологий событий посредством матрицы, зависящей от вероятностей корректной (r) и ошибочной (f) идентификации электрона:

$$\begin{bmatrix} r_1 r_2 & r_1 f_2 & f_1 r_2 & f_1 f_2 \\ r_1(1-r_2) & r_1(1-f_2) & f_1(1-r_2) & f_1(1-f_2) \\ (1-r_1)r_2 & (1-r_1)f_2 & (1-f_1)r_2 & (1-f_1)f_2 \\ (1-r_1)(1-r_2) & (1-r_1)(1-f_2) & (1-f_1)(1-r_2) & (1-f_1)(1-f_2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_{\text{TT}} \\ N_{\text{TL}} \\ N_{\text{LT}} \\ N_{\text{LL}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_{\text{RR}} \\ N_{\text{RF}} \\ N_{\text{FR}} \\ N_{\text{FF}} \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

где (суб)лидирующему электрону соответствует первый (второй) индекс при N , а также индекс 1 (2) при r и f . Индекс R обозначает истинный электрон, а F — ложный. Две использовавшиеся в рамках ММ системы требований к кандидатам в электрон:

- L — условия отбора электрона, описанные в разделах 1.4 и 1.5, исключая дополнительные требования идентификации и изоляции раздела 1.5;

- T — все условия отбора электрона, описанные в разделах 1.4 и 1.5.

Таким образом, наблюдаемые категории событий содержат:

- N_{TT} — два объекта категории T ; данные события соответствуют, таким образом, номинальным критериям первичного отбора, описанным в разделах 1.4 и 1.5;
- N_{TL} — два объекта, среди которых лидирующий — категории T , а сублидирующий — категории L , но не T ;
- N_{LT} — два объекта, среди которых лидирующий — категории L , но не T , а сублидирующий — категории T ;
- N_{LL} — два объекта категории L , не проходящих требования категории T .

Отбор струй в событиях всех категорий сохранён без изменений по отношению к описанному в разделах 1.4 и 1.5.

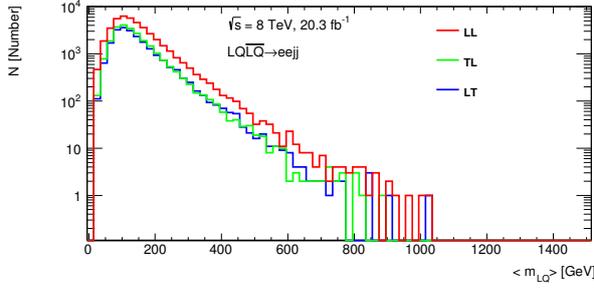
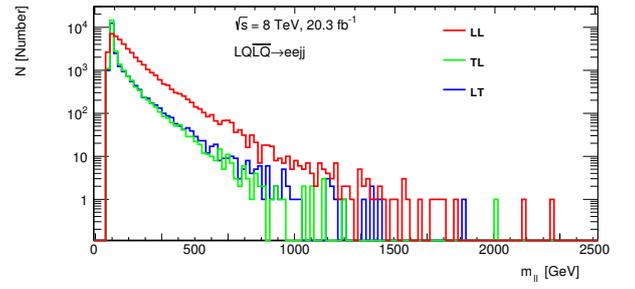
Окончательная оценка вклада фона ложных лептонов в N_{TT} , N_{TT}^{fake} , строится при обращении матрицы из уравнения (2.2), зависит от управляемых данными оценок f и r , а также от выборок наблюдаемых событий N_{TT} , N_{TL} , N_{LT} и N_{LL} и определяется уравнениями (2.3) и (2.4):

$$\begin{aligned}
N_{TT}^{\text{fake}} = & \alpha[r_1 f_2 (f_1 - 1)(1 - r_2) + f_1 r_2 (r_1 - 1)(1 - f_2) + f_1 f_2 (1 - r_1)(1 - r_2)] N_{TT} \\
& + \alpha f_2 r_2 [r_1 (1 - f_1) + f_1 (1 - r_1) + f_1 (r_1 - 1)] N_{TL} \\
& + \alpha f_1 r_1 [f_2 (1 - r_2) + r_2 (1 - f_2) + f_2 (r_2 - 1)] N_{LT} \\
& - \alpha f_1 f_2 r_1 r_2 N_{LL}
\end{aligned} \tag{2.3}$$

где

$$\alpha = \frac{1}{(f_1 - 1)(f_2 - 1)}. \tag{2.4}$$

Распределения по величинам среднего значения массы LQ в событии ($\langle m_{LQ} \rangle$), определённой в разделе 3.1, и $m_{\ell\ell}$ для категорий N_{TL} , N_{LT} и N_{LL} приведены на рисунках 2.27 и 2.28 соответственно.

Рис. 2.27. $\langle m_{LQ} \rangle$.Рис. 2.28. $m_{\ell\ell}$.

Поскольку условия первичного отбора для лидирующего и сублидирующего электронов различны, f и r из уравнения (2.2) оценены для них независимо.

Для измерения f при использовании данных методом «тэга и зонда» (T&P, «tag-and-probe») [93] (обратного) построена выборка событий, насыщенных потенциально ложными электронами (струями). Для решения данной задачи применены следующие условия отбора:

- тэг удовлетворяет $p_T > 25$ ГэВ, чтобы быть способным возбуждать триггер, выполняет систему требований идентификации электрона «loose» без условия ассоциации с треком и не проходит критерий ассоциации с треком уровня «medium»;
- зонд удовлетворяет требованиям категории L;
- дополнительные требования подавляют вклад от источников истинных электронов:
 - * потерянная поперечная энергия, $E_T^{\text{miss}} < 25$ ГэВ, для подавления вклада истинных электронов от распада W -бозона;
 - * инвариантная масса тэга и зонда ($m_{\text{T\&P}}$) не совпадает с массой Z -бозона, $|m_{\text{T\&P}} - 91| \geq 20$ ГэВ, для подавления вклада истинных электронов от распада Z -бозона;
 - * тэг и зонд имеют одинаковый электрический заряд.

Спектры зондов, удовлетворяющих критериям L (N_L^{fake}) и T (N_T^{fake}), использованы для оценки f как $N_T^{\text{fake}}/N_L^{\text{fake}}$.

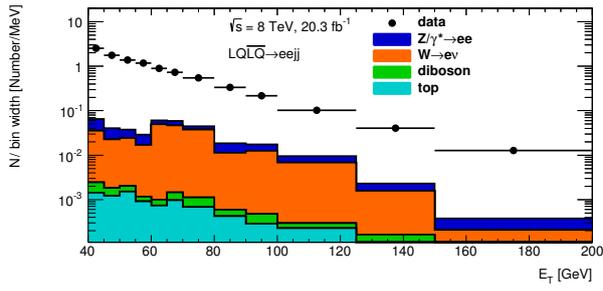
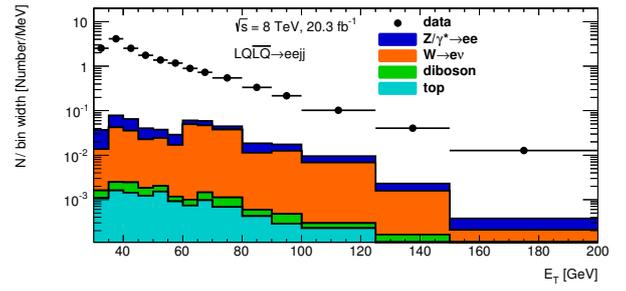
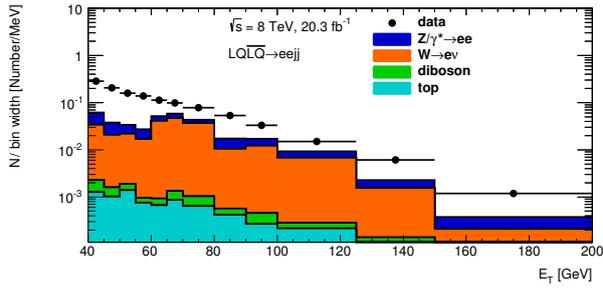
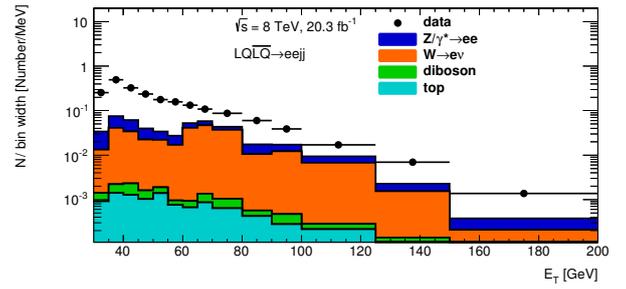
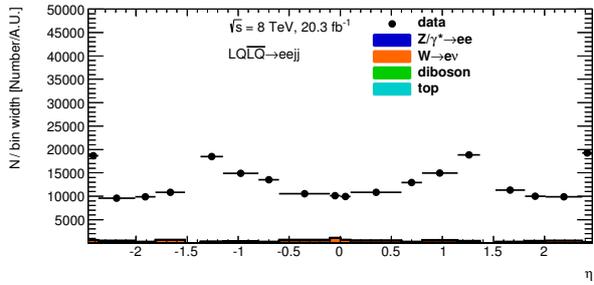
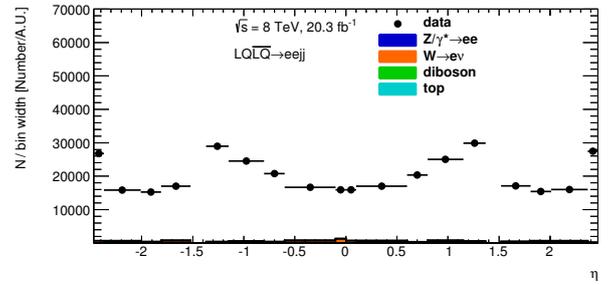
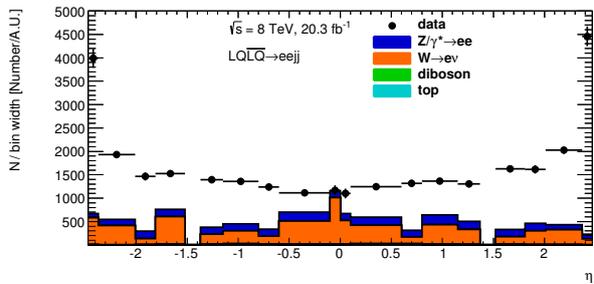
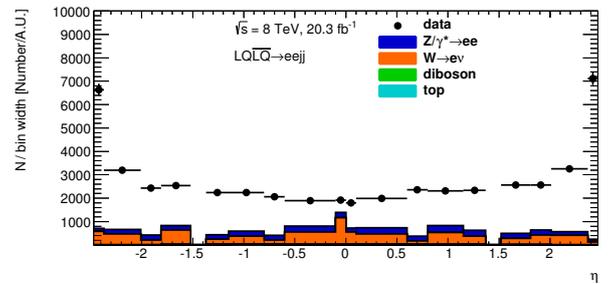
Остаточный вклад от истинных электронов фоновых процессов LQ1 учтён с помощью соответствующих МС образцов, описанных в разделе 1.3. Аналогично оценён остаточный вклад истинных электронов из процессов ассоциированного со струями рождения W -бозона и рождения одиночного t -кварка в s - и t -каналах, образцы которых описаны в разделе 1.3, а сечения приведены в таблице 2.3. При поправке на данный вклад использован дополнительный критерий ассоциации с истинными МС объектами-электронами на уровне МС генератора.

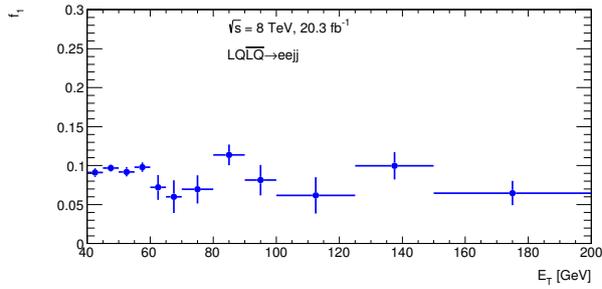
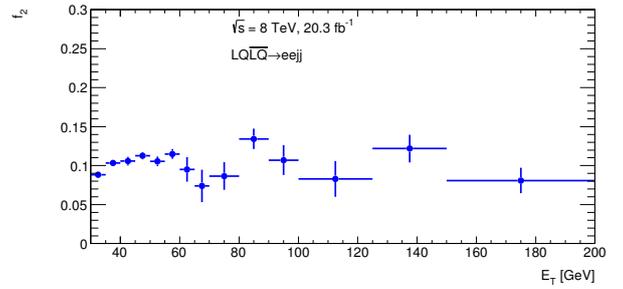
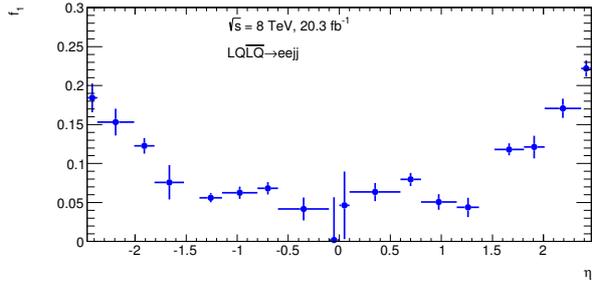
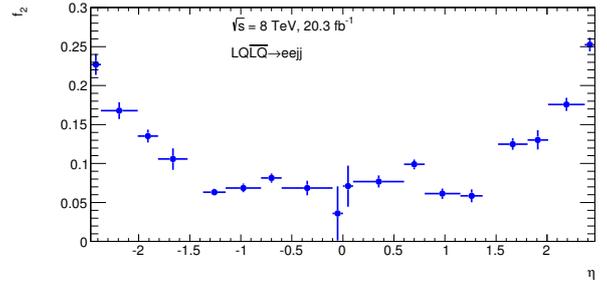
Таблица 2.3. Оценки сечений процессов ассоциированного со струями рождения W -бозона и рождения одиночного t -кварка в s - и t -каналах.

Процесс	σ , пб
одиночный t -кварк ($\rightarrow eX$), s -канал	0.606
одиночный t -кварк ($\rightarrow eX$), t -канал	9.46
$W(\rightarrow e\nu_e) + 0$ струй	9541
$W(\rightarrow e\nu_e) + 1$ струя	1872
$W(\rightarrow e\nu_e) + 2$ струи	568
$W(\rightarrow e\nu_e) + 3$ струи	159
$W(\rightarrow e\nu_e) + 4$ струи	42.1
$W(\rightarrow e\nu_e) + 5$ струй	12.6

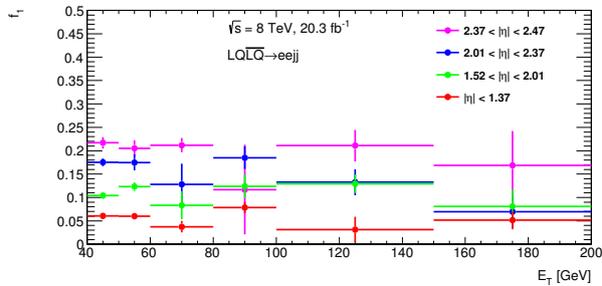
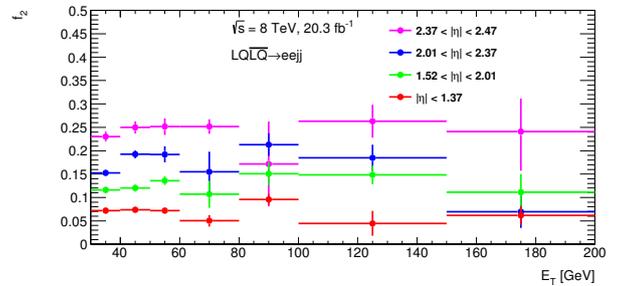
Распределения по p_T и η для событий N_T^{fake} и N_L^{fake} для данных с наложенными вкладами спектров истинных электронов представлены на рисунках с 2.29 по 2.36.

Результат измерения f представлен на рисунках с 2.37 по 2.40. Уровень f составляет ~ 10 %.

Рис. 2.29. E_T лидирующего L объекта.Рис. 2.30. E_T сублидирующего L объекта.Рис. 2.31. E_T лидирующего T объекта.Рис. 2.32. E_T сублидирующего T объекта.Рис. 2.33. η лидирующего L объекта.Рис. 2.34. η сублидирующего L объекта.Рис. 2.35. η лидирующего T объекта.Рис. 2.36. η сублидирующего T объекта.

Рис. 2.37. Зависимость f_1 от E_T Рис. 2.38. Зависимость f_2 от E_T Рис. 2.39. Зависимость f_1 от η Рис. 2.40. Зависимость f_2 от η

Зависимости f от p_T измерены в нескольких диапазонах η вследствие различия значений величины f в центральной и торцевой частях калориметра, что показано на рисунках 2.41 и 2.42.

Рис. 2.41. Зависимость f_1 от E_T в разных диапазонах η Рис. 2.42. Зависимость f_2 от E_T в разных диапазонах η

Измерение r произведено методом Т&Р, используя события распада Z -бозона в электронном канале, отбираемые со следующими условиями:

- тэг удовлетворяет всем требованиям раздела 1.4 и условию идентификации раздела 1.5;
- зонд удовлетворяет системе критериев L;

- величина $m_{T\&P}$ совместима с массой Z -бозона, $|m_{T\&P} - 91| \leq 10$ ГэВ.

Возможность оценки r обеспечивается спектрами зондов, удовлетворяющих критериям L (N_L^{real}) и T (N_T^{real}), как $N_T^{\text{real}}/N_L^{\text{real}}$.

Результаты измерения r для различных диапазонов величины η представлены на рисунках 2.43 и 2.44. Уровень r составляет $\sim 95\%$.

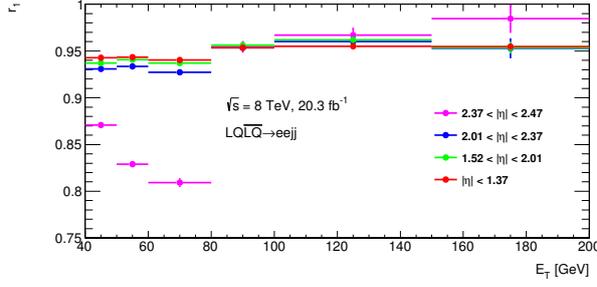


Рис. 2.43. Зависимость r_1 от E_T в разных диапазонах η

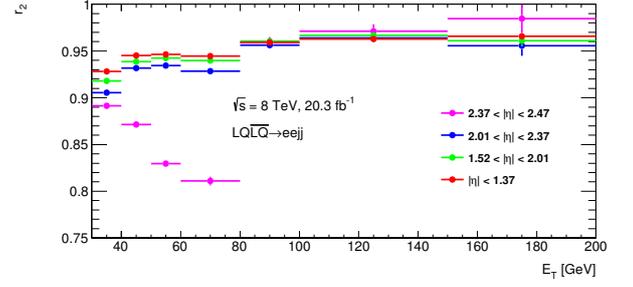


Рис. 2.44. Зависимость r_2 от E_T в разных диапазонах η

Для проверки корректности оценок вклада фона ложных лептонов построена поверочная область (VR), описанная в разделе 3.3.

2.5. Композиция вкладов фоновых процессов

Распределения кинематических характеристик объектов топологии $eejj$, а также реконструированных инвариантных масс двух струй (m_{jj}) и четырёх объектов (m_{lljj}) после описанного в разделах 1.4 и 1.5 первичного отбора приведены на рисунках с 2.45 по 2.54. Другие распределения после первичного отбора содержатся в приложении Б. Как видно из рисунков, преобладающий вклад в композицию после первичного отбора вносят процессы $Z/\gamma^* \rightarrow ee$, в первую очередь, благодаря событиям распада Z -бозона, и электронного распада $t\bar{t}$. Вклад других фоновых процессов является второстепенным.

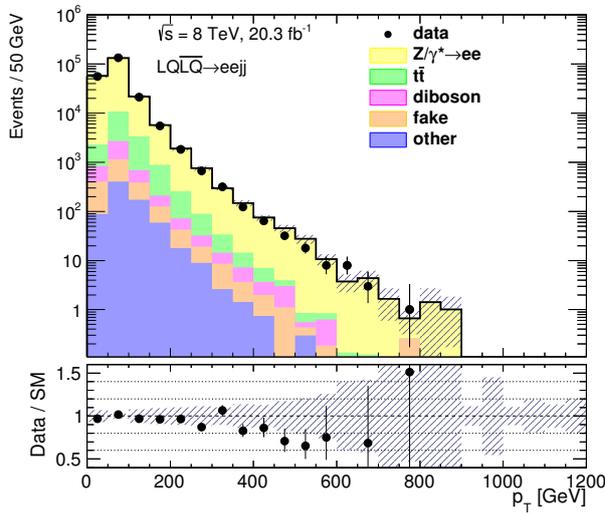


Рис. 2.45. p_T лидирующего электрона.

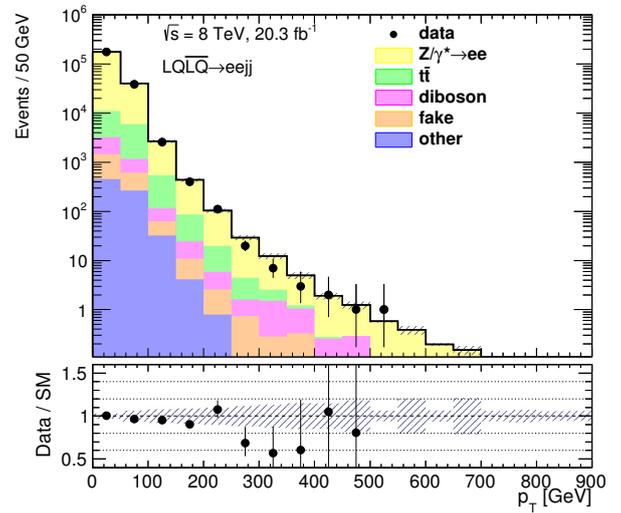


Рис. 2.46. p_T сублидирующего электрона.

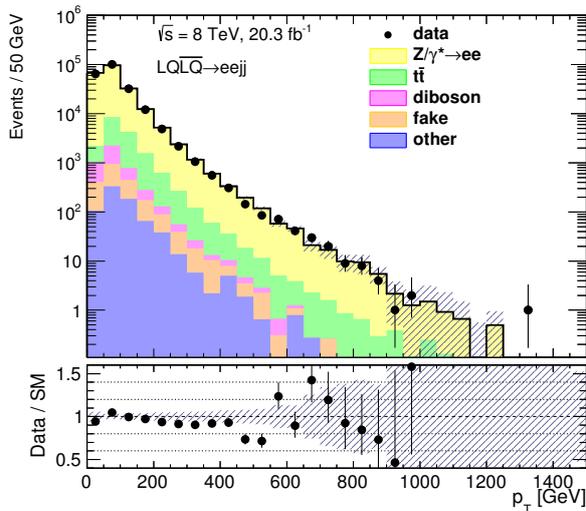


Рис. 2.47. p_T лидирующей струи.

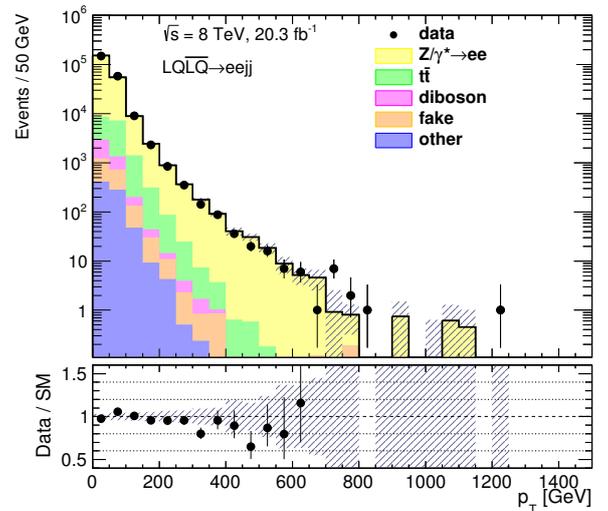
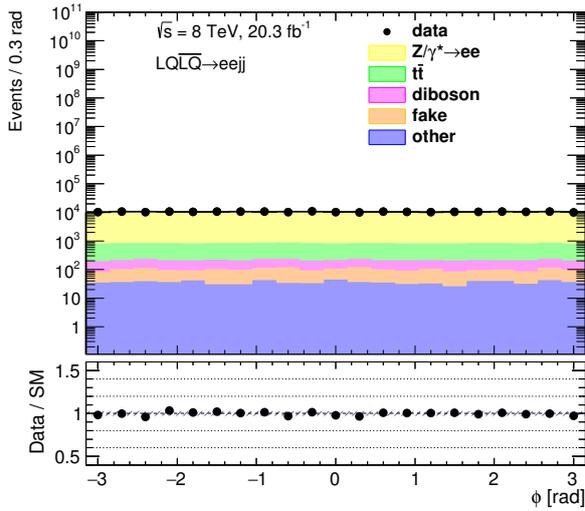
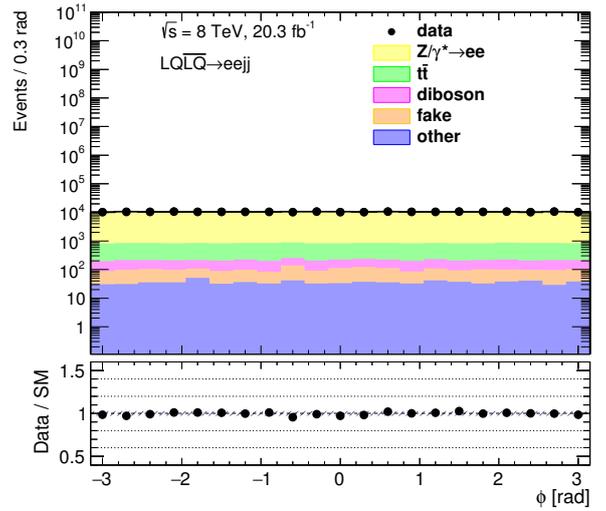
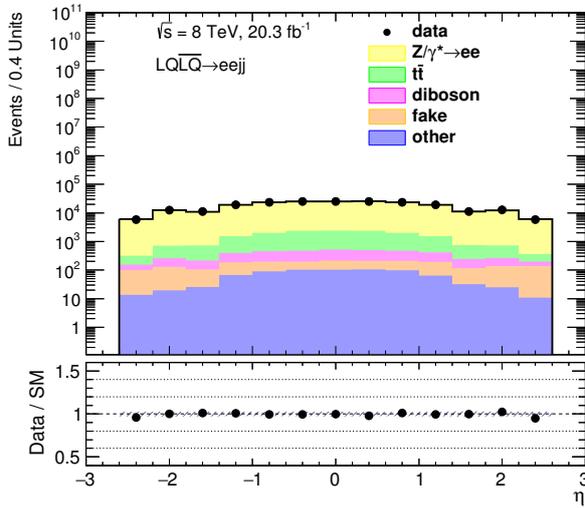
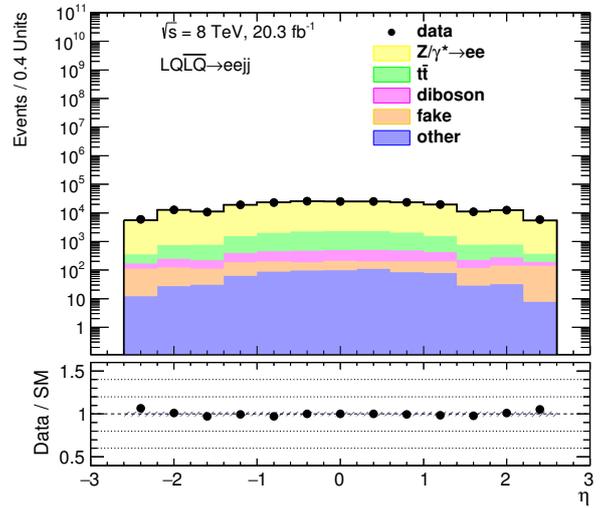
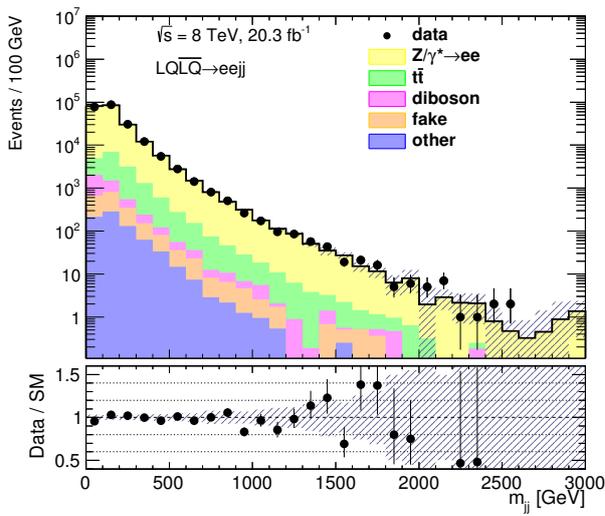
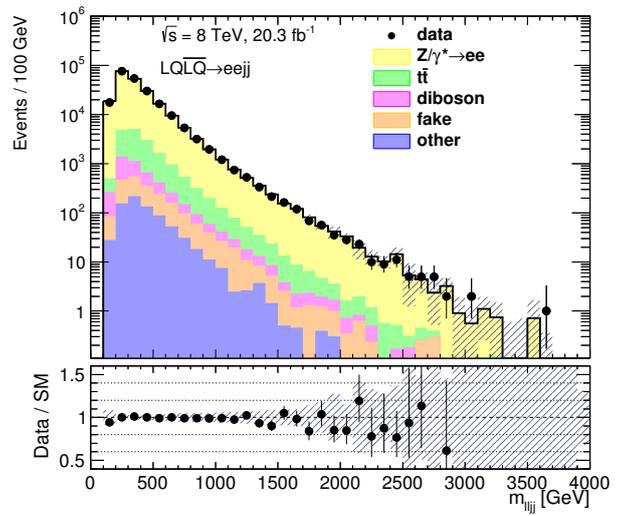


Рис. 2.48. p_T сублидирующей струи.

Рис. 2.49. ϕ лидирующего электрона.Рис. 2.50. ϕ сублидирующего электрона.Рис. 2.51. η лидирующего электрона.Рис. 2.52. η сублидирующего электрона.Рис. 2.53. m_{jj} .Рис. 2.54. m_{ljj} .

2.6. Акцептанс сигнала

Таблица 2.4 содержит МС оценки ожидаемого числа сигнальных событий до и после первичного отбора, описанного в разделе 1.5, вместе со статистическими неопределённостями МС образцов. Оценки получены с учётом интегральной светимости данных $\mathcal{L} = 20.3 \text{ фб}^{-1}$, NLO сечения парного рождения LQ, приведённого в таблице 2.1, и весов событий МС образца. Согласно таблице 2.4, акцептанс сигнала после первичного отбора варьируется от 67 % до 79 % и имеет тенденцию к росту с увеличением массы LQ.

Таблица 2.4. МС оценки ожидаемого числа сигнальных событий до и после первичного отбора и статистические неопределённости.

Масса LQ1, ГэВ	В числах событий	
	До первичного отбора	После первичного отбора
300	$(384 \pm 5) \times 10^2$	$(256 \pm 4) \times 10^2$
350	$(156 \pm 2) \times 10^2$	$(109 \pm 2) \times 10^2$
400	$(694 \pm 9) \times 10$	$(496 \pm 8) \times 10$
450	$(331 \pm 4) \times 10$	$(243 \pm 4) \times 10$
500	$(166 \pm 2) \times 10$	$(123 \pm 2) \times 10$
550	875 ± 11	658 ± 10
600	477 ± 9	364 ± 8
650	268 ± 5	207 ± 4
700	154 ± 3	117 ± 2
750	91 ± 2	$(697 \pm 14) \times 10^{-1}$
800	$(546 \pm 10) \times 10^{-1}$	$(417 \pm 9) \times 10^{-1}$
850	$(333 \pm 6) \times 10^{-1}$	$(258 \pm 5) \times 10^{-1}$
900	$(205 \pm 4) \times 10^{-1}$	$(156 \pm 3) \times 10^{-1}$
950	$(129 \pm 2) \times 10^{-1}$	$(99 \pm 2) \times 10^{-1}$
1000	$(814 \pm 15) \times 10^{-2}$	$(626 \pm 13) \times 10^{-2}$

Продолжение таблицы 2.4.

В числах событий

Масса LQ1, ГэВ	До первичного отбора	После первичного отбора
1050	$(520 \pm 9) \times 10^{-2}$	$(405 \pm 8) \times 10^{-2}$
1100	$(335 \pm 6) \times 10^{-2}$	$(264 \pm 5) \times 10^{-2}$
1150	$(217 \pm 4) \times 10^{-2}$	$(167 \pm 3) \times 10^{-2}$
1200	$(141 \pm 3) \times 10^{-2}$	$(110 \pm 2) \times 10^{-2}$
1250	$(93 \pm 2) \times 10^{-2}$	$(724 \pm 15) \times 10^{-3}$
1300	$(609 \pm 11) \times 10^{-3}$	$(473 \pm 10) \times 10^{-3}$

Глава 3

Стратегия поиска

3.1. Дискриминирующие переменные

Помимо простых кинематических переменных, использовавшихся на этапе первичного отбора электронов, мюонов и струй, упомянутых в разделе 1.4, рассматривались специальные величины, позволяющие определить чувствительную к модели LQ область, а именно: $m_{\ell\ell}$, сумма абсолютных значений поперечных импульсов двух лептонов и двух лидирующих струй, определённая уравнением (3.1),

$$S_T = p_T^{l_1} + p_T^{l_2} + p_T^{j_1} + p_T^{j_2}, \quad (3.1)$$

а также реконструированные инвариантные массы двух LQ в событии, вычисленные для такой комбинации лептонов и струй, при которой разница между меньшим значением, m_{LQ}^{\min} , и большим, m_{LQ}^{\max} , является наименьшей. Рассматривалась и средняя величина массы LQ события, определённая уравнением (3.2),

$$\langle m_{LQ} \rangle = \frac{m_{LQ}^{\min} + m_{LQ}^{\max}}{2}, \quad (3.2)$$

а также характеризующая асимметрию масс двух LQ величина $(m_{LQ}^{\max} - m_{LQ}^{\min}) / (m_{LQ}^{\max} + m_{LQ}^{\min})$. Основными соображениями при выборе переменных в качестве дискриминирующих являлись чувствительность к проявлению рассматриваемой модели и надёжность моделирования переменной в образцах MC — как фоновых, так и сигнальных. Таким образом, в качестве дискриминирующих выбраны три переменные: $m_{\ell\ell}$, позволяющая эффективно подавлять вклад от пика Z -бозона, S_T , учитывающая кинематику всех объектов реконструируемой топологии, и m_{LQ}^{\min} , позволяющая эффективно дискриминировать сигнал от LQ. Одним из способов проверки корректности такого выбора стала классификация сигнала и фона алгоритмом

«Boosted Decision Tree» (BDT) [94], реализованном с помощью программного обеспечения TMVA [95], подтвердившим высокую эффективность данных переменных. Другие упомянутые переменные в качестве дискриминирующих не использовались и применялись в целях иллюстрации.

Распределения величин $m_{\ell\ell}$, m_{LQ}^{\min} и S_T после применения условий первичного отбора, перечисленных в разделах 1.4 и 1.5 главы 1, для данных, фоновых и трёх сигнальных образцов, $m_{LQ1} = 300, 600$ и 1000 ГэВ в предположении $\beta = 1.0$, приведены на рисунке 3.1.

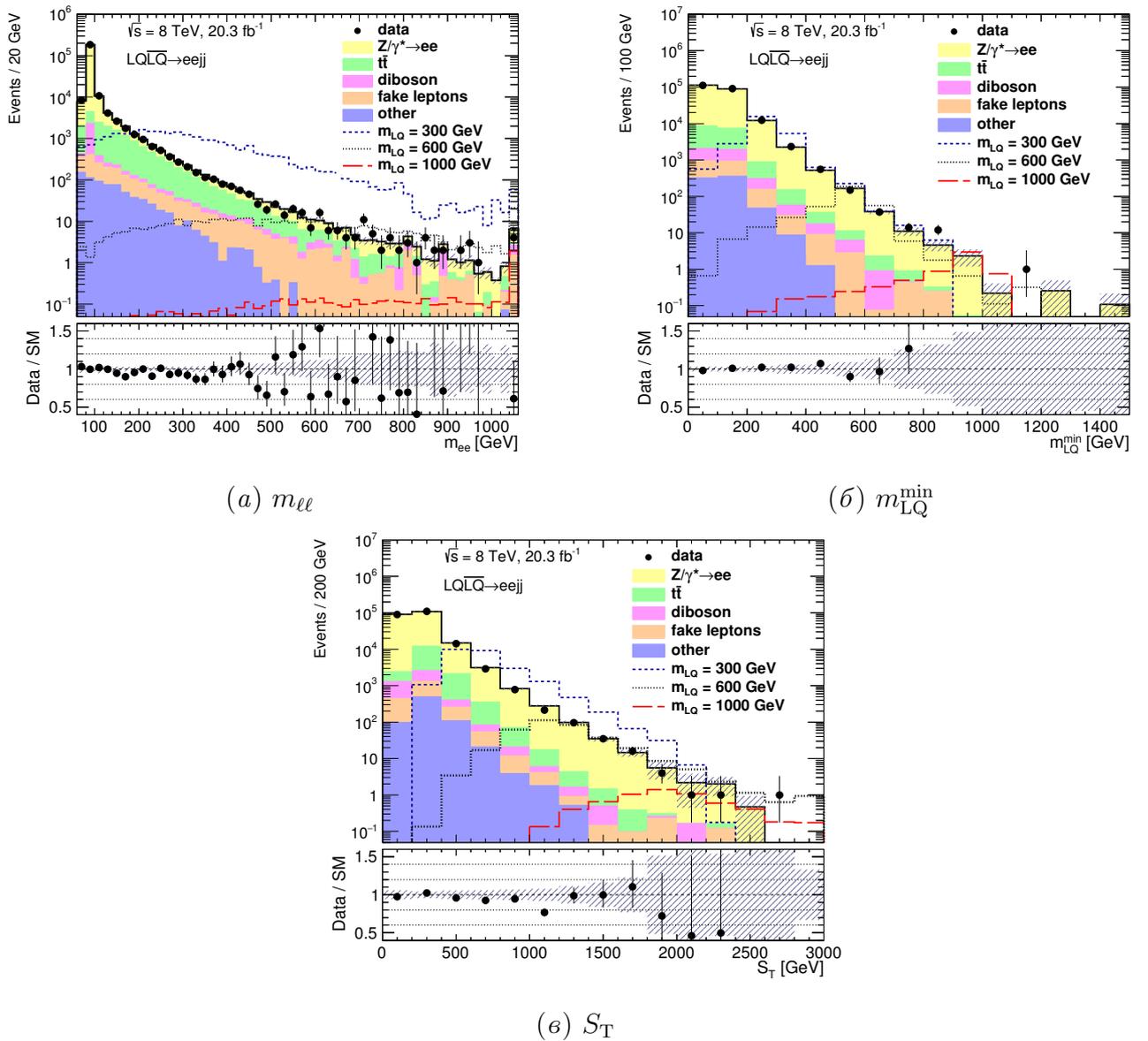


Рис. 3.1. Распределения дискриминирующих переменных $m_{\ell\ell}$, m_{LQ}^{\min} и S_T после применения условий первичного отбора. Рисунки опубликованы в статье [7].

3.2. Контрольные области

Для проверки качества MC моделирования образцов основных фоновых процессов, Z/γ^* и $t\bar{t}$, утонения их сечения и подавления связанных с ними систематических неопределённостей построены соответствующие CR. Z/γ^* CR определена с помощью дополнительного условия отбора $60 \text{ ГэВ} < m_{\ell\ell} < 120 \text{ ГэВ}$ после применения описанных в разделах 1.4 и 1.5 критериев первичного отбора. В такой CR преобладают вклады событий ассоциированного рождения Z -бозона и струй. $t\bar{t}$ CR построена путём изменения условий первичного отбора событий из раздела 1.5: в событии присутствует строго один электрон и один мюон, проходящие условия отбора из раздела 1.4 (в случае электрона — для сублидирующего объекта), имеющие $p_T > 30 \text{ ГэВ}$; критерий двухфотонного триггера заменён на требующий один кандидат в электрон, удовлетворяющий условию изолированности трека, с $p_T > 24 \text{ ГэВ}$. Эффективность триггера близка к 100 % при p_T электрона более 30 ГэВ. Требования отбора для струй из раздела 1.4 в $t\bar{t}$ CR сохранены без изменений.

Рисунок 3.2 отражает согласие между данными и композицией фоновых процессов в Z/γ^* CR, тогда как рисунок 3.3 — в $t\bar{t}$ CR.

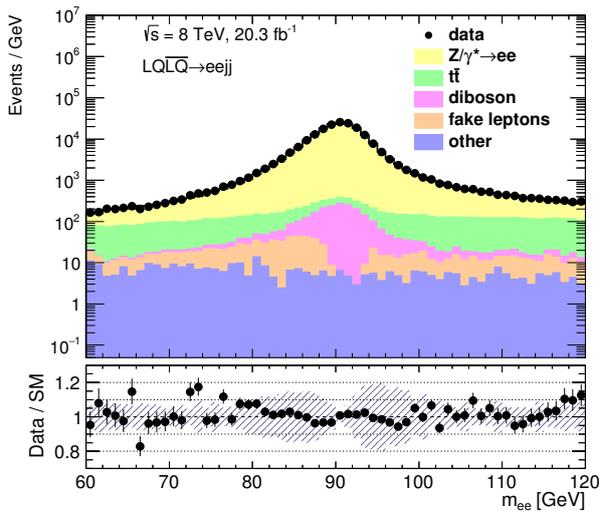


Рис. 3.2. $m_{\ell\ell}$ в Z/γ^* CR.

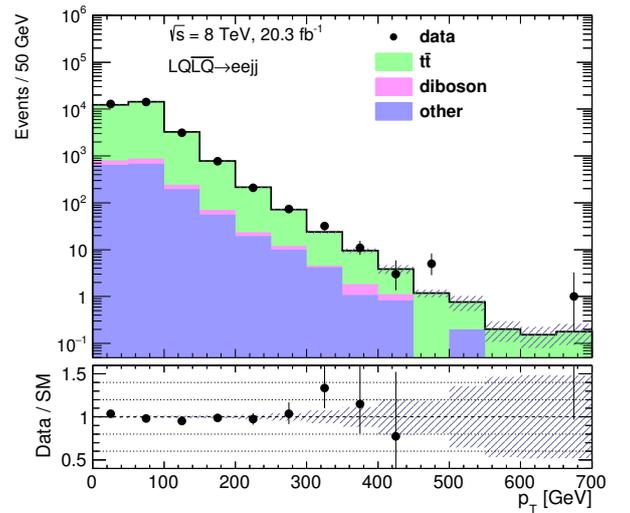


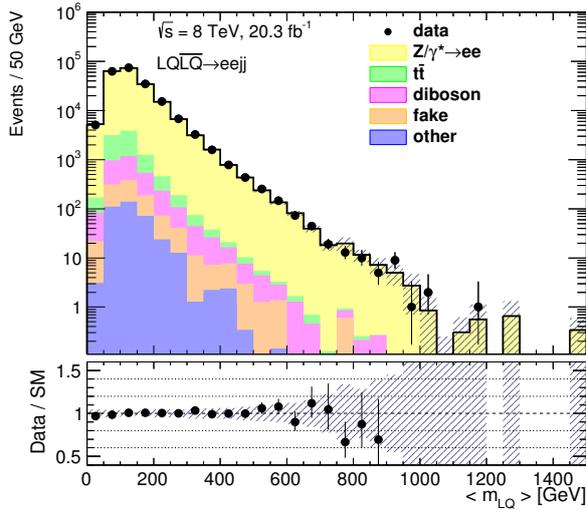
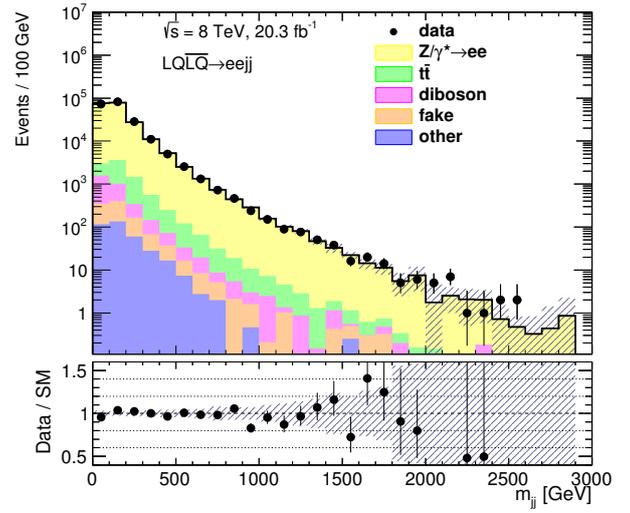
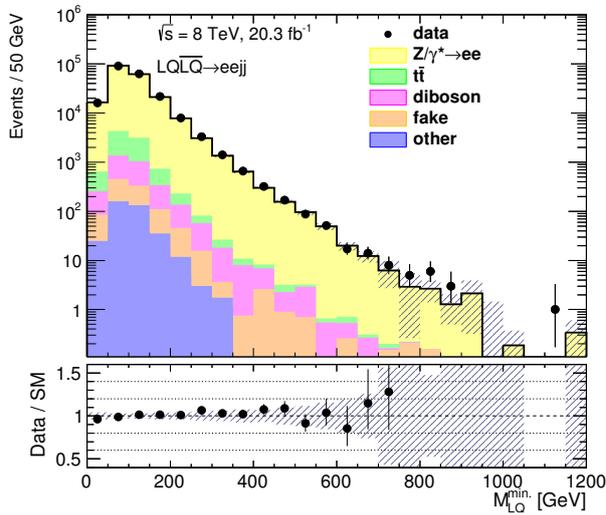
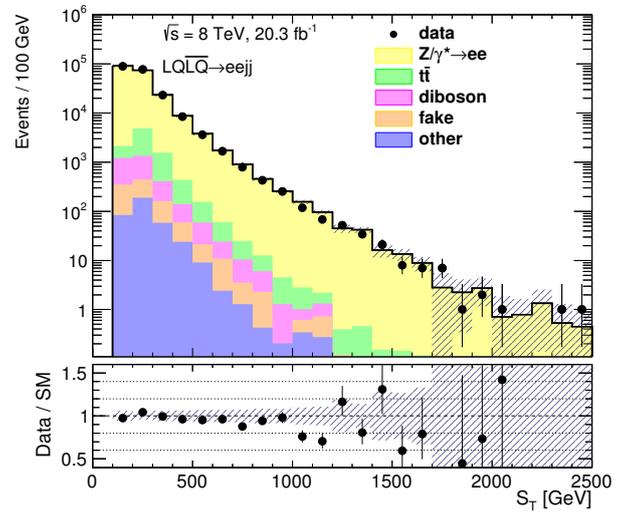
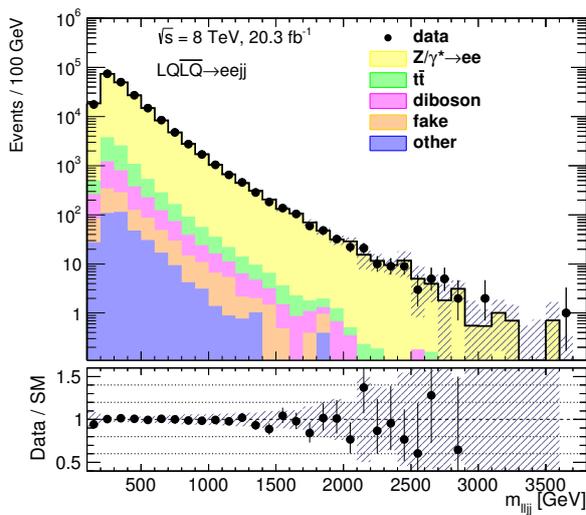
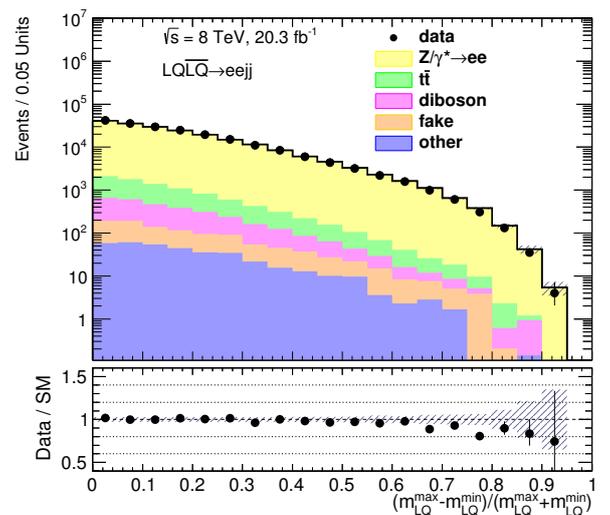
Рис. 3.3. p_T мюона в $t\bar{t}$ CR.

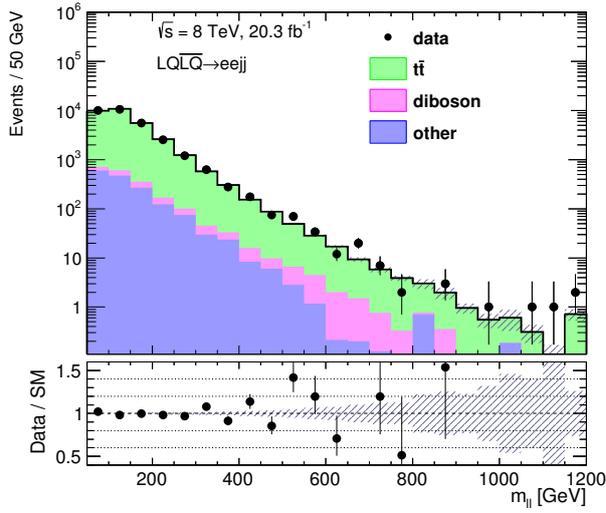
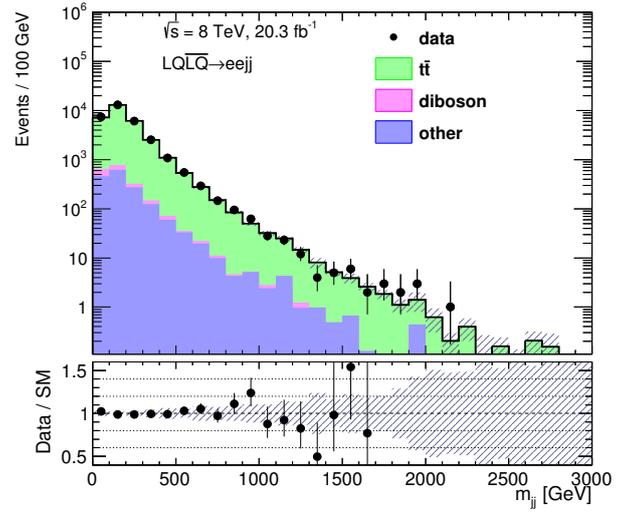
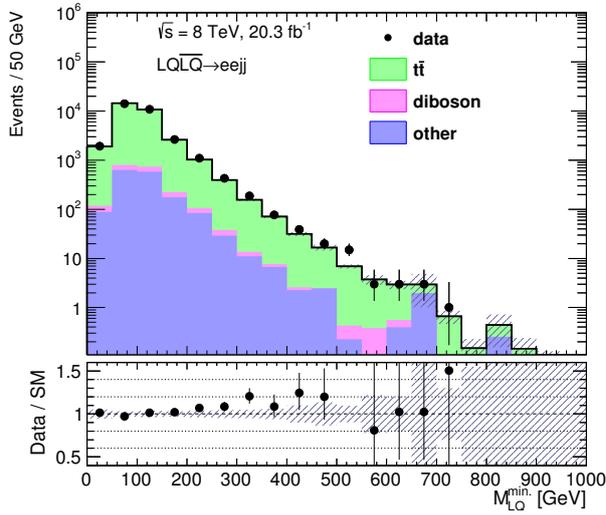
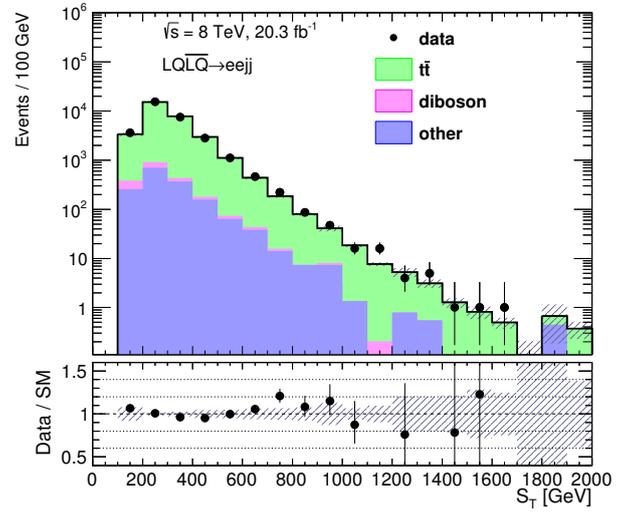
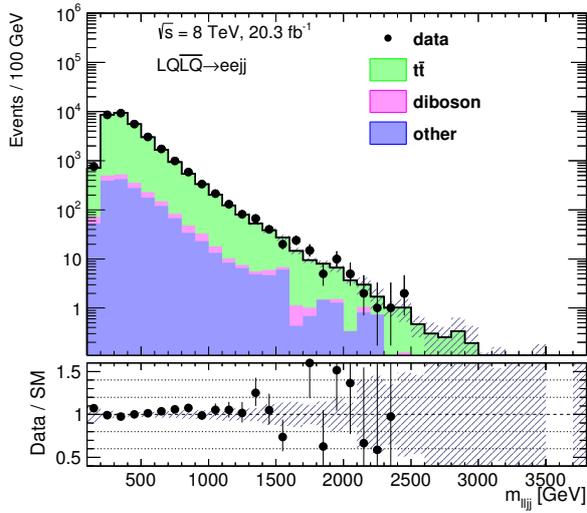
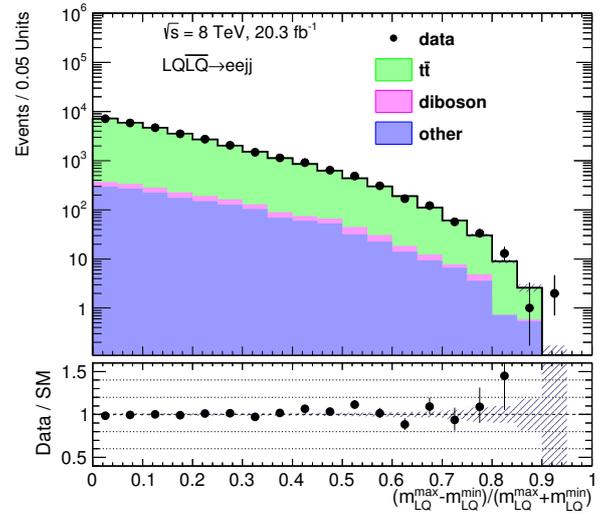
Рисунки 3.2 и 3.3 показывают, что в каждой из контрольных областей пре-

обладает вклад соответствующего фонового процесса, а порядок числа событий в CR составляет $\sim 10^4 - 10^5$. Такая конфигурация даёт возможность производить статистически обеспеченную оценку нормировочных параметров в SA, исключая таким образом неопределённость существующих оценок сечений процессов Z/γ^* и $t\bar{t}$. Вклад других (второстепенных) фоновых процессов оценён либо с помощью исключительно MC образцов ($Z \rightarrow \tau\tau$, рождение пары векторных бозонов, рождение одиночного t -кварка в Wt -канале), перечисленных в разделе 1.3, либо управляемым данными MM, разобранным в разделе 2.4.

Спектры различных кинематических переменных в Z/γ^* CR приведены на рисунках с 3.4 по 3.9. Другие распределения в Z/γ^* CR содержатся в приложении В.

Спектры различных кинематических переменных в $t\bar{t}$ CR приведены на рисунках с 3.10 по 3.15. Другие распределения в $t\bar{t}$ CR содержатся в приложении Г.

Рис. 3.4. $\langle m_{LQ} \rangle$.Рис. 3.5. m_{jj} .Рис. 3.6. m_{LQ}^{\min} .Рис. 3.7. S_T .Рис. 3.8. m_{ljj} .Рис. 3.9. $(m_{LQ}^{\max} - m_{LQ}^{\min}) / (m_{LQ}^{\max} + m_{LQ}^{\min})$.

Рис. 3.10. $m_{\ell\ell}$.Рис. 3.11. m_{jj} .Рис. 3.12. m_{LQ}^{\min} .Рис. 3.13. S_T .Рис. 3.14. m_{ljj} .Рис. 3.15. $(m_{LQ}^{\max} - m_{LQ}^{\min}) / (m_{LQ}^{\max} + m_{LQ}^{\min})$.

3.3. Проверочная область

Для проверки корректности оценки фона ложных лептонов, произведённой с помощью ММ, описанного в разделе 2.4, введена специальная проверочная область (VR). Требования VR, помимо представленных в разделах 1.4 и 1.5 условий первичного отбора, включают требование $m_{\ell\ell} > 160$ ГэВ, с целью устранить вклад от распадов Z -бозона, и требование одинакового знака заряда пары лептонов в событии. VR не входит в статистическую модель, описанную в главе 5, и выполняет задачу иллюстрации качества оценки фона ложных лептонов. На рисунках с 3.16 по 3.23 показаны распределения величин m_{LQ}^{\min} , S_T , $m_{\ell\ell}$ и m_{lljj} в VR. Распределения других наблюдаемых величин в VR представлены в приложении Д.

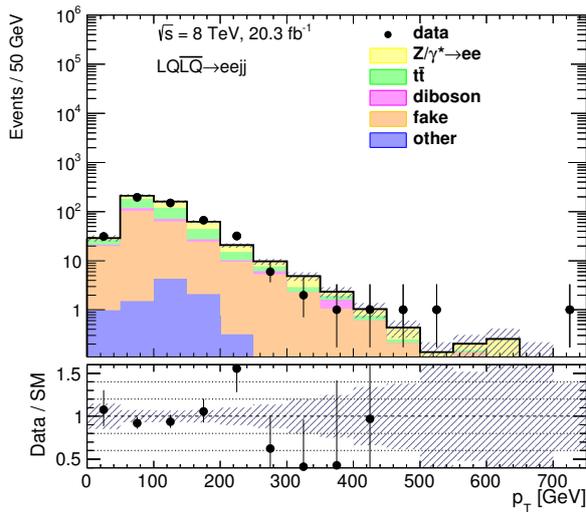


Рис. 3.16. p_T лидирующего электрона.

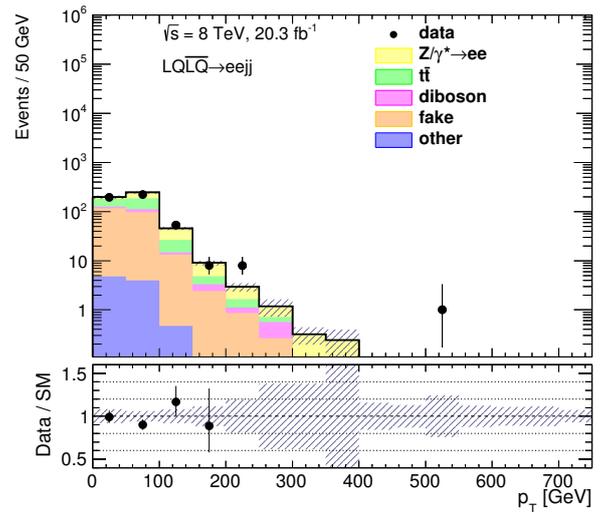
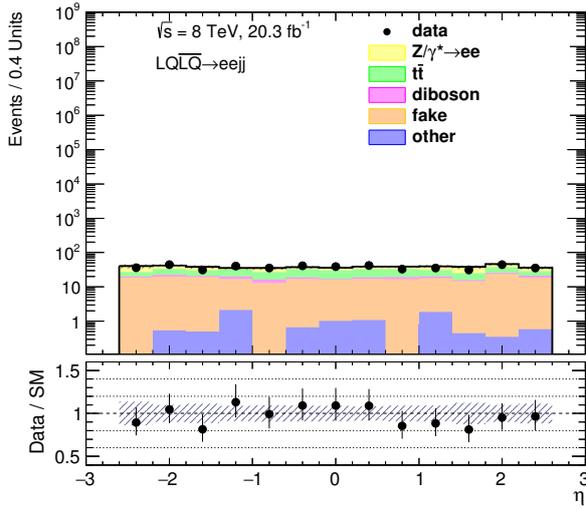
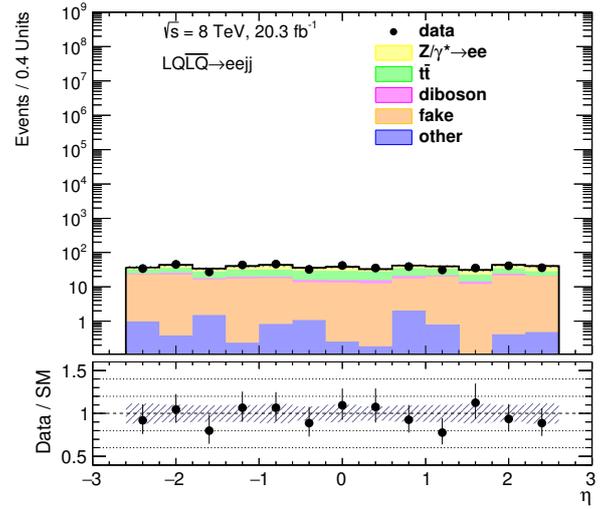
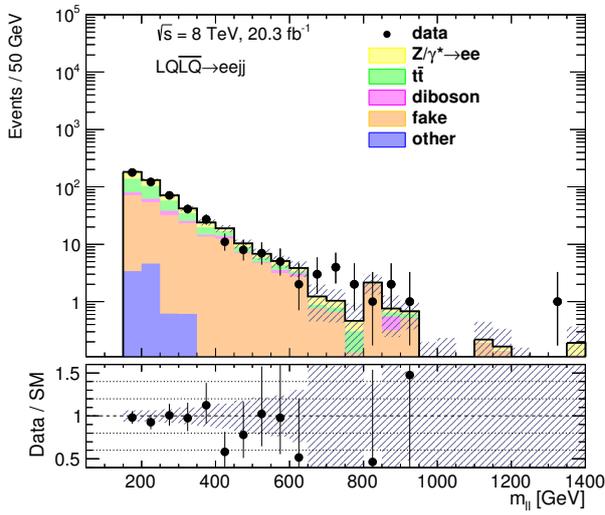
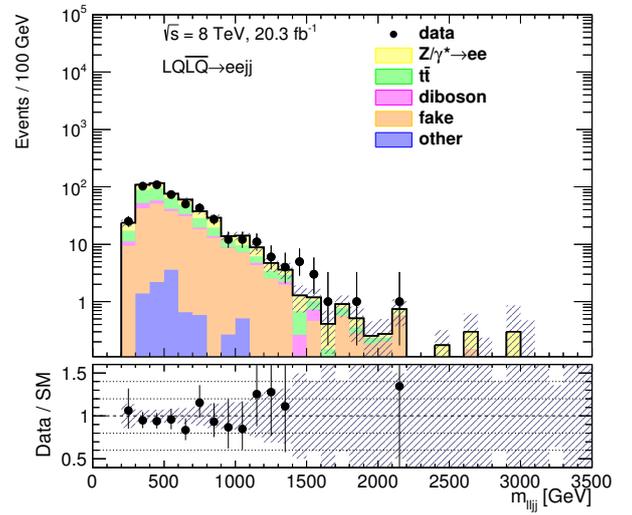
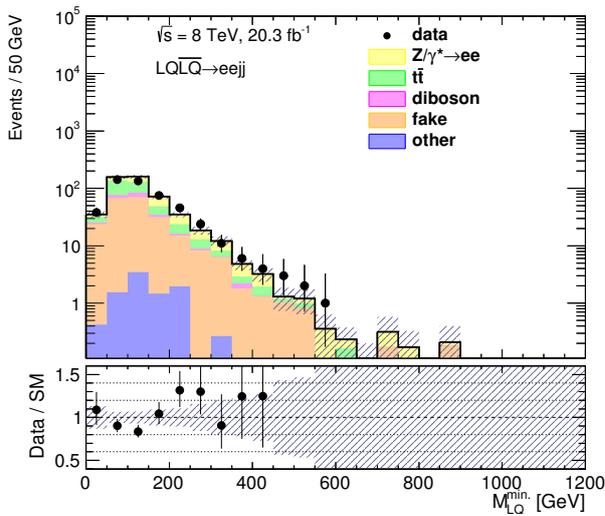
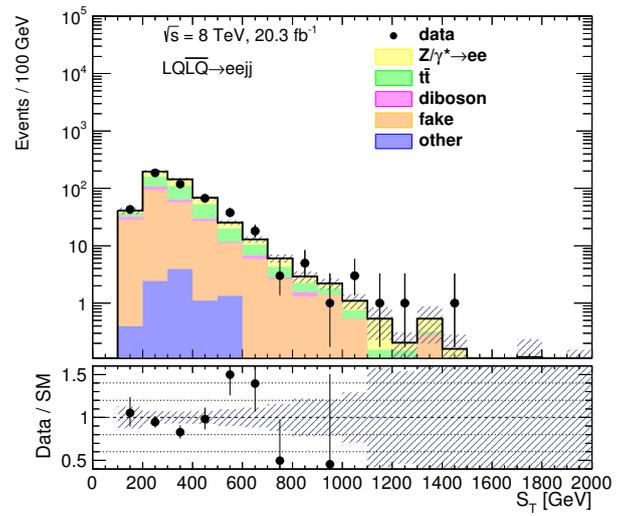


Рис. 3.17. p_T сублидирующего электрона.

Рис. 3.18. η лидирующего электрона.Рис. 3.19. η сублидирующего электрона.Рис. 3.20. $m_{\ell\ell}$.Рис. 3.21. m_{Ujj} .Рис. 3.22. m_{LQ}^{\min} .Рис. 3.23. S_T .

3.4. Сигнальные области

После применения условий первичного отбора из главы 1 осуществлён специальный отбор событий с использованием определённых в разделе 3.1 дискриминирующих кинематических переменных, $m_{\ell\ell}$, m_{LQ}^{\min} и S_{T} , для повышения значимости проявления ожидаемого сигнального процесса при наличии различных источников фоновых вкладов. Система таких специальных требований называется сигнальной областью и оптимизирована для каждого рассматриваемого значения $m_{\text{LQ}1}$. SR определены оптимизацией величины статистической значимости, исследованной в работе [96] и приведённой в уравнении (3.3):

$$Z = \sqrt{2[(S + B) \ln(1 + S/B) - S]}, \quad (3.3)$$

где S и B – ожидаемые оценки интегральных вкладов соответственно сигнальных и фоновых событий. Процедура оптимизации SR произведена с помощью трёхмерных зависимостей Z от условий отбора для дискриминирующих переменных, $m_{\ell\ell}$, S_{T} и m_{LQ}^{\min} . Двумерный срез трёхмерной зависимости величины Z из уравнения (3.3) от условий отбора для дискриминирующих переменных для сигнальной модели с $m_{\text{LQ}1} = 600$ ГэВ при $m_{\ell\ell} > 180$ ГэВ показан на рисунке 3.24, позволяющем определить условия отбора для переменных m_{LQ}^{\min} и S_{T} по положению выраженного максимума величины Z .

Полученные и использованные в работе SR приведены в таблице 3.1 вместе с соответствующими им значениями массы LQ1, значимостью при номинальном сечении сигнального процесса и $\beta = 1.0$. Последний столбец таблицы 3.1 содержит полную эффективность отбора сигнальных событий, включающую все этапы разделов 1.4 и 1.5, а также SR. Полная эффективность первичного отбора и SR составила от 44% до 71% в канале $eejj$ в предположении $\beta = 1.0$. Поиск LQ1 с каждым рассматриваемым значением массы произведён только в одной соответствующей SR. Количество SR, представленное в таблице 3.1, выбрано из соображений баланса чувствительности анализа к проявлению искомой физики и его простотой.

Таблица 3.1. Оптимизированные условия отбора для SR, значимость проявления сигнала с номинальным сечением и эффективность отбора сигнальных событий. Первые 5 столбцов опубликованы в статье [7].

В гигаэлектронвольтах

	$m_{\ell\ell} >$	$m_{LQ}^{\min} >$	$S_T >$	Масса LQ1	Z , безразм.	Эффективность, %
SR1	130	210	460	300	289.5	46
SR2	160	250	550	350	183.4	45
SR3	160	280	590	400	121.2	49
SR4	160	370	670	450	83.5	45
SR5	180	410	760	500	59.8	44
				550	42.6	52
SR6	180	490	850	600	31.9	49
				650	23.2	55
SR7	180	580	950	700	18.2	49
				750	13.5	54
SR8	180	610	1190	800	10.9	51
				850	8.3	58
				900	5.9	59
				950	4.3	62
				1000	3.1	64
				1050	2.2	66
				1100	1.5	68
				1150	1.0	67
				1200	0.7	68
1250	0.5	70				
				1300	0.3	71

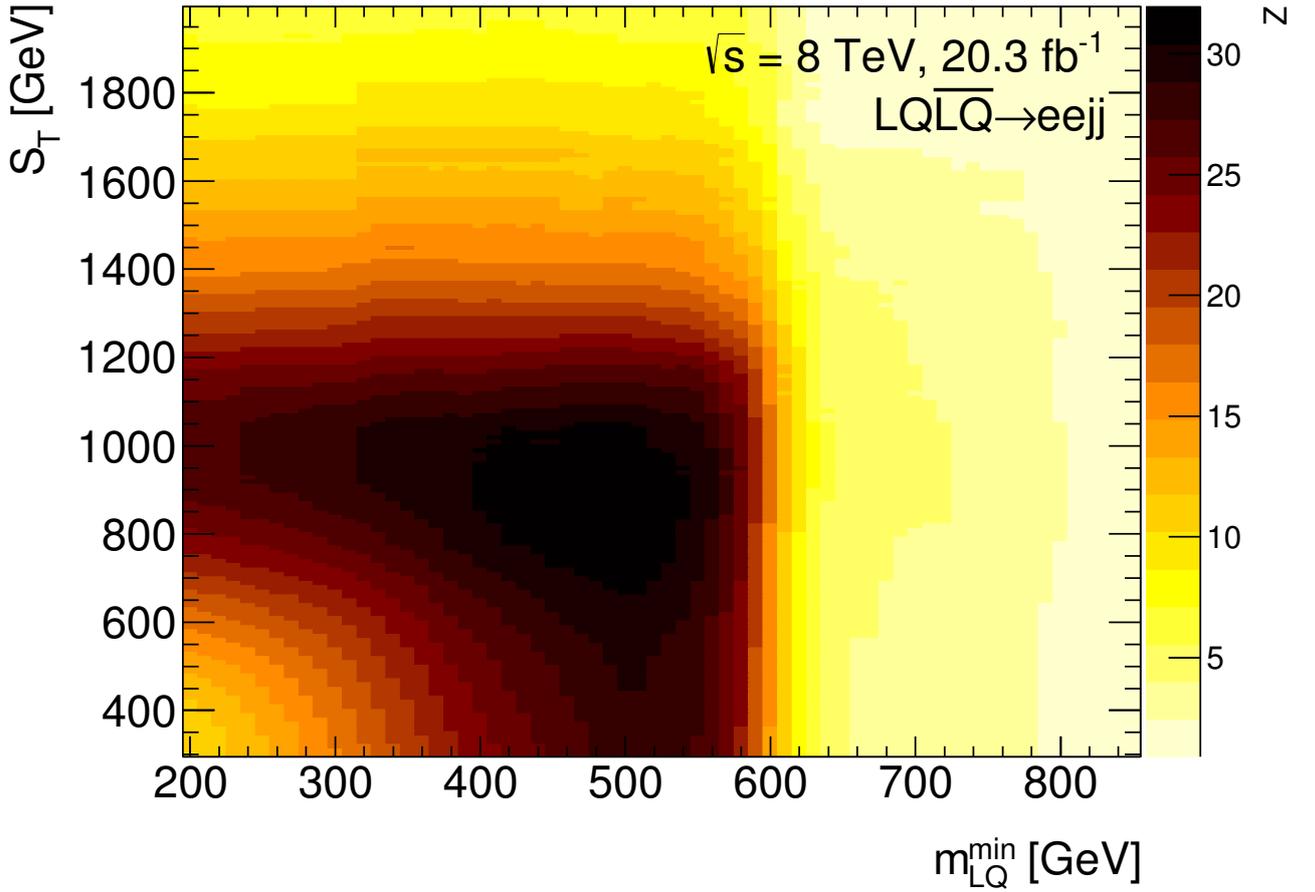


Рис. 3.24. Двумерный зависящий от условий отбора для переменных S_T и m_{LQ}^{\min} срез трёхмерной зависимости для оптимизации SR для сигнальной модели с $m_{LQ1} = 600$ ГэВ при условии отбора для $m_{\ell\ell} > 180$ ГэВ.

Специально исследована перспектива оптимизации SR только для сигнальных моделей с m_{LQ1} , кратным ста, при последующем их использовании и для моделей с m_{LQ1} на 50 ГэВ больше. Эффект для ожидаемого верхнего предела на величину $\sigma \times \beta^2$ как функции m_{LQ1} от такого попарного объединения SR по отношению к случаю индивидуальной оптимизации SR в каждой точке проиллюстрирован рисунком 3.25. Рисунок 3.25 показывает, что для моделей с m_{LQ1} 350 ГэВ и 450 ГэВ ожидаемые верхние пределы заметно различаются. Данное различие указывает на ухудшение чувствительности анализа при объединении SR и является причиной сохранения индивидуальной оптимизации SR для этих точек. При других значениях $m_{LQ1} = 100 \times N + 50$ ГэВ падение

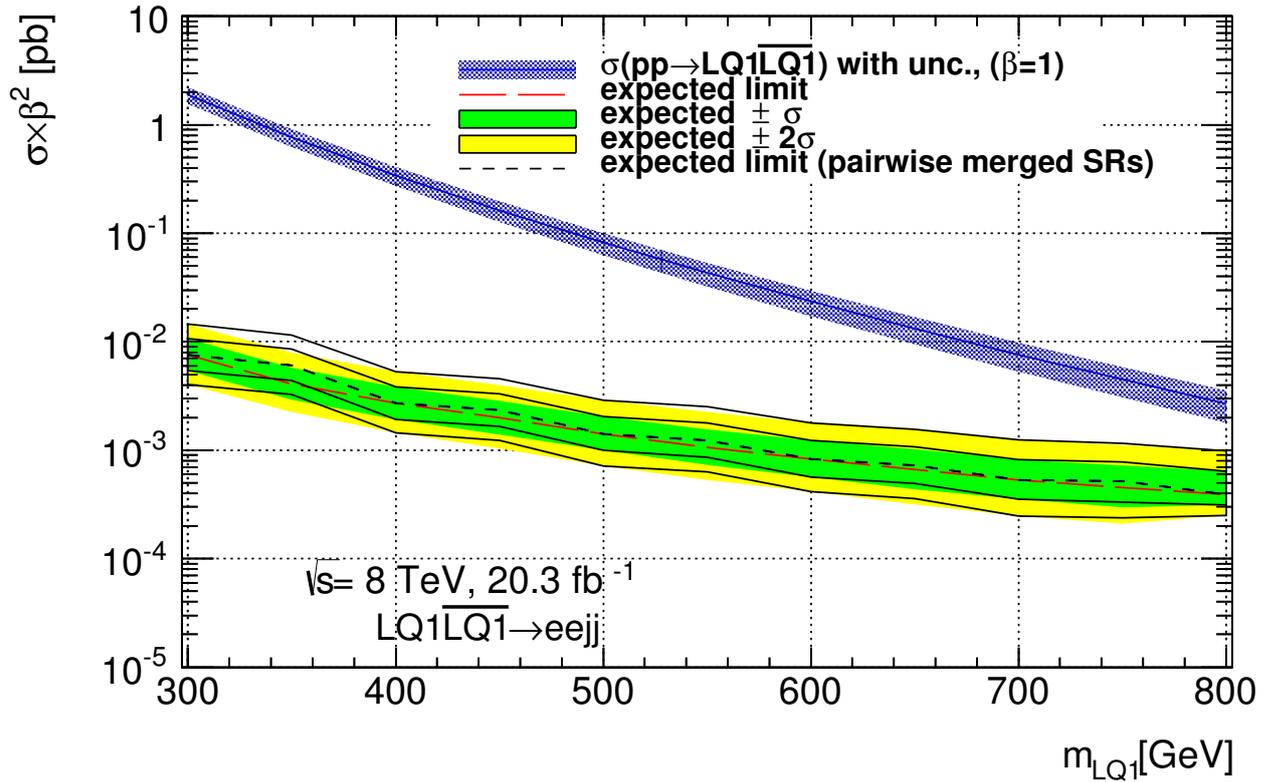


Рис. 3.25. Эффект от попарного объединения сигнальных областей.

чувствительности выражено слабее, поэтому для них индивидуальные SR решено не использовать. В соответствующей $m_{LQ1} = 800$ ГэВ SR8 число ожидаемых фоновых событий достигает ~ 1 и оптимизация SR для следующих значений $m_{LQ1} > 800$ ГэВ к повышению чувствительности анализа, выраженному в усилении верхних пределов на величину $\sigma \times \beta^2$, не ведёт.

Глава 4

Систематические неопределённости

4.1. Источники систематических неопределённостей

Систематическая неопределённость (s.u.) оценки вклада процесса является следствием присутствия источника s.u. (s.s.), состояние которого в SA описывается мешающим параметром (NP). Для оценки вкладов процессов использовано измеренное значение интегральной светимости, для которого учтена консервативная величина s.u. 3.9% [97]. Данная s.u. вносит в SA единый для всех соответствующих процессов и s.s.

S.u. в оценке фона ложных лептонов исследованы в работе [90] и обусловлены аспектами MM, описанного в разделе 2.4, среди которых преобладающий вклад вносят процедуры оценки величины f из уравнения (2.2). Для оценки данной s.u. варьировались параметры обратного T&P метода: условия отбора для величины E_T^{miss} , размер массового окна $m_{T\&P}$, p_T тэга. Исходя из этого, оценка s.u. MM в данной работе произведена вариацией величины f на 20 %. Описание эффекта от данного s.s. в CR и SR работы содержится в приложении E. Данной s.u. соответствует один s.s. в SA.

Статистическая ограниченность MC образцов и, соответственно, оценок вкладов процессов учтена согласно разделу 5.3 и вносит в SA по одному s.s. для каждой CR и SR. Детальное описание статистических неопределённостей в оценках вкладов процессов приведено в таблице E.1 приложения E.

Экспериментальные s.u., связанные с электронами и струями, описаны в разделе 4.2. S.u. оценки акцептанса процесса и теоретическая s.u. моделирования главных фоновых процессов обсуждаются в разделах 4.3 и 4.4 соответственно. Разделы 4.5 и 4.6 посвящены s.u. в оценках сечений второстепенных фоновых процессов и сигнального процесса соответственно.

4.2. Экспериментальные неопределённости

Энергетическая шкала (калибровка) и энергетическое разрешение электронов вносят общие для работ ATLAS неопределённости [83] в анализ. Среди s.u., связанных с калибровкой электронов, присутствуют s.u. шкалы Z -бозона (статистическая, методическая и теоретическая), s.u. шкалы предварительного детектора LAr и s.u., связанная с материалом детектора. Эффект от данных s.u. скомбинирован и введён в SA с помощью единственного s.s. Независимый s.s. соответствует s.u. энергетического разрешения электрона. Кроме того, учтены общие для работ ATLAS s.u., связанные с идентификацией ($\sim 1\%$) и реконструкцией ($\sim 1\%$) электронов [82], а также с эффективностями двухфотонного триггера ($\sim 0.1\%$) и с условиями изоляции ($\sim 0.1\%$), исследованные в работе [90]. Эффект от данных s.u. скомбинирован и введён в SA посредством одного s.s.

Неопределённости, связанные со струями, являются общими для работ ATLAS и описаны в статье [86]. S.u. JES зависит от p_T и η и содержит дополнительные факторы, использованные для поправки на эффекты загрузки. Данные факторы получены как функция числа первичных вершин в событии, чтобы учесть дополнительные pp столкновения в записанном событии (одновременная загрузка), или как функция ожидаемого числа взаимодействий за пересечение сгустков, чтобы ограничить влияние предыдущих и последующих столкновений, влияющих на измерение энергии в данном пересечении сгустков (неодновременная загрузка). Поправочные факторы на эффекты загрузки вносят 4 независимых s.s. Калибровки «in-situ», основанные на балансе p_T струи и реконструированного с высокой точностью объекта, вносят 6 независимых s.s. в случае использования сокращённого (приближённого) набора. Такие измерения основаны на сохранении импульса в событиях ассоциированного рождения Z/γ^* и струй. Комбинированная калибровка разных частей детектора проведена с использованием аналогичного принципа, вовлекая многоструйную конечную топологию, и вносит 2 независимых s.s. Неидеальности MC модели-

рования композиции аромата струи и симуляции отклика детектора на аромат струи, использованных при калибровке, вносят 2 независимых s.s. Учтено и различие моделирования отклика калориметра на прохождение струи методами полной и быстрой симуляции, вносящее 1 s.s. S.u. JER [98] также принята во внимание и включена в SA в качестве независимого s.s. Наибольший эффект от отдельных компонент JES (JER) s.s. для оценки вклада процесса $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ меняется от $\sim 5\%$ ($\sim 1\%$) до $\sim 20\%$ ($\sim 7\%$) в зависимости от SR. Неопределённость эффективности отбора сигнальных событий вследствие присутствия JES s.s. достигает $\sim 3\%$, тогда как влияние JER s.s. не превосходит $\sim 1\%$.

Подробное описание эффекта от каждого s.s. для каждого соответствующего ему образца процесса во всех CR и SR работы содержится в приложении E.

4.3. Неопределённость функции распределения партонов и аксептанс процессов

Связанные с PDF неопределённости влияют на оценку аксептанса процессов с помощью образцов MC. Данный эффект оценён согласно рекомендациям группы PDF4LHC [99; 100] при использовании программного обеспечения LHAPDF6 [101] и комплектов NLO PDF, основанных на подходе MC (NNPDF2.3) и на гессенском подходе (CT10, MSTW2008). В результате учтены следующие с.у.: связанная с MC ансамблями или с собственными векторами определённой PDF, обусловленная с.у. значения α_s , а также связанная с выбором PDF. Окончательная оценка с.у. произведена с использованием всех упомянутых выше составляющих с.у., на основе экстремальных на имеющемся множестве оценок (метод оболочки, «envelope»), полученных с помощью следующих конфигураций комплектов PDF:

- CT10:
 - 52 собственных вектора, 90% CL, $\alpha_s = 0.117982$;
 - 10 собственных векторов, 90% CL, $\alpha_s = 0.113$;
- MSTW2008:
 - 40 собственных векторов, 68% CL, $\alpha_s = 0.120179$;
 - 40 собственных векторов, 68% CL, $\alpha_s = 0.121402$;
 - 40 собственных векторов, 68% CL, $\alpha_s = 0.118672$;
- NNPDF2.3:
 - $\alpha_s = 0.115$ (1 копия);
 - $\alpha_s = 0.116$ (5 копий);
 - $\alpha_s = 0.117$ (25 копий);

- $\alpha_s = 0.118$ (71 копия);
- $\alpha_s = 0.119$ (100 копий);
- $\alpha_s = 0.120$ (71 копия);
- $\alpha_s = 0.121$ (25 копий);
- $\alpha_s = 0.122$ (5 копий);
- $\alpha_s = 0.123$ (1 копия).

Таким образом, для каждого значения α_s использованы до 52 собственных векторов CT10 PDF, сорок собственных векторов MSTW2008 PDF и до ста копий NNPDF2.3 PDF. Эффекты от вариации для всех использованных комплектов PDF перенормированы на 68% CL. Для оценки вариации акцептанса произведён расчёт весовых факторов для каждого события MC образца согласно уравнению (4.1):

$$w = \frac{\text{PDF}(id1, x_1, Q) \times \text{PDF}(id2, x_2, Q)}{\text{PDF}^{\text{orig.}}(id1, x_1, Q) \times \text{PDF}^{\text{orig.}}(id2, x_2, Q)}, \quad (4.1)$$

используя исходные значения $\text{PDF}^{\text{orig.}}$ MC образца и значения, вычисленные с новыми комплектами PDF и α_s . В выражении (4.1) id — идентификатор партона, x и Q — переменные глубоко неупругого рассеяния, а индексы около величин нумеруют участников взаимодействия. Отношение суммы весовых факторов событий, удовлетворивших условиям отбора, к сумме весовых факторов всех событий MC образца без какого-либо отбора является искомой оценкой акцептанса, а набор таких оценок при использовании варьирующихся собственных векторов PDF, значений α_s и семейств PDF использован для вычисления s.u. Величины PDF s.u. в оценке вклада фоновых и сигнальных процессов в CR и SR данной работы приведены в таблице 4.1.

Продолжение таблицы 4.1.

В процентах

Образец	Z/γ^* CR	$t\bar{t}$ CR	SR1	SR2	SR3	SR4	SR5	SR6	SR7	SR8
LQ1 (1100 ГэВ)	18.3	—	—	—	—	—	—	—	—	1.2
LQ1 (1150 ГэВ)	41.0	—	—	—	—	—	—	—	—	1.9
LQ1 (1200 ГэВ)	15.2	—	—	—	—	—	—	—	—	1.3
LQ1 (1250 ГэВ)	14.9	—	—	—	—	—	—	—	—	3.8
LQ1 (1300 ГэВ)	17.7	—	—	—	—	—	—	—	—	0.9

Величина данной s.u. для оценки вклада фоновых процессов меняется от $\sim 1\%$ до $\sim 17\%$ в различных SR, тогда как для сигнальных образцов — от $\sim 1\%$ до $\sim 4\%$, демонстрируя тенденцию к росту при увеличении m_{LQ1} . S.u. введена в SA в качестве единого s.s.

4.4. Неопределённость моделирования главных фоновых процессов

Для двух главных фоновых процессов анализа, $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и $t\bar{t}$, во внимание принята теоретическая неопределённость моделирования MC образцов, приводящая к s.u. в соотношении ожидаемых чисел событий в CR и SR. Оценка данной s.u. произведена при использовании абсолютной величины отклонения от единицы соотношения числа событий в данных и образцах фоновых процессов в бинах распределений по величине S_T , $1 + |1 - \text{data}/\text{MC}|$, в Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR. Величина $1 + |1 - \text{data}/\text{MC}|$ использована с целью измерения абсолютной величины рассогласования данных и MC, а выбор переменной S_T обусловлен её инклюзивностью по отношению к кинематике всех объектов реконструируемой топологии $eejj$. Полученная зависимость такой абсолютной величины от S_T аппроксимирована линейной функцией в области $S_T > 400$ ГэВ. Соответствующие распределения приведены на рисунке 4.1. Зависимое от S_T значение полученной функции применено в качестве весового фактора, $w(S_T)$, для события, а разница между номинальными оценками вкладов процессов и оценками, полученными с применением такого фактора, интерпретируется как s.u. Величина s.u. меняется от $\sim 8\%$ до $\sim 25\%$ для образца $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и от $\sim 6\%$ до $\sim 24\%$ для образца $t\bar{t}$, увеличиваясь от SR1 к SR8.

Зависимый от S_T дополнительный весовой фактор для события описывается уравнением (4.2):

$$w(S_T) = p_0 + p_1 \times S_T, \quad (4.2)$$

где значения параметров линейной функции для процесса $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и их 68% CL

$$p_0 = (94 \pm 3) \times 10^{-2},$$

$$p_1 = (20 \pm 5) \times 10^{-5},$$

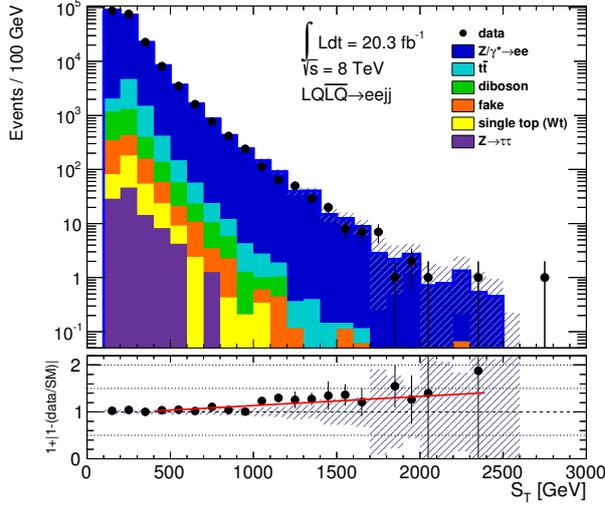
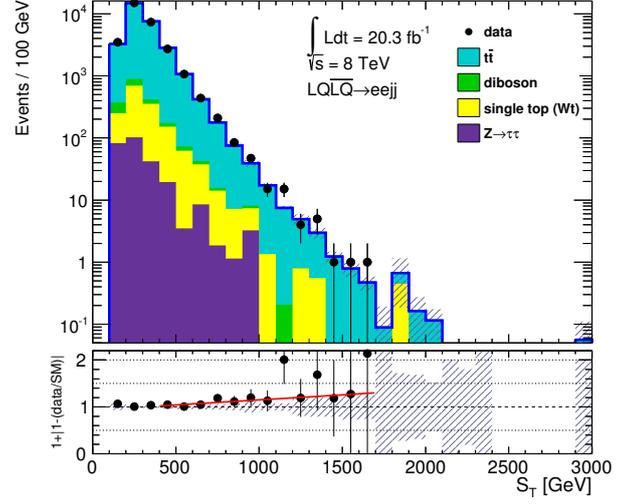
(a) Z/γ^* CR(b) $t\bar{t}$ CR

Рис. 4.1. Аппроксимация распределения величины $1 + |1 - \text{data}/\text{MC}|$ линейной функцией переменной S_T в CR.

а соответствующие значения для процесса $t\bar{t}$

$$p_0 = (93 \pm 7) \times 10^{-2},$$

$$p_1 = (22 \pm 13) \times 10^{-5}.$$

Данная s.u. вносит в SA 2 независимых s.s., влияющих на оценку вкладов процессов $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и $t\bar{t}$ в SR. Описание эффекта от данных s.s. моделирования для образцов процессов $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и $t\bar{t}$ во всех SR работы содержится в приложении E.

4.5. Неопределённость сечения второстепенных фоновых процессов

Неопределённость в оценке сечения учтена для МС образцов второстепенных фоновых процессов: рождение пар векторных бозонов [76; 77], одиночное рождение t -кварка в Wt -канале [80] и $Z \rightarrow \tau\tau$ [81]. Значение с.у. сечения для процесса рождения W^+W^- увеличено на 20%, принимая во внимание измерения экспериментов ATLAS [102] и CMS [103], показавшие избыток по отношению к ожидаемым оценкам на 20%. Работы [104; 105] содержат обсуждение возможных причин избытка. Использованные значения с.у. приведены в таблице 4.2. Эффект от данной с.у. внесён в SA посредством единого s.s.

Таблица 4.2. Теоретические неопределённости в оценках сечений фоновых процессов.

Процесс	Теоретическая неопределённость, %
W^+W^-	25
WZ	7
ZZ	5
одиночный t -кварк (Wt)	6.8
$Z \rightarrow \tau\tau$	10

Основные фоновые процессы работы, $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ и $t\bar{t}$, связаны с соответствующими CR, эффективно устраняющими влияние данного s.s. на оценки их вкладов.

4.6. Неопределённость сечения сигнального процесса

Перенормировочная/факторизационная шкала QCD выбиралась равной половинному или двойному значению массы LQ с целью оценки влияния поправок высших порядков теории возмущения на оценку сечения сигнального процесса. Вариация оценки сечения, таким образом, составила $\approx 14\%$ для всех рассматривавшихся образцов сигнального процесса. S.u. оценки сечения сигнального процесса, обусловленная неопределённостью PDF, обозначена как $\delta(\text{PDF})$ и оценена методом оболочки на множестве сорока различных собственных векторов CTEQ6.6 NLO, согласно работе [29]. Полученная оценка меняется от 18% при $m_{\text{LQ}} = 300$ ГэВ до 56% при $m_{\text{LQ}} = 1300$ ГэВ.

Теоретические s.u. для оценки сечения сигнального процесса, обусловленные PDF и выбором перенормировочной/факторизационной шкалы, приведены в таблице 1.1 раздела 1.3. Сечения LO и NLO рассчитаны с CTQ6L1 и CTQ6.6 PDF соответственно. Приведены сечения NLO с перенормировочной/факторизационной шкалами, μ , выбранными равными половинным и двойным значениям массы LQ. Все оценки получены специалистами по анализу поиска LQ3 на основе работы [29]. Комбинированная s.u. сечения сигнального процесса явным образом приведена на размещённом в разделе 6.3 рисунке 6.3, отражающем совместимость модели LQ с данными, но не введена в SA и не использована при дальнейших численных оценках.

Проверка совместимости новой модели в физике высоких энергий с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов

5.1. Введение в проблему

Проверка совместимости расширений SM с данными является одним из самых популярных направлений НЕР после открытия бозона Хиггса на ЛНС. Таким образом, задача верификации новой модели НЕР с использованием наблюдаемых данных типична для современных физических экспериментов. В случае отсутствия проявлений новой модели оцениваются пределы на её параметры. Решение данной задачи может быть получено в рамках двух альтернативных статистических формализмов, получивших распространение в современных анализах НЕР: частотного и Байесовского. В процессе данного исследования из общих соображений смоделирована характерная экспериментальная ситуация, что описано в разделе 5.2. Применение частотного формализма к решению проблемы проверки совместимости новой модели с данными разобрано в разделе 5.3, тогда как альтернативное решение в рамках Байесовской парадигмы представлено в разделе 5.5. Особенности включения систематических неопределённостей в SA освещены в разделе 5.4.

5.2. Типичная постановка проблемы

Характерные условия, с которыми сталкивается современный специалист по анализу, решая задачу проверки совместимости новой модели НЕР данными, подразумевают наличие данных, полученных экспериментом, и МС образцов известных процессов НЕР. МС образцы моделируются как для фоновых процессов SM, так и для рассматриваемой сигнальной модели. Структура данных и образца МС часто представлена событиями, которые характеризуются переменными, например E_T^{miss} в экспериментах на коллайдерах. Такой массив называется небинированным, являясь противоположностью бинированного, в котором события сгруппированы в интервалах (бинах) значений переменных. Бинированные массивы обладают преимуществом простоты и скорости их обработки, что актуально для современных анализов НЕР с большой множественностью записанных событий. Таким образом, исходным объектом SA становится шаблон — распределение частот переменной для данных или образца МС.

Типичная статистическая конфигурация физического анализа, посвящённого проверке совместимости расширения SM с данными, с бинированными образцами и шаблонами смоделирована на первом этапе исследования. Для наглядности рассмотрен случай единственной наблюдаемой переменной, инвариантной массы пары лептонов, $m_{\ell\ell}$, являющейся основной переменной, например в поиске резонансов Z' . Тем не менее, описанные выводы обобщаются на многомерную конфигурацию с несколькими наблюдаемыми переменными. Шаблоны для фоновых и сигнальных процессов смоделированы на основе базовых принципов теории распределения [106] с использованием программного обеспечения RooFit [107], реализующего удобные и гибкие инструменты для работы с функциями плотности вероятности (p.d.f.) и для моделирования МС образцов.

Композиция фона представлена тремя компонентами, обозначенными как А, В и С и характеризуемыми индивидуальными p.d.f. и фракциями. P.d.f. Crystall Ball, $CB(m_{\ell\ell}|\bar{x} = 91.5, \sigma = 10, \alpha = -2.5, n = 0.9)$, использована для

моделирования образца фонового процесса А, поскольку данная p.d.f. воспроизводит особенности распределения процесса Z/γ^* в области пика Z -бозона и хвостовой части, соответствующей процессу DY. Моделирование компонента В основано на сопряжённой функции ошибок, переходящей в p.d.f. $\frac{1}{2}\text{erfc}(\frac{m_{\ell\ell}-\bar{x}}{\sqrt{2}\sigma}|\bar{x} = 150, \sigma = 50)$. Такая параметризация описывает распределения процесса, имеющего близкое к равномерному распределение на определённом масштабе и спадающего за его пределами вследствие статистических и/или физических причин. Аналогичное поведение демонстрировали распределения, например образца $t\bar{t}$ в экспериментах ускорителей Tevatron и LHC. Фоновый компонент С смоделирован при использовании экспоненциальной p.d.f. $\exp(m_{\ell\ell}|\tau = -0.005)$ и соответствует распределению непрерывно спадающего процесса, как, например, фон ложных лептонов в экспериментах ускорителей Tevatron и LHC. Фракции компонент фона А, В и С в общей композиции приняты равными 0.9, 0.05 и 0.05 соответственно. Подобная композиция процессов Z/γ^* , $t\bar{t}$ и фона ложных лептонов проявлялась в поисковых анализах на ускорителях Tevatron и LHC. Процесс А имеет подавляющее превосходство в общей композиции, обусловленное областью пика: в хвостовой части, характеризуемой большими значениями наблюдаемой переменной $m_{\ell\ell}$, где обычно осуществляется поиск проявления новой модели, фракция процесса А меньше. Данная трёхкомпонентная модель фона является иллюстративным упрощением типичной ситуации физического анализа, в которой имеет место большее разнообразие значимых процессов. Тем не менее, упрощение позволяет продемонстрировать методы SA, обобщаемые на реальную конфигурацию.

Распространённый случай проверки совместимости новой модели с данными связан с поиском резонанса неизвестной массы, m^{sig} . Экспериментальная ширина резонанса зачастую определяется эффектами разрешения детектора, приводящим к распределениям значительно большей ширины по сравнению с величиной Брайт-Вигнера ширины резонанса. Таким образом, сигнальный образец может быть смоделирован при использовании p.d.f. Гаусса,

$G(m_{\ell\ell}|m^{\text{sig}}, \sigma = 0.05 \times m^{\text{sig}})$, где величина σ/m^{sig} соответствует уровню нескольких процентов. В процессе анализа обычно подлежат проверке несколько значений m^{sig} , поэтому для определённости выбран диапазон $m^{\text{sig}} \in [500, 2600]$ ГэВ с шагом 100 ГэВ.

Общее ожидаемое число фоновых событий из соображений определённости выбрано равным 10^3 . Образец данных смоделирован с помощью p.d.f. полной фоновой модели в формализме расширенного правдоподобия, включающем Пуассоновскую флуктуацию наблюдаемого числа событий относительно ожидаемого в рамках заданной фоновой модели. Перечисленные p.d.f. фоновых процессов, p.d.f. композиции фона, p.d.f. сигнального процесса при $m^{\text{sig}} = 1$ ТэВ и смоделированный образец данных представлены на рисунке 5.1.

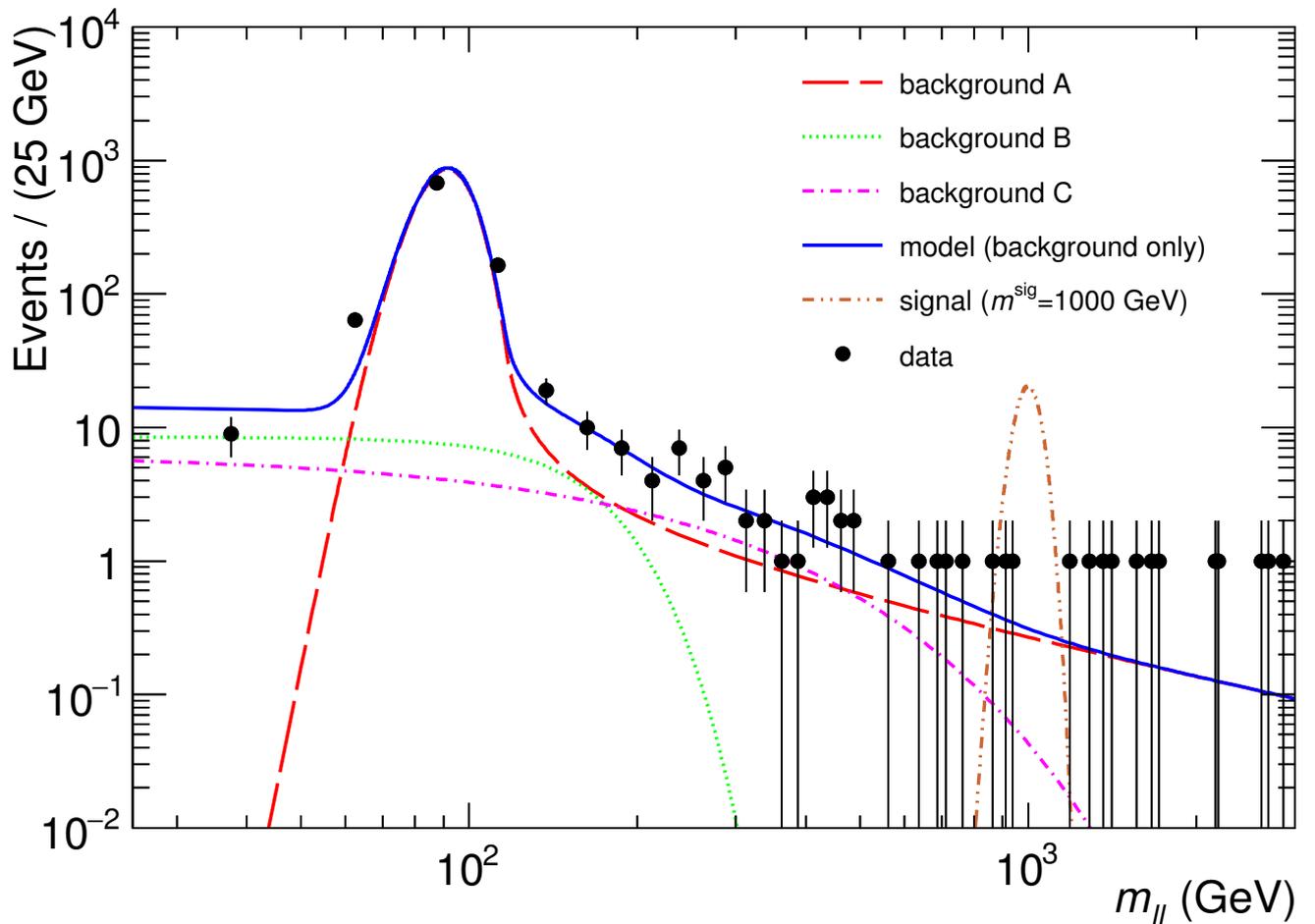


Рис. 5.1. P.d.f. фоновых и сигнального процессов и образец данных. Рисунок опубликован в статье [8].

МС образцы размером в 10^7 событий каждый нормированы с учётом полной ожидаемой оценки фоновых процессов и выбранных фракций фоновых процессов в композиции. Образцы сигнального процесса обеспечены МС статистикой 10^6 событий для каждого рассматривавшегося значения m^{sig} и нормированы на номинальное ожидаемое число сигнальных событий, выбранное в качестве начального значения равным 10: число сигнальных событий обычно неизвестно и факторизовано на номинальное ожидаемое число событий и интересующий параметр (POI) анализа, μ , силу сигнала. Заданная конфигурация моделирования обеспечивает распределения по величине $m_{\ell\ell}$ для фоновых процессов, сигнального процесса при $m^{\text{sig}} = 1$ ТэВ и данных, представленные на рисунке 5.2.

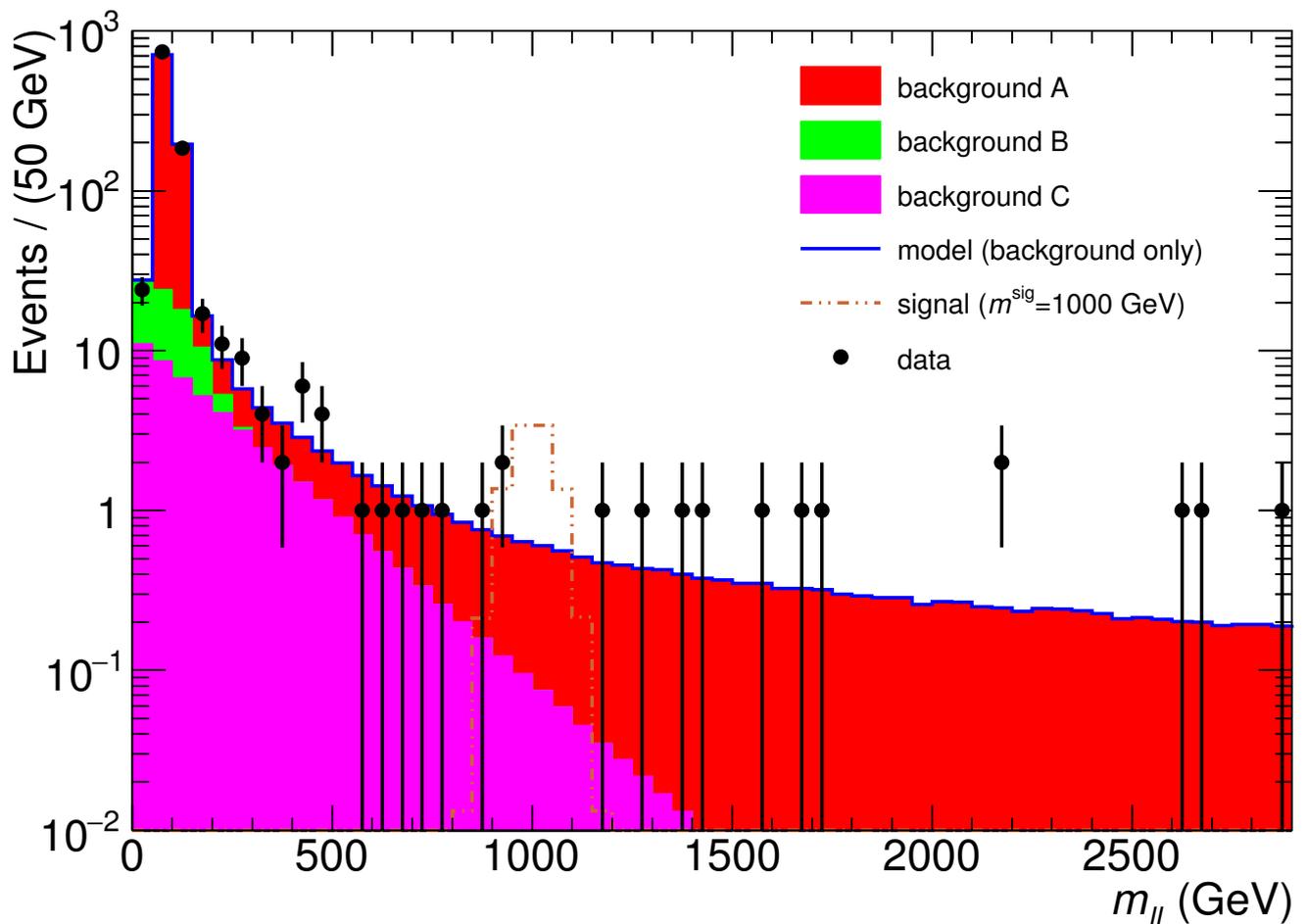


Рис. 5.2. Распределения по $m_{\ell\ell}$ для фоновых и сигнального процессов и данных. Рисунок опубликован в статье [8].

CR определена для уточнения полного числа событий соответствующего процесса и для ограничения систематических неопределённостей. Один из способов оптимизации SR заключается в варьировании соответствующих ей границ фазового пространства с целью нахождения наибольшего значения параметра значимости Z , определённого в уравнении (3.3). Понятия CR и SR активно используются в современных анализах НЕР, связанных с поиском проявлений физики за пределами SM. Естественный выбор CR в рассматриваемом случае подразумевает область около пиковой части фонового процесса A: для определённости использован интервал $m_{\ell\ell} \in (60, 120)$ ГэВ, гарантирующий очевидное преобладание вклада процесса A по отношению ко вкладам остальных процессов. Определение SR в общем случае предусматривает индивидуальную оптимизацию для каждого рассматриваемого значения m^{sig} и не пересекается с CR. Поэтому в рамках данного исследования определены несколько SR, принимающие с учётом ширины сигнального распределения по $m_{\ell\ell}$ следующий вид: $m_{\ell\ell} > m^{\text{sig}} - 100$ ГэВ для $500 \leq m^{\text{sig}} < 1000$ ГэВ, $m_{\ell\ell} > m^{\text{sig}} - 200$ ГэВ для $1000 \leq m^{\text{sig}} < 1600$ ГэВ, $m_{\ell\ell} > m^{\text{sig}} - 300$ ГэВ для $1600 \leq m^{\text{sig}} < 2000$ ГэВ, $m_{\ell\ell} > m^{\text{sig}} - 400$ ГэВ для $2000 \leq m^{\text{sig}} \leq 2600$ ГэВ. Стратегия построения CR и SR в анализах НЕР является предметом тщательного исследования и представляет собой важную часть работы. В данном исследовании CR и SR определены на основе простых соображений, а конкретные числа выбраны для определённости, поскольку этот аспект не является предметом исследования. Простая конфигурация анализа с шаблонами размером в один бин для CR и SR — простой счётный эксперимент — обсуждается далее, но может быть обобщена на случай большего количества бинов в шаблоне.

Типичный этап каждого анализа состоит в оценке и включении s.u. в анализ. S.u. может рассматриваться как результат изменения состояния соответствующего s.s., выраженный в вариации оценки числа событий. S.s. может быть классифицирован как экспериментальный, связанный с неопределённостями измерений физических величин, например вариация (JES) из раздела 4.2. Другой

класс $s.s.$ является теоретическим и происходит из неопределённостей в теоретических оценках, например неопределённость МС моделирования из раздела 4.4. Вариация $s.s.$ в определённом направлении приводит к изменению оценки ожидаемого числа событий индивидуальной величины и направления для каждого рассматриваемого процесса в каждой CR и SR работы. Для краткости в данном исследовании представлена идентичная конфигурация $s.u.$ в разных SR, в которую входят следующие четыре $s.s.$: экспериментальный $s.s.$ I, влияющий на сигнальный и фоновые процессы A и B одинаково, например $s.u.$ оценки светимости; экспериментальный $s.s.$ II, влияющий исключительно на фоновый процесс C, как, например, методическая $s.u.$ управляемой данными оценки фона ложных лептонов; экспериментальный $s.s.$ III, влияющий на оценки для сигнала и фоновых процессов A и B индивидуально, как, например, JES $s.u.$; теоретический $s.s.$ IV, влияющий на фоновый процессы A и B индивидуально, подобно $s.s.$ моделирования. Общая конфигурация $s.u.$ и $s.s.$, выбранная для данного исследования, отражена в таблице 5.1.

Характерная цель анализа НЕР, исследующего расширение SM, заключается в проверке совместимости модели, содержащей исключительно процессы SM, с наблюдаемыми данными, что позволяет установить верхний предел на параметр μ . Параметризация процессов и их композиции, также как и $s.s.$, выбрана из общих соображений, а конкретные значения параметров и величин установлены для определённости. Задача выбранной постановки проблемы состоит в воспроизведении типичных физических и статистических условий, связанных с проверкой совместимости новой модели с данными в анализах НЕР, для иллюстрации обсуждаемого далее решения этой проблемы в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов.

Таблица 5.1. Конфигурация s.s. и s.u. Стрелка — направление вариации s.s., числа со знаками — соответствующее изменение в оценке числа событий. “n/a” означает отсутствие влияния s.s. на процесс. “n/e” показывает отсутствие оценки влияния соответствующей вариации s.s. на процесс. Таблица опубликована в статье [8].

В процентах

	CR			SR			
	Фоновый процесс A	Фоновый процесс B	Фоновый процесс C	Фоновый процесс A	Фоновый процесс B	Фоновый процесс C	Сигнальный процесс
S.s. I	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-5 \end{matrix}$	n/a	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-5 \end{matrix}$	n/a	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-5 \end{matrix}$
S.s. II	n/a	n/a	$\begin{matrix} \uparrow+15 \\ \downarrow-20 \end{matrix}$	n/a	n/a	$\begin{matrix} \uparrow-10 \\ \downarrow+15 \end{matrix}$	n/a
S.s. III	$\begin{matrix} \uparrow+10 \\ \downarrow-10 \end{matrix}$	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-0 \end{matrix}$	n/a	$\begin{matrix} \uparrow-5 \\ \downarrow+5 \end{matrix}$	$\begin{matrix} \uparrow+10 \\ \downarrow-10 \end{matrix}$	n/a	$\begin{matrix} \uparrow+5 \\ \downarrow-5 \end{matrix}$
S.s. IV	n/a	n/a	n/a	$\begin{matrix} \uparrow+20 \\ \downarrow n/e \end{matrix}$	$\begin{matrix} \uparrow+10 \\ \downarrow n/e \end{matrix}$	n/a	n/a

5.3. Частотный подход

Основным понятием частотного формализма является функция правдоподобия (LF) [108], содержащая всю доступную информацию о статистическом эксперименте: числа событий и неопределённости. LF, именуемая также моделью, имеет в данном случае следующий вид:

$$\begin{aligned}
 L(\mathbf{N}, \boldsymbol{\theta}^0, \mathbf{m} | \mu, \boldsymbol{\beta}, \boldsymbol{\theta}, \boldsymbol{\gamma}) = & \\
 & \underbrace{P \left(N_{\text{SR}} \mid \left[\mu \times S_{\text{SR}} \times \prod_i^{Sys} \nu_{\text{SR},\text{sig}}^i(\theta_i) + \sum_l^{Bkg} \beta_l \times B_{\text{SR},l} \times \prod_i^{Sys} \nu_{\text{SR},l}^i(\theta_i) \right] \times \gamma_{\text{SR}} \right)}_{\text{Пуассоновский член для SR}} \\
 & \times \underbrace{P \left(N_{\text{CR}} \mid \left[\sum_l^{Bkg} \beta_l \times B_{\text{CR},l} \times \prod_i^{Sys} \nu_{\text{CR},l}^i(\theta_i) \right] \times \gamma_{\text{CR}} \right)}_{\text{Пуассоновский член для CR}} \\
 & \times \underbrace{\prod_n^{Sys} G(\theta_n^0 | \theta_n, 1)}_{\text{Гауссовский ограничивающий член}} \times \underbrace{\prod_p^{Reg} P(m_p | \gamma_p \times \tau_p)}_{\text{Пуассоновский ограничивающий член}}.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Множество *Reg* включает CR и SR, определённые в разделе 5.2, а вектор (обозначается полужирным шрифтом) \mathbf{N} обозначает числа событий, наблюдаемых в CR и SR. Множества s.s. и компонент фона, описанные в разделе 5.2, обозначены величинами *Sys* и *Bkg*. Нормировочные параметры $\boldsymbol{\beta}$ фоновых процессов, имеющих соответствующие CR (фоновый процесс A), варьируются при процедурах оптимизации и интегрирования LF; в случае других фоновых процессов (B и C) они установлены равными $\beta \equiv 1$ и не меняются. Величины *B* и *S* обозначают ожидаемое число фоновых и сигнальных событий в CR или SR. Функция влияния $\nu(\theta)$ описывает эффект вариации s.s. для модели и зависит от NP, θ . Вариация NP ограничивается вспомогательным измерением,

выраженным в ожидаемых оценках чисел событий при различных состояниях s.s. Поскольку s.s. I влияет на все соответствующие ему процессы идентично в CR и SR (таблица 5.1), соответствующая функция влияния определена как $\nu(\theta) = \theta$. Для других s.s. значение $\theta = 0$ соответствует номинальной ожидаемой оценке вклада (I^0), тогда как значению 1 соответствует аналогичная оценка после вариации s.s. на 1σ вверх (I^+), а значению -1 — на 1σ вниз (I^-). Следуя процедуре, предложенной для ЛНС [109], для построения $\nu(\theta)$ применена полиномиальная интерполяция и показательная экстраполяция с областью определения $\theta \in (-\infty, +\infty)$:

$$\nu(\theta|I^0, I^+, I^-) = \begin{cases} (I^+/I^0)^\theta & \theta \geq 1, \\ 1 + \sum_{i=1}^6 a_i \times \theta^i & |\theta| < 1, \\ (I^-/I^0)^{-\theta} & \theta \leq -1. \end{cases} \quad (5.2)$$

В ситуации, когда в наличии только оценка вклада процесса при вариации s.s. вверх (s.s. IV), аналогичная оценка для вариации s.s. вниз построена симметрично. Коэффициенты a_i получены из граничных условий $\nu(\theta = \pm 1)$, $d\nu/d\theta|_{\theta=\pm 1}$, $d^2\nu/d^2\theta|_{\theta=\pm 1}$. Такой способ параметризации позволяет избежать изломов функции влияния вследствие непрерывности первой и второй производных и обеспечивает неравенство $\nu(\theta) \geq 0$ на всей её области определения. Ограниченность статистики MC образца процесса учтена с помощью процедуры, предложенной для ЛНС [109]: параметры γ описывают данный эффект в CR и SR и варьируются при процедурах оптимизации и интегрирования. Параметры m в Пуассоновских ограничивающих членах определены как $m = (\xi/\delta)^2$, где ξ — полная оценка ожидаемого числа событий в CR или SR, подверженного эффекту статистической ограниченности MC образцов, а δ — полная статистическая неопределённость ξ . Если оценка вклада процесса не подвержена данному эффекту, то соответствующие члены вынесены за пределы сумм ξ в уравнении (5.1) и не умножаются на параметры γ . Величина $\tau = (\xi/\delta)^2$ не меняется при процедурах оптимизации и интегрирования. Параметры θ^0 и m соответствуют номиналь-

ным оценкам чисел событий при вспомогательных измерениях. Таким образом, θ^0 равен 1 для s.s. I и 0 для других s.s., тогда как m соответствует своей начальной оценке. При данном подходе ограничивающие члены для s.s. имеют Гауссовский вид с аргументами θ^0 и параметрами среднего θ и σ , соответствующими значениям из таблицы 5.1 для s.s. I и единице для других s.s. Величины \mathcal{N} именуются наблюдаемыми, θ^0 и m — глобальными наблюдаемыми, а величины β , θ и γ — мешающими параметрами, NP.

Профиль и проекция отрицательной логарифмической LF из уравнения (5.1) (NLL) по POI при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ, сдвинутые на значение глобального минимума, представлены на рисунке 5.3.

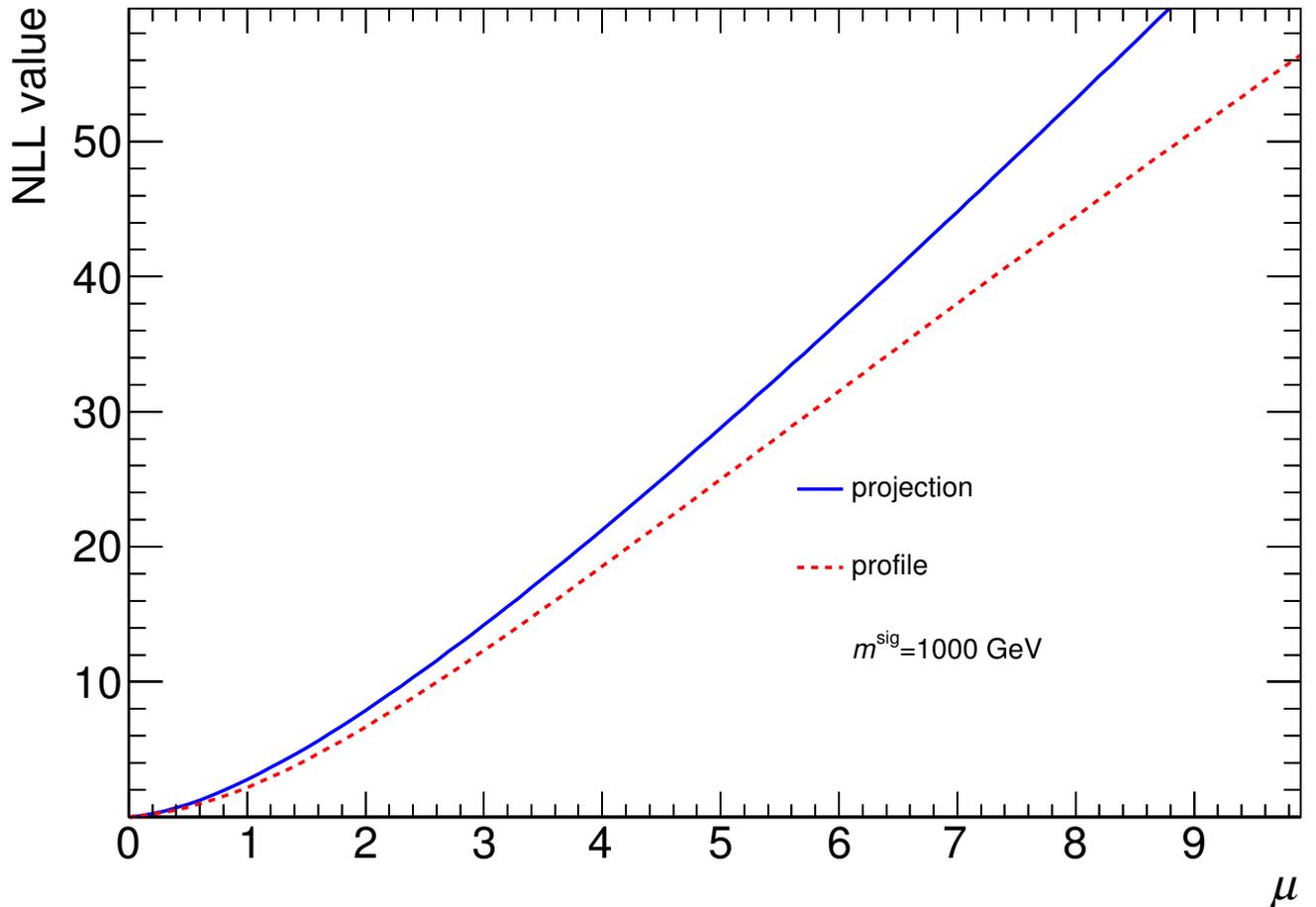


Рис. 5.3. Профиль и проекция NLL по POI при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ. Рисунок опубликован в статье [8].

Критерий, основанный на соотношении профилей правдоподобия и исполь-

зованный для оценок верхних пределов, определён согласно работе [96] и приведён в уравнении (5.3).

$$\tilde{q}_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\beta}(\mu), \hat{\theta}(\mu), \hat{\gamma}(\mu))}{L(0, \hat{\beta}(0), \hat{\theta}(0), \hat{\gamma}(0))} & \hat{\mu} < 0, \\ -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\beta}(\mu), \hat{\theta}(\mu), \hat{\gamma}(\mu))}{L(\hat{\mu}, \hat{\beta}, \hat{\theta}, \hat{\gamma})} & 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu, \\ 0 & \hat{\mu} > \mu. \end{cases} \quad (5.3)$$

Одиночный символ $\hat{\cdot}$ над параметром обозначает безусловную максимизацию LF по нему на всей области значений; двойной символ $\hat{\cdot}$ означает условную максимизацию LF по соответствующему параметру при фиксированном значении параметра μ в скобках. Наблюдаемые и глобальные наблюдаемые введены как аргументы LF из уравнения (5.1) и не меняются при процедуре оптимизации. Поскольку критерий из уравнения 5.3 основан на оценках методом максимального правдоподобия (ML), свойства состоятельности, несмещённости и эффективности ML-оценки, некоторые из которых проявляются только асимптотически, должны проверяться для каждой конфигурации модели. p -значение определено в уравнении (5.4) в соответствии с работой [96]:

$$p_\mu = \int_{q_{\mu, obs}}^{\infty} f(\tilde{q}_\mu | \mu) dq_\mu. \quad (5.4)$$

Функция распределения критерия $f(\tilde{q}_\mu | \mu)$ получена в частотном подходе, методом MC, с помощью моделирования псевдо-экспериментов (PE). Безусловные ансамбли использованы для этой цели при каждом проверяемом значении параметра μ : величины \mathbf{N} , $\boldsymbol{\theta}^0$ и \mathbf{m} варьируются при моделировании PE в соответствии с моделью из уравнения (5.1), используя оценки $\hat{\beta}(\mu)$, $\hat{\theta}(\mu)$ и $\hat{\gamma}(\mu)$, полученные методом ML при заданном μ с наблюдаемыми и глобальными наблюдаемыми изданных. Случайные величины \mathbf{N} , $\boldsymbol{\theta}^0$ и \mathbf{m} использованы в качестве аргументов LF из уравнения 5.1, подвергающейся максимизации по параметрам согласно уравнению 5.3 при каждом PE. Безусловные ансамбли с

сигнальными и фоновыми процессами ($s + b$) и только с фоновыми процессами (b), имеющие размер 100000 PE и 50000 PE соответственно, смоделированы для каждого проверявшегося значения параметра μ , обеспечивая ожидаемые частотные распределения \tilde{q}_μ для обоих случаев, так же как и единственное значение \tilde{q}_μ для данных, позволяющее получить p -значения для $s + b$ и b гипотез с помощью уравнения (5.4). Программное обеспечение HistFitter [110], основанное на классах RooStats [111], использовано для практической реализации частотного подхода в данной работе. Полученные распределения по \tilde{q}_μ для 20 значений ROI в диапазоне $\mu \in [0, 2.5]$ при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ представлены на рисунке 5.4.

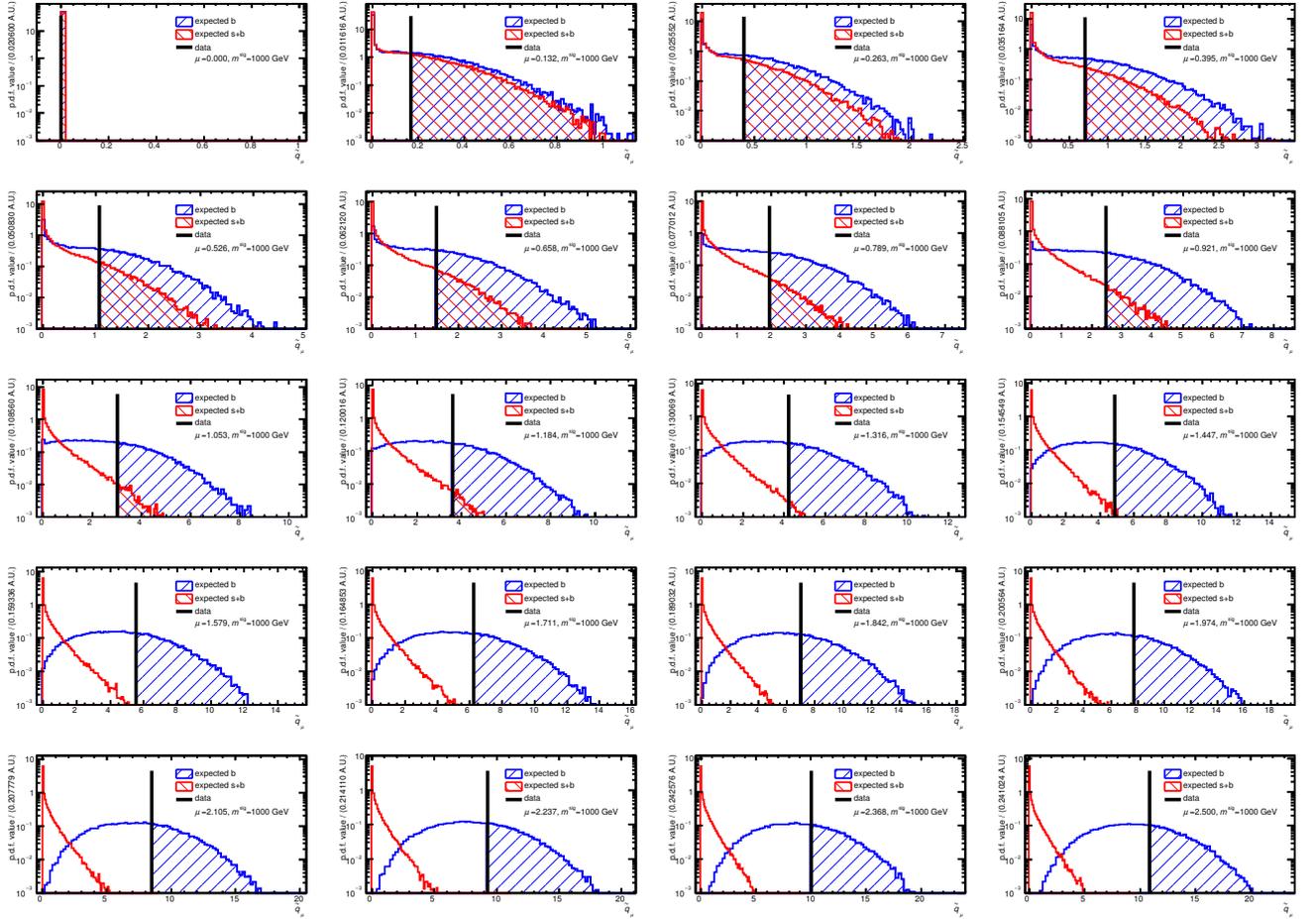


Рис. 5.4. Распределения по \tilde{q}_μ для 20 значений ROI в диапазоне $\mu \in [0, 2.5]$ при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ. Рисунок опубликован в статье [8].

Несколько наблюдаемых p -значений, обозначаемых также CL , вычислены при каждом рассматривавшемся значении параметра μ : CL_{s+b} (CL для ансам-

бля $s + b$), CL_b (CL для ансамбля b) и CL_s , где величина CL_s определена в работе [112] и выписана в уравнении (5.5):

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{1 - CL_b}. \quad (5.5)$$

Величина CL_s известна как консервативная, приводящая к переоценке интервалов в ущерб статистической чувствительности эксперимента. Тем не менее, метод CL_s получил широкое распространение а современных анализах НЕР.

Использование вместо наблюдаемой в данных величины \tilde{q}_μ её ожидаемого распределения из безусловного ансамбля b приводит к частотному распределению величины CL_s в предположении отсутствия проявления сигнального процесса. При публикации результатов анализа могут использоваться значения медианы, а также квантили $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ такого распределения. Наблюдаемые и ожидаемые значения CL для модели при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ приведены на рисунке 5.5. Наблюдаемые и ожидаемые значения верхних пределов для POI вместе с ожидаемыми значениями $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ для модели при определённой m^{sig} следуют из такого рисунка как абсциссы точек пересечения соответствующих кривых CL_s с заданным для представления результатов анализа уровнем значимости, CL. Выбор 95 % CL распространён в современных работах НЕР, связанных с проверкой совместимости расширений SM с данными, и соответствует p -значению 0.05.

Применение данного подхода для различных значений m^{sig} позволяет получить наблюдаемые и ожидаемые пределы на параметр μ как функцию величины m^{sig} . Умножение таких пределов на номинальное ожидаемое число сигнальных событий при каждом значении m^{sig} , положенное в данном исследовании равным 10 для всех m^{sig} , приводит к интерпретации результатов как верхние пределы на число сигнальных событий (N^{sig}), являющиеся функцией m^{sig} , как показано на рисунке 5.6.

Общая тенденция флуктуаций вниз, дефицита наблюдаемого числа событий по отношению к предсказываемому моделью, включающей только фоновые

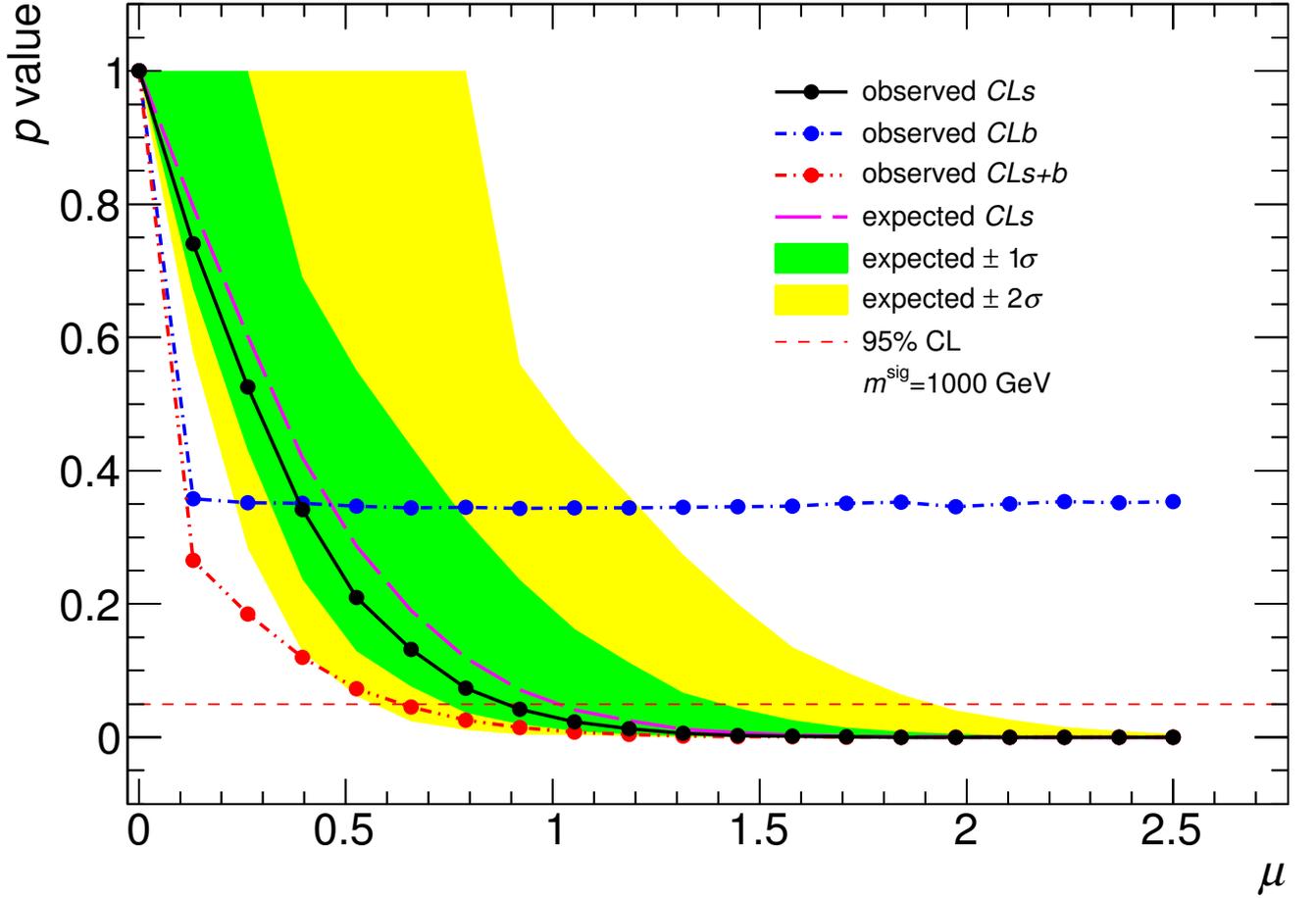


Рис. 5.5. Значения CL для 20 точек ROI в диапазоне $\mu \in [0, 2.5]$ при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ. Рисунок опубликован в статье [8].

процессы, имеет место для всех проверявшихся значений m^{sig} и ведёт к отрицательным значениям $\hat{\mu}$, исключая точку $m^{\text{sig}} = 2500$ ГэВ, где имеет место флуктуация вверх. Эффект заметен на рисунке 5.6 при сравнении полигонов наблюдаемых и ожидаемых пределов.

В современных работах НЕР публикуются p_0 -значения. Согласно работе [96], критерий q_0 , используемый для оценки p_0 -значения, не является частным случаем \tilde{q}_μ из уравнения 5.3 и определён иначе, что отражено в уравнении 5.6:

$$q_0 = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(0, \hat{\beta}(0), \hat{\theta}(0), \hat{\gamma}(0))}{L(\hat{\mu}, \hat{\beta}, \hat{\theta}, \hat{\gamma})} & \hat{\mu} \geq 0, \\ 0 & \hat{\mu} < 0. \end{cases} \quad (5.6)$$

Оставшаяся часть процедуры аналогична приведённой для \tilde{q}_μ — p.d.f. $f(q_0|0)$ по-

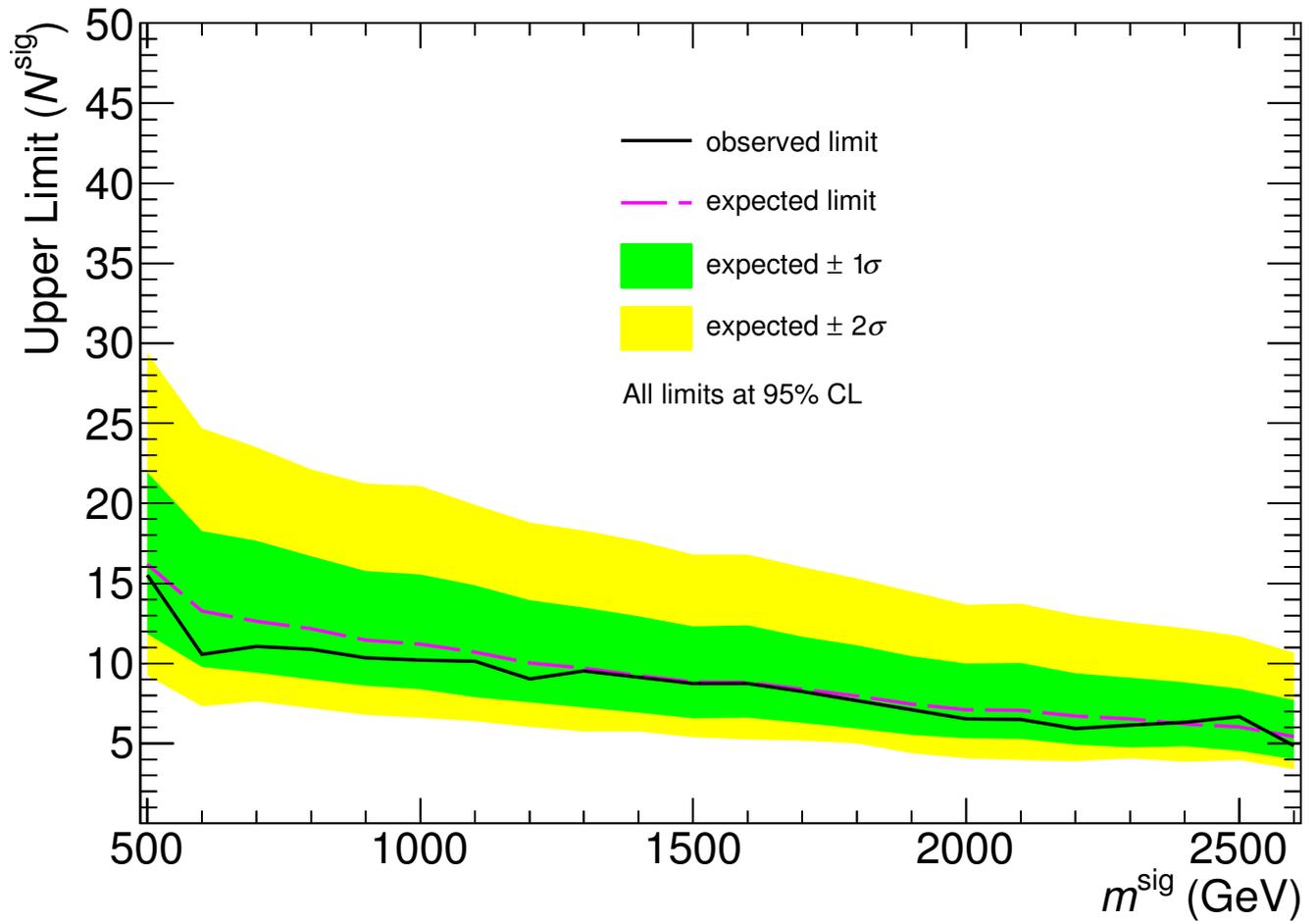


Рис. 5.6. Частотные верхние пределы на N^{sig} как функция m^{sig} . Рисунок опубликован в статье [8].

лучена в частотном формализме с помощью b ансамбля размером 200000 PE. Определение p_0 -значения приведено в уравнении 5.7, в соответствии с работой [96]:

$$p_0 = \int_{q_{0,obs}}^{\infty} f(q_0|0)dq_0. \quad (5.7)$$

p_0 -значения как функция m^{sig} представлены на рисунке 5.7.

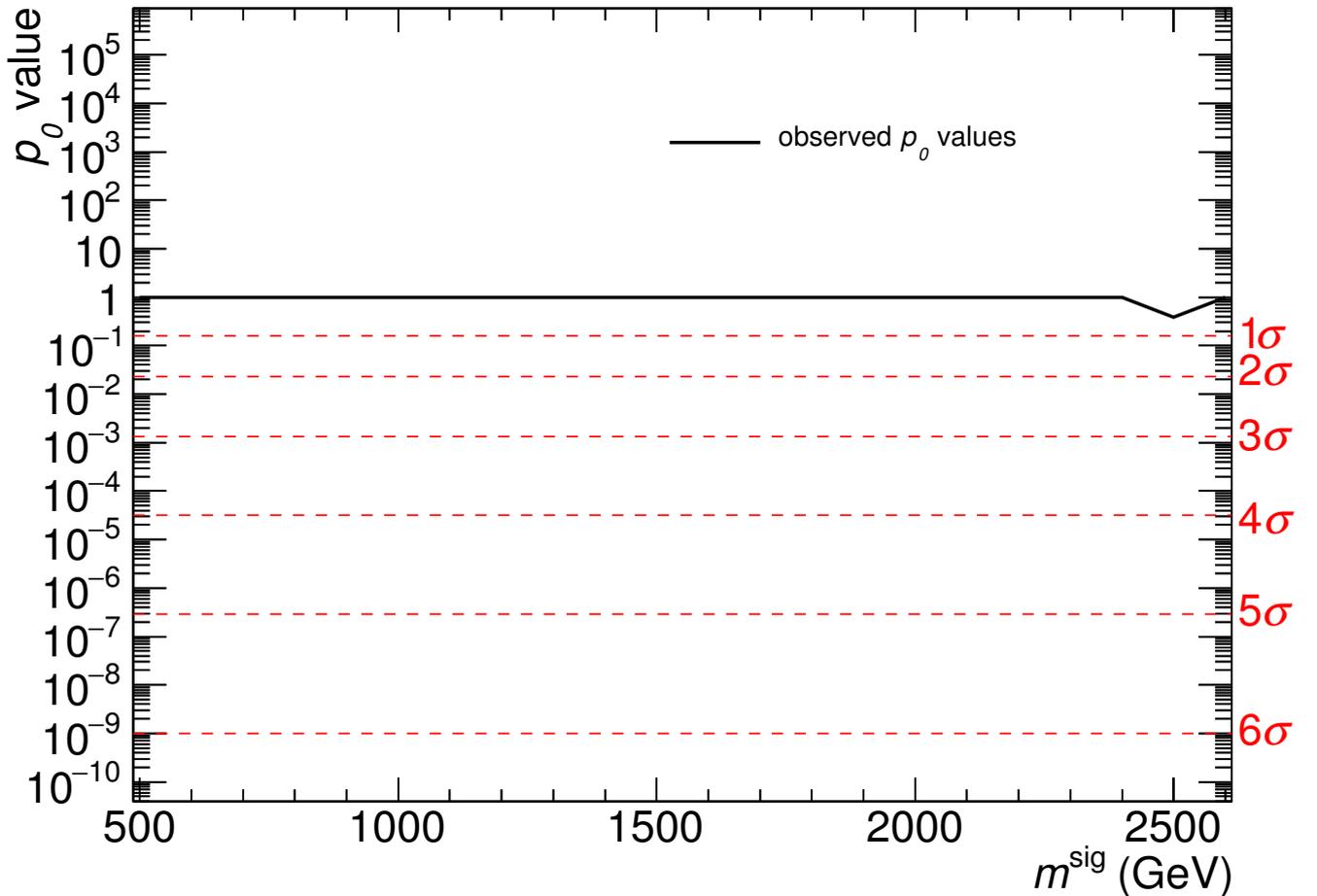


Рис. 5.7. Частотные p_0 -значения как функция m^{sig} . Рисунок опубликован в статье [8].

Для большинства проверявшихся значений m^{sig} p_0 -значения соответствуют единице, что является следствием флуктуаций вниз, не подлежащих интерпретации как отклонения от модели, содержащей только фоновые процессы, по определению критерия q_0 . Пик в точке $m^{\text{sig}} = 2500$ ГэВ следует из флуктуации вверх, квалифицируемой в терминах значимости ($< 1\sigma$ в данном случае).

5.4. Включение систематических неопределённостей

Важной стадией построения модели является включение s.s. в LF из уравнения 5.1 [109; 113; 114]. В частности, теоретический s.s. (например систематический источник IV в данном исследовании) может требовать особого подхода [109; 115], поскольку обусловлен неопределённостями теоретических оценок [116], а не неточностью вспомогательного измерения, приводящей к доверительному интервалу оценки, что характерно для большинства экспериментальных s.s. Таким образом, возможна конфигурация с несколькими независимыми оценками вклада процесса без указаний на приоритет какой-либо из них. Ситуация с такими независимыми оценками вкладов фоновых процессов в SR, полученных при использовании различных альтернативных генераторов MC, является примером такого s.s. Для такого s.s. соответствующий Гауссовский ограничивающий член уравнения 5.1 может быть заменён на равномерную p.d.f. с областью определения NP $\theta \in (0, 1)$. Глобальная наблюдаемая, θ^0 , при такой конфигурации s.s. отсутствует, поскольку источник не связан с измерением, а p.d.f. вводит степень свободы в вариацию оценки вклада фонового процесса в SR, вследствие теоретических неопределённостей. Эффект от такой замены в LF показан на примере верхних пределов на N^{sig} как функция m^{sig} и отражён на рисунке 5.8.

Верхние пределы из рисунка 5.6 также приведены на рисунке 5.8. Обновлённые пределы более строгие, поскольку вариация NP s.s. IV ограничена областью определения равномерной p.d.f., что отличается от нормальной p.d.f. (Гауссовский член). Одновременно с этим, ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы согласуются лучше в точке $m^{\text{sig}} = 2500$ ГэВ по причине повышенной гибкости модели внутри области определения NP s.s. IV.

В общем случае множество p.d.f. может быть рассмотрено для выбора ограничивающего члена в LF [109] и различные методы могут быть применены для анализа LF с NP [115], поскольку включение s.s. является субъективным ас-

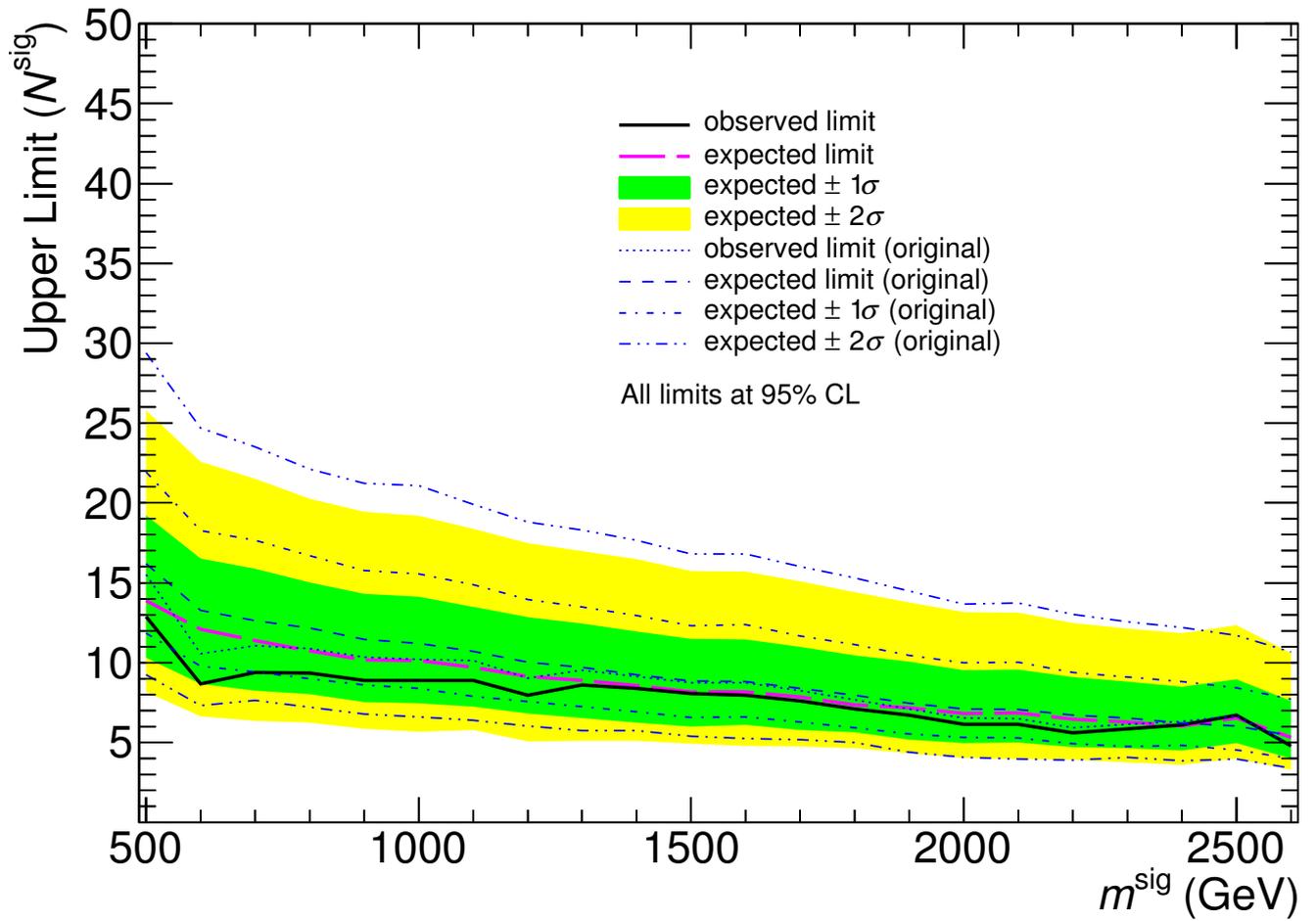


Рис. 5.8. Частотные верхние пределы на N^{sig} как функция m^{sig} с равномерным ограничивающим членом для систематического источника IV. Рисунок опубликован в статье [8].

пектом и уникальные рецепты для него отсутствуют. Поэтому особенно важно подробно документировать процедуры включения и работы с NP в LF при подготовке к публикации HEP.

5.5. Байесовский подход

Байесовский формализм, основанный на одноимённой теореме, активно разрабатывался во второй половине двадцатого века [117] и получил широкое распространение в анализах НЕР [118], в частности, в космологии [119; 120]. Применительно к рассматриваемой ситуации, теорема Байеса позволяет получить постериорную p.d.f. P для параметров SA — POI (μ) и мешающих параметров (β, θ, γ) , при наличии данных $(\mathbf{N}, \theta^0, \mathbf{m})$ с помощью функции правдоподобия (L_B) и priorной p.d.f. для мешающих параметров (P_0), согласно уравнению (5.8):

$$P(\mu, \beta, \theta, \gamma | \mathbf{N}, \theta^0, \mathbf{m}) = \frac{L_B(\mathbf{N}, \theta^0, \mathbf{m} | \mu, \beta, \theta, \gamma) \times P_0(\beta, \theta, \gamma | \theta^0, \mathbf{m})}{\int L_B(\mathbf{N}, \theta^0, \mathbf{m} | \mu, \beta, \theta, \gamma) \times P_0(\beta, \theta, \gamma | \theta^0, \mathbf{m}) d\mu d\beta d\theta d\gamma}. \quad (5.8)$$

Индекс около L_B введён с целью подчеркнуть разницу по отношению к L в уравнении (5.1), поскольку LF в Байесовском смысле включает только два начальных Пуассоновских члена уравнения (5.1), а остальная часть, представляющая собой произведение ограничивающих членов в частотном формализме, переходит в $P_0(\beta, \theta, \gamma | \theta^0, \mathbf{m})$ после соответствующей нормировки. Таким образом, числитель уравнения (5.8) и функция правдоподобия из уравнения (5.1) формально эквивалентны. Интегрирование постериорной p.d.f., P , по множеству NP (β, θ, γ) называется маргинализацией, а получающаяся в результате маргинализации p.d.f. называется постериором POI, $P(\mu | \mathbf{N}, \theta^0, \mathbf{m})$ и позволяет оценить верхний предел на параметр μ как соответствующая процентиль $P(\mu)$, 0.95 в данном исследовании. Множество значений POI менее заданной процентиля называется достоверным интервалом (CI).

Для решения задачи в Байесовском формализме использовано программное обеспечение Bayesian Analysis Toolkit (BAT) [121], где процесс маргинализации осуществляется с использованием MC цепей Маркова (MCMC). Классы RooStats [111] использовались в ходе всех операций. Функция $P(\mu | \mathbf{N}, \theta^0, \mathbf{m})$

при использовании данных и 95 % CI для $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ изображены на рисунке 5.9.

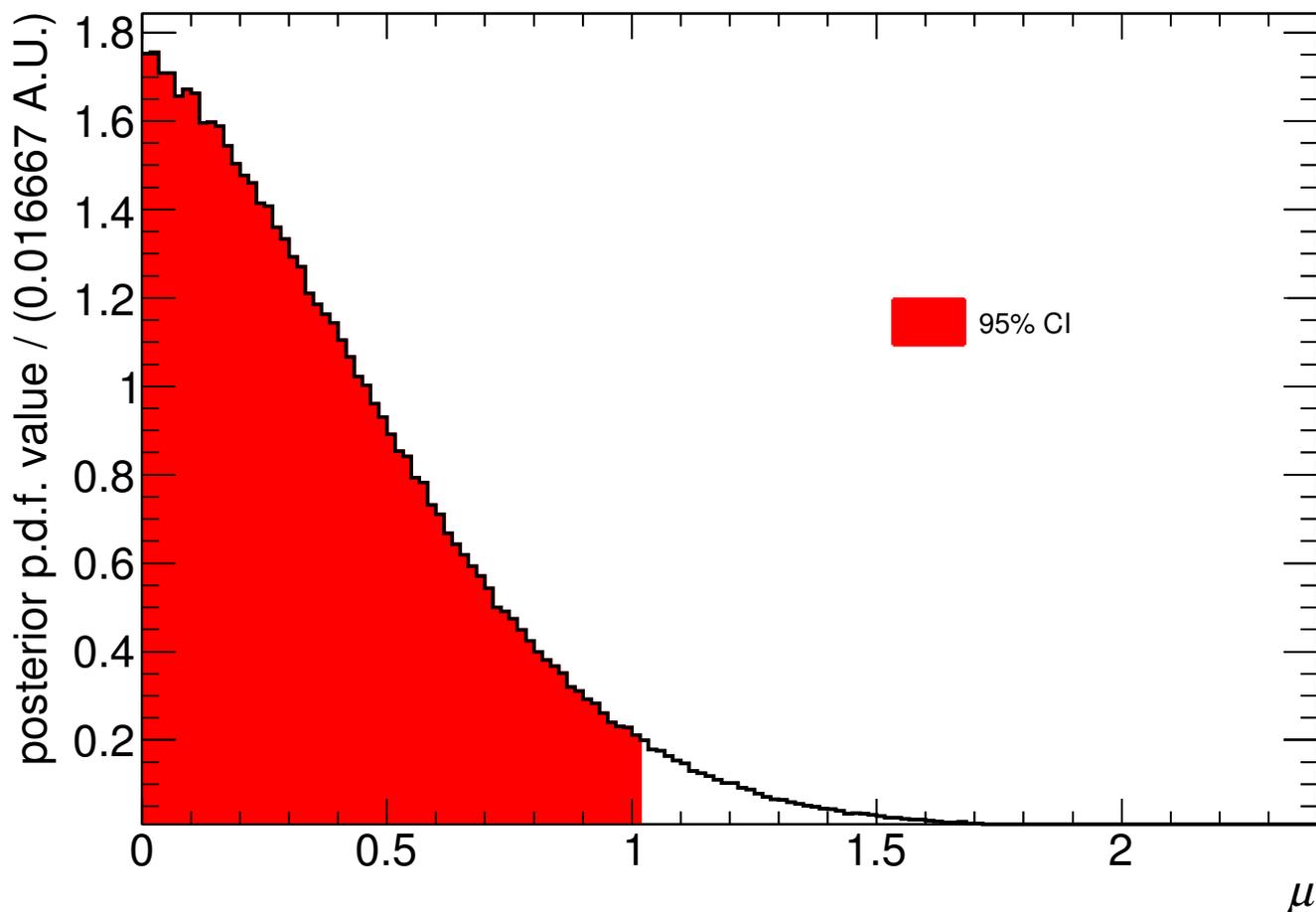


Рис. 5.9. Постериорная p.d.f. для ROI при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ. Рисунок опубликован в статье [8].

Выборочные распределения ожидаемых верхних пределов смоделированы для модели, включающей только фоновые процессы. Безусловные b ансамбли размером 12500 PE произведены согласно процедурам, описанным в разделе 5.3, с помощью L_B и P_0 , используя значения NP из фита постериорной p.d.f. из уравнения (5.8), используя данные и при $\mu = 0$. Распределение Байесовского верхнего предела для параметра μ , полученное с b ансамблем, при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ представлено на рисунке 5.10, включающем наблюдаемое значение из рисунка 5.9. Конвенционные порядковые статистики выборочного распределения, медиана, 1σ и 2σ интервалы, также показаны. Байесовские верхние пределы на N^{sig} как функция m^{sig} показаны на рисунке 5.11. Соответствующие частотные

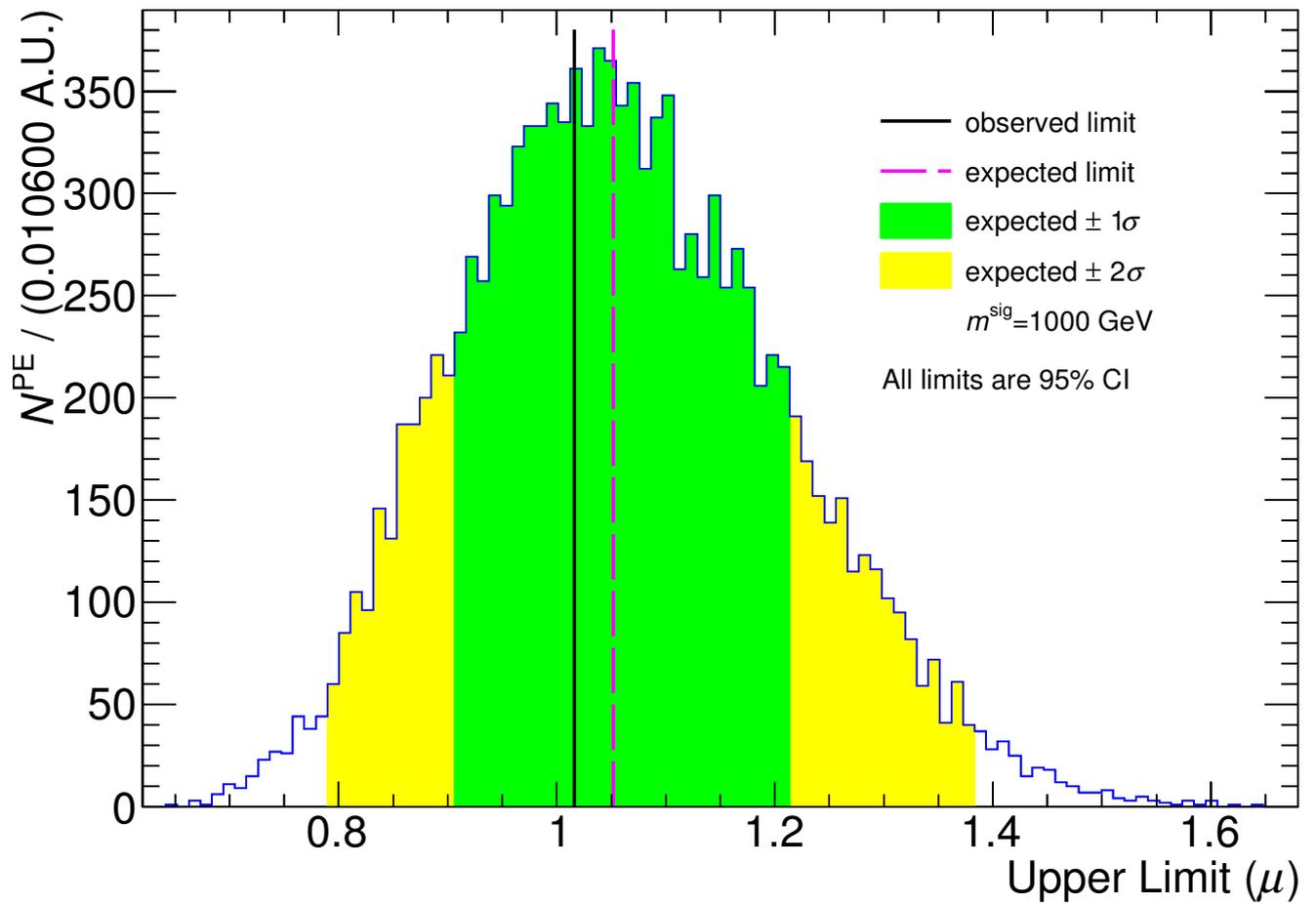


Рис. 5.10. b ансамбль Байесовских верхних пределов и наблюдаемое в данных значение при $m^{\text{sig}} = 1000$ ГэВ. Рисунок опубликован в статье [8].

пределы из рисунка 5.6 также приведены.

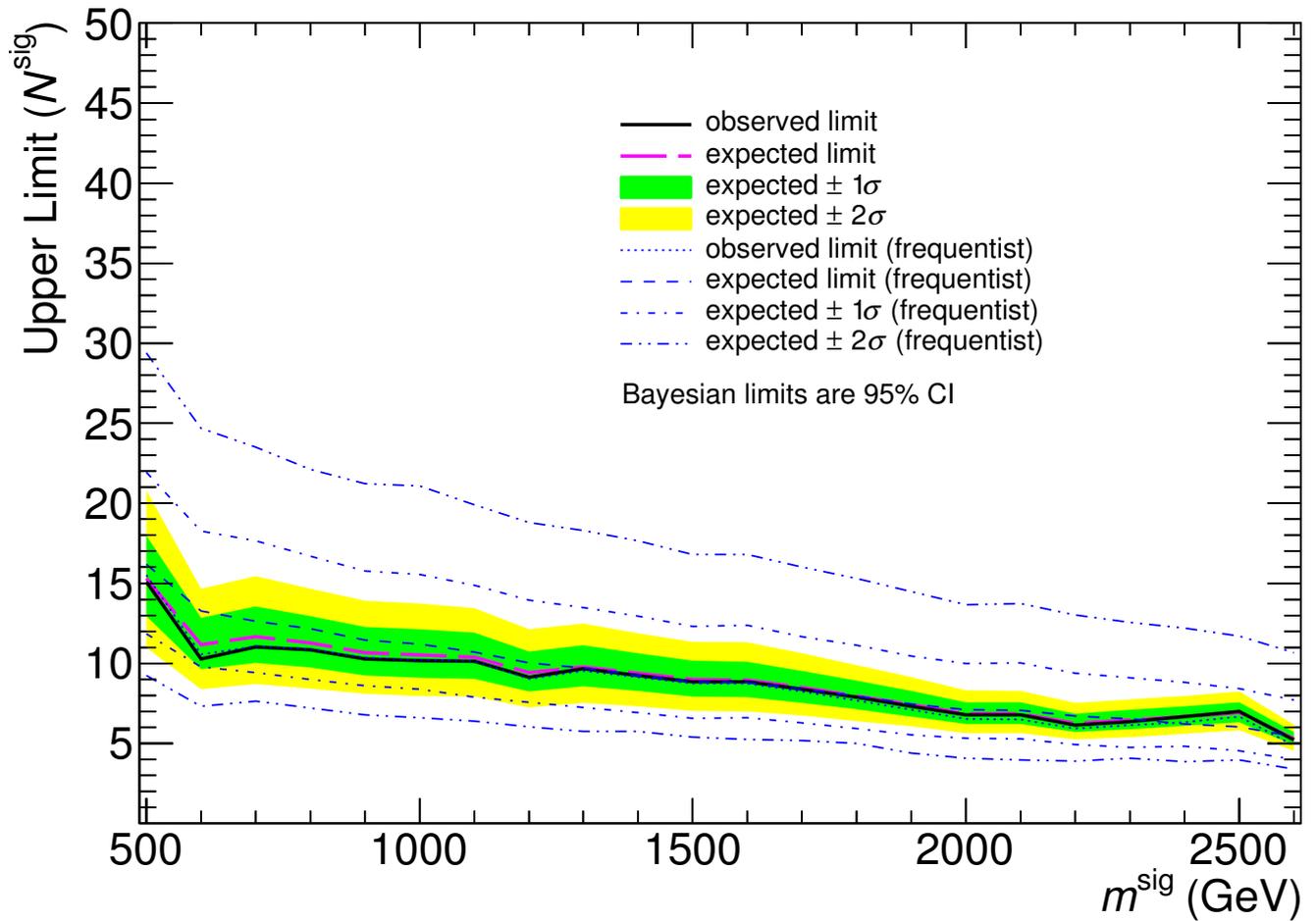


Рис. 5.11. Байесовские верхние пределы на N^{sig} как функция m^{sig} . Рисунок опубликован в статье [8].

Как показано на рисунке 5.11, кривые Байесовского и частотного верхних пределов совместимы, а, соответственно, совместимы и их физические интерпретации. Ожидаемые интервалы различаются, но рассогласование не является информативным: Байесовские интервалы более узкие, чем частотные, но в то же время располагаются ближе к наблюдаемой кривой. Значимость отклонений от модели, включающей только фоновые процессы, совместима в обоих формализмах: наблюдаемые кривые находятся внутри интервала 1σ . Следовательно, совместимы и физические выводы.

5.6. Резюме исследования

В процессе данного исследования смоделированы типичные экспериментальные условия анализа НЕР, посвящённого проверке совместимости расширения SM с данными. Представлены решения проблемы такой проверки в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов, а результаты сопоставлены и продемонстрировали совместимость их статистической и физической интерпретации. Выбор между двумя, частотным и Байесовским, подходами предлагается делать после исследования производительности статистических процедур в каждом индивидуальном анализе НЕР, учитывая его общую сложность. Показано, что выбор способа включения систематической неопределённости в статистический анализ влияет на результаты проверки совместимости новой модели НЕР с данными и, таким образом, детали, связанные с обработкой неопределённостей, следует подробно документировать при публикации результатов таких работ.

Статистический анализ и результаты поиска

6.1. Статистический анализ

Статистический анализ поиска LQ1 при парном рождении в pp взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости данных 20.3 фб^{-1} в эксперименте ATLAS осуществлён в частотном формализме, следуя описанным в главе 5 процедурам: построена модель простого счётного эксперимента, использован принцип ML, произведено моделирование PE и с помощью метода CL_s оценены верхние пределы на величины $\sigma \times \beta^2$ и β как функции m_{LQ1} , где β обозначает вероятность распада LQ1 в заряженном канале. Функция правдоподобия, LF, для данного анализа соответствует уравнению (5.1), где для каждого проверявшегося значения m_{LQ1} использована соответствующая SR из таблицы 3.1 и две описанные в разделе 3.2 CR для процессов $t\bar{t}$ и $Z/\gamma^* \rightarrow e\bar{e}$, которым соответствуют нормировочные мешающие параметры β . Множество s.s. описано в главе 4. S.s., описанные в главе 4, за исключением эффекта статистической ограниченности MC образцов, введены в LF посредством нормальной p.d.f. Полное описание всех измерений из данных, статистических неопределённостей и оценок вкладов фоновых процессов при различных состояниях s.s. приведено в приложении E. Информация, содержащаяся в приложении E, являлась исходной при SA для данной работы. В случае, когда эффект измерен только для одного направления изменения s.s., эффект для противоположного направления положен симметричным.

6.2. Фит в контрольных областях

Важным этапом SA является фит LF, построенной согласно разделам 5.3 и 6.1 и включающей Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR и только фоновые процессы. По качеству данного фита можно оценить степень согласия данных и модели, включающей только процессы SM, в CR и за их пределами. В результате такого фита оценки значений нормировочных параметров β процессов Z/γ^* и $t\bar{t}$ вместе с доверительными интервалами составляют $1.1_{-0.2}^{+0.2}$ и $1.15_{-0.05}^{+0.05}$ соответственно. Данные значения практически не зависят от наличия SR в SA вследствие подавляющего превосходства статистической обеспеченности CR, а также от возможного присутствия или отсутствия вклада сигнального процесса и определяются статистической конфигурацией CR.

На рисунке 6.1 проиллюстрирована корреляционная матрица для параметров модели в точке максимума LF, включающей Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR и только фоновые процессы.

Доверительные интервалы для оценок параметров при анализе LF из уравнения (5.1) оценены с помощью алгоритма minos [122]. Наблюдаемые числа событий в CR и оценки вкладов фоновых процессов после фита представлены в таблице 6.1. Оценки значений NP совместно с 68 % доверительными интервалами после фита модели, включающей Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR и только фоновые процессы, представлены на рисунке 6.2.

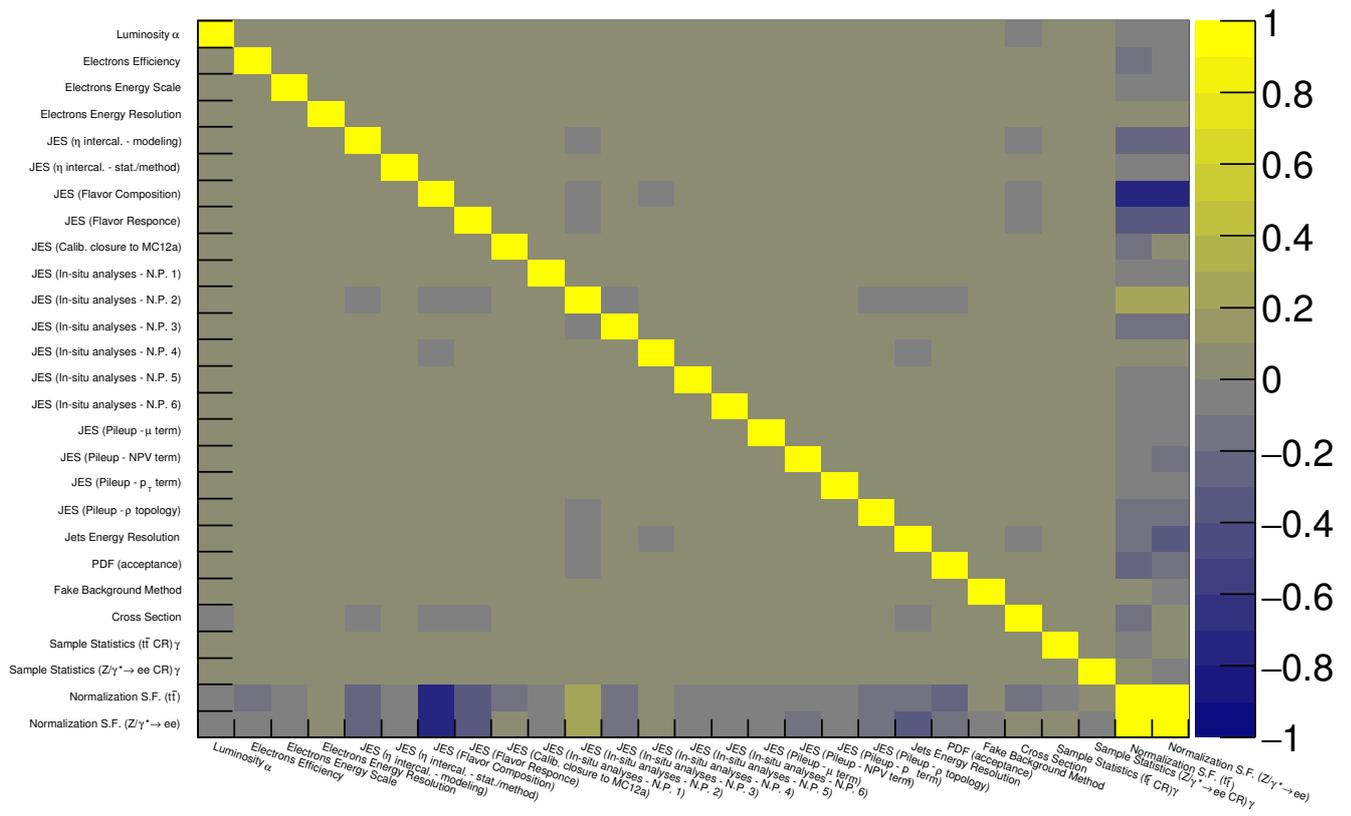


Рис. 6.1. Корреляционная матрица в точке максимума LF модели, включающей Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR и только фоновые процессы.

Таблица 6.1. Наблюдаемые числа событий в CR и оценки вкладов фоновых процессов после фита.

	В числах событий	
	Z/γ^* CR	$t\bar{t}$ CR
Наблюдаемые события	204361	31200
Композиция фоновых событий	$(2044 \pm 12) \times 10^2$	$(312 \pm 2) \times 10^2$
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$(1951 \pm 12) \times 10^2$	—
$t\bar{t}$	$(602 \pm 9) \times 10$	$(291 \pm 3) \times 10^2$
Одиночный t -кварк (Wt)	$(26 \pm 3) \times 10$	$(135 \pm 14) \times 10$
Пара векторных бозонов	$(22 \pm 3) \times 10^2$	$(43 \pm 11) \times 10$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$(11 \pm 2) \times 10$	$(27 \pm 5) \times 10$
Ложные лептоны	$(69 \pm 12) \times 10$	—

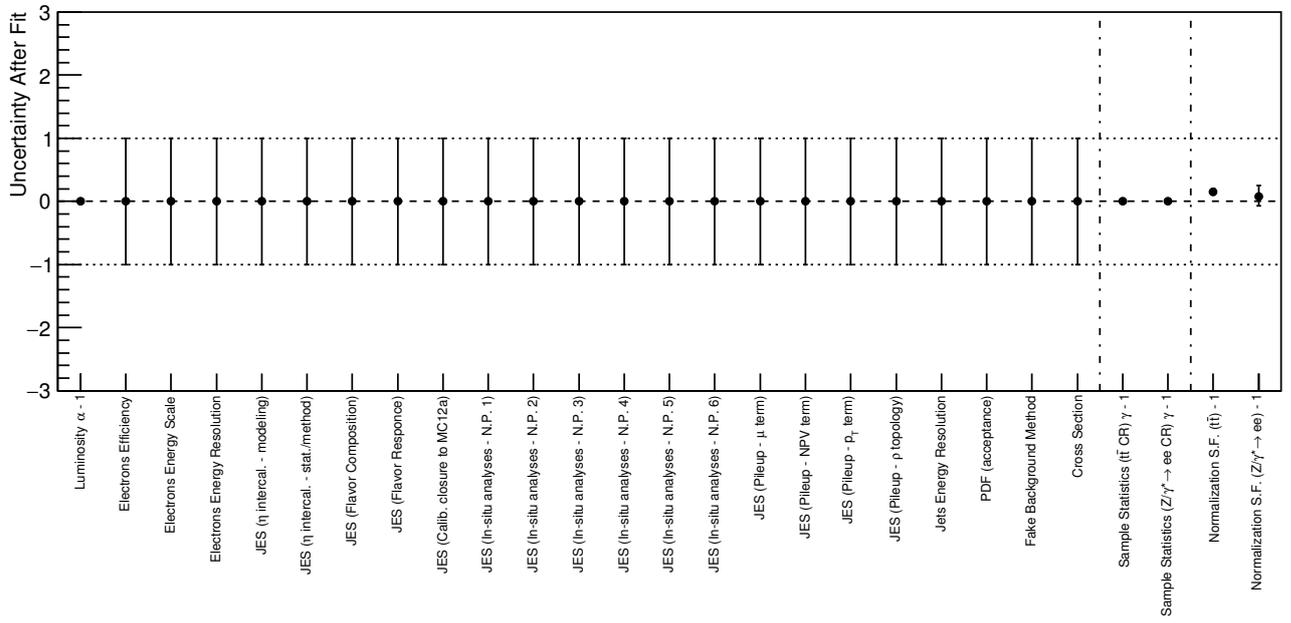


Рис. 6.2. Оценки значений NP и 68 % доверительные интервалы после фита модели, включающей Z/γ^* и $t\bar{t}$ CR и только фоновые процессы.

6.3. Пределы

Наблюдаемые и ожидаемые числа событий в трёх репрезентативных SR (SR1, SR6, SR8) после максимизации LF из уравнения (5.1), включающей две CR и одну соответствующую SR, приведены в таблице 6.2. Аналогичные оценки для других SR анализа содержатся в таблице A.1 приложения A. Значимого

Таблица 6.2. Наблюдаемые числа событий и оценки вкладов фоновых и сигнальных процессов в трёх SR после фита. Таблица опубликована в статье [7].

	В числах событий		
	SR1	SR6	SR8
Наблюдаемые события	627	8	1
Сигнальные события	$(-1 \pm 5) \times 10$	-3 ± 3	$(-5 \pm 11) \times 10^{-1}$
Композиция фоновых событий	$(64 \pm 4) \times 10$	11 ± 2	$(15 \pm 4) \times 10^{-1}$
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$(32 \pm 4) \times 10$	7 ± 2	$(13 \pm 4) \times 10^{-1}$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$(21 \pm 3) \times 10^{-1}$	$< 1 \times 10^{-2}$	$< 1 \times 10^{-2}$
$t\bar{t}$	$(24 \pm 2) \times 10$	$(23 \pm 5) \times 10^{-1}$	$(12 \pm 4) \times 10^{-2}$
Одиночный t -кварк (Wt)	19 ± 3	$< 1 \times 10^{-2}$	$< 1 \times 10^{-2}$
Пара векторных бозонов	22 ± 3	$(8 \pm 3) \times 10^{-1}$	$< 1 \times 10^{-2}$
Ложные лептоны	34 ± 6	$(410 \pm 10) \times 10^{-3}$	$(33 \pm 6) \times 10^{-3}$

превышения наблюдаемого числа событий над ожидаемым исходя из SM не обнаружено ни в одной SR, что позволило оценить верхние пределы на сечение и β для каждого рассматривавшегося значения m_{LQ1} . Более того, согласно таб-

лицам 6.2 и A.1, во всех SR работы наблюдались флуктуации вниз. Пределы на величину $\sigma \times \beta^2$ как функция m_{LQ1} представлены на рисунке 6.3, который включает теоретическое сечение NLO при $\beta = 1.0$ совместно с теоретической неопределённостью оценки сечения сигнального процесса, описанной в разделе 4.6. Повсеместное расположение кривой с наблюдаемыми пределами ниже медианы ожидаемых пределов является следствием флуктуаций вниз. Тем не менее, кривые всегда совместимы в пределах полосы неопределённости 2σ .

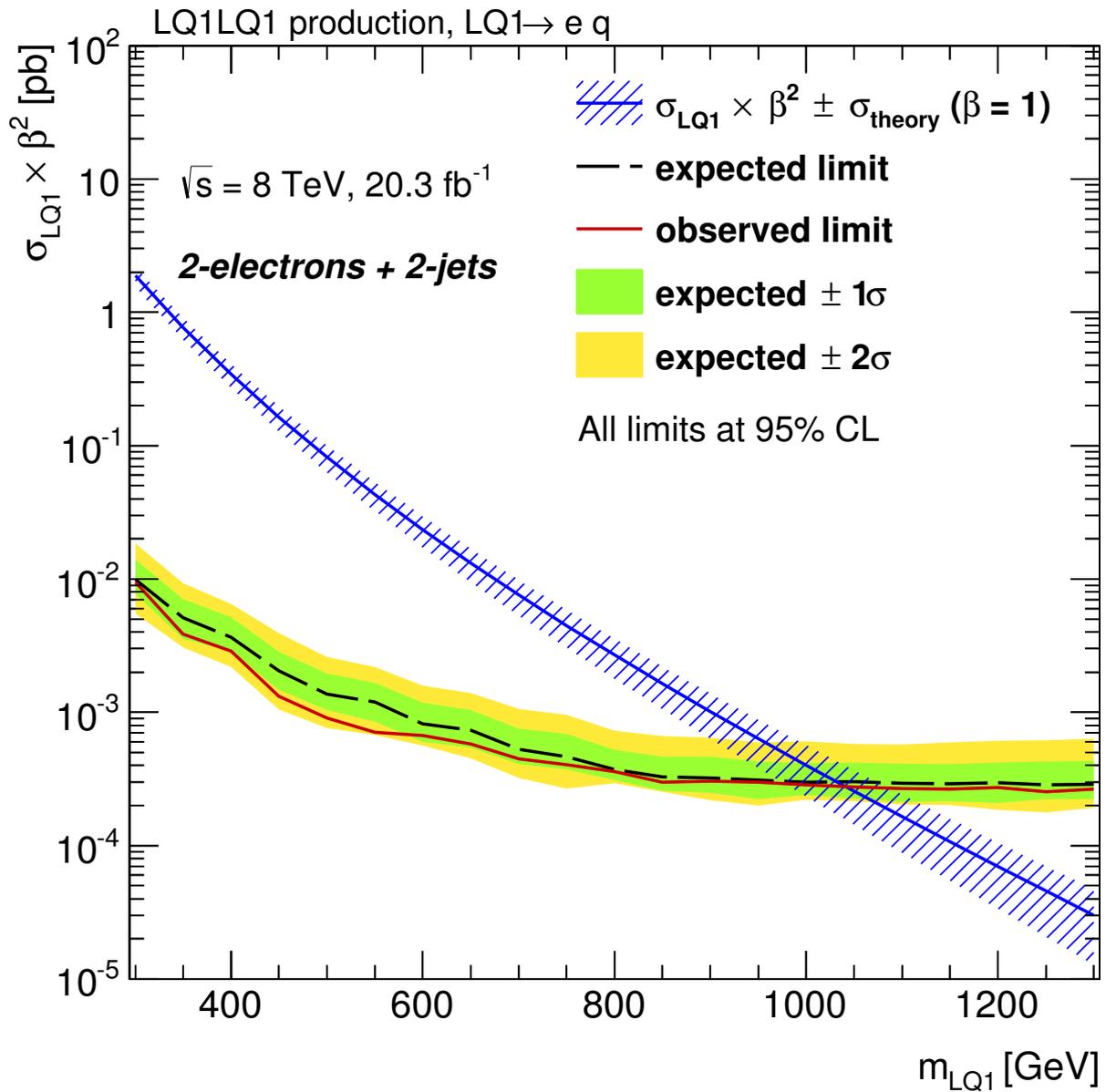


Рис. 6.3. Пределы на величину $\sigma \times \beta^2$ как функция m_{LQ1} . Рисунок опубликован в статье [7].

Пределы на величину β как функция m_{LQ1} отражены на рисунке 6.4, содержащем для сравнения и аналогичные результаты поиска LQ первого поколения при парном рождении в pp взаимодействиях в эксперименте ATLAS при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 1.03 фб^{-1} [43]. Важно отметить, что в отличие от данной работы, основанной исключительно на анализе топологии $eejj$, предшествующий анализ привлекал комбинацию с результатами поиска в канале $e\nu jj$. Данное обстоятельство влияет на чувствительность эксперимента к модели в области малых значений параметра β . Как видно из рисунка 6.3, при $\beta = 1.0$ на 95 % CL исключена область масс $m_{LQ1} < 1050$ ГэВ. Ожидаемая исключённая область совместима с наблюдаемой. Согласно рисунку 6.4, для $\beta = 0.2$ исключены массы $m_{LQ1} < 650$ ГэВ, а для $\beta = 0.5$ — $m_{LQ1} < 900$ ГэВ.

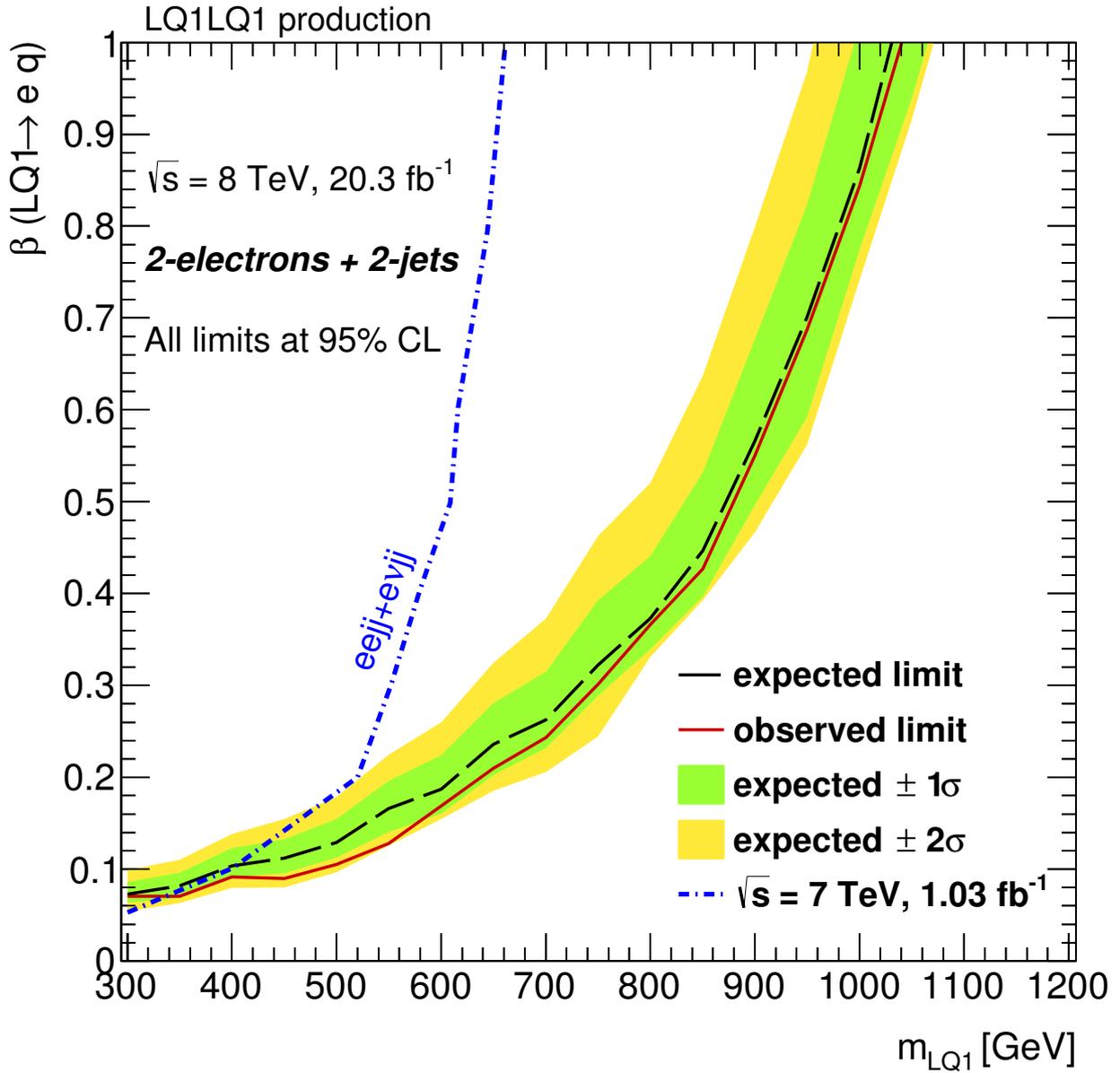


Рис. 6.4. Пределы на величину β как функция m_{LQ1} . Приведены результаты из аналогичной работы ATLAS, исследовавшей комбинацию каналов $eejj + e\nu jj$ и 1.03 fb^{-1} данных при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ [43]. Рисунок опубликован в статье [7].

6.4. Совместимость данных и Стандартной Модели

Степень отклонения наблюдаемых данных от ожидаемых исходя из SM оценок проиллюстрирована с помощью p_0 -значения, определённого в разделе 5.3, и приведена на рисунке 6.5. Для данного построения использован двусторонний критерий, приведённый в уравнении (6.1), позволяющий интерпретировать флуктуации и вверх, и вниз как отклонения от SM.

$$\tilde{q}_0 = -2 \ln \frac{L\left(0, \hat{\beta}(0), \hat{\theta}(0), \hat{\gamma}(0)\right)}{L\left(\hat{\mu}, \hat{\beta}, \hat{\theta}, \hat{\gamma}\right)}. \quad (6.1)$$

Ожидаемые значения соответствуют номинальным сечениям из таблицы 1.1

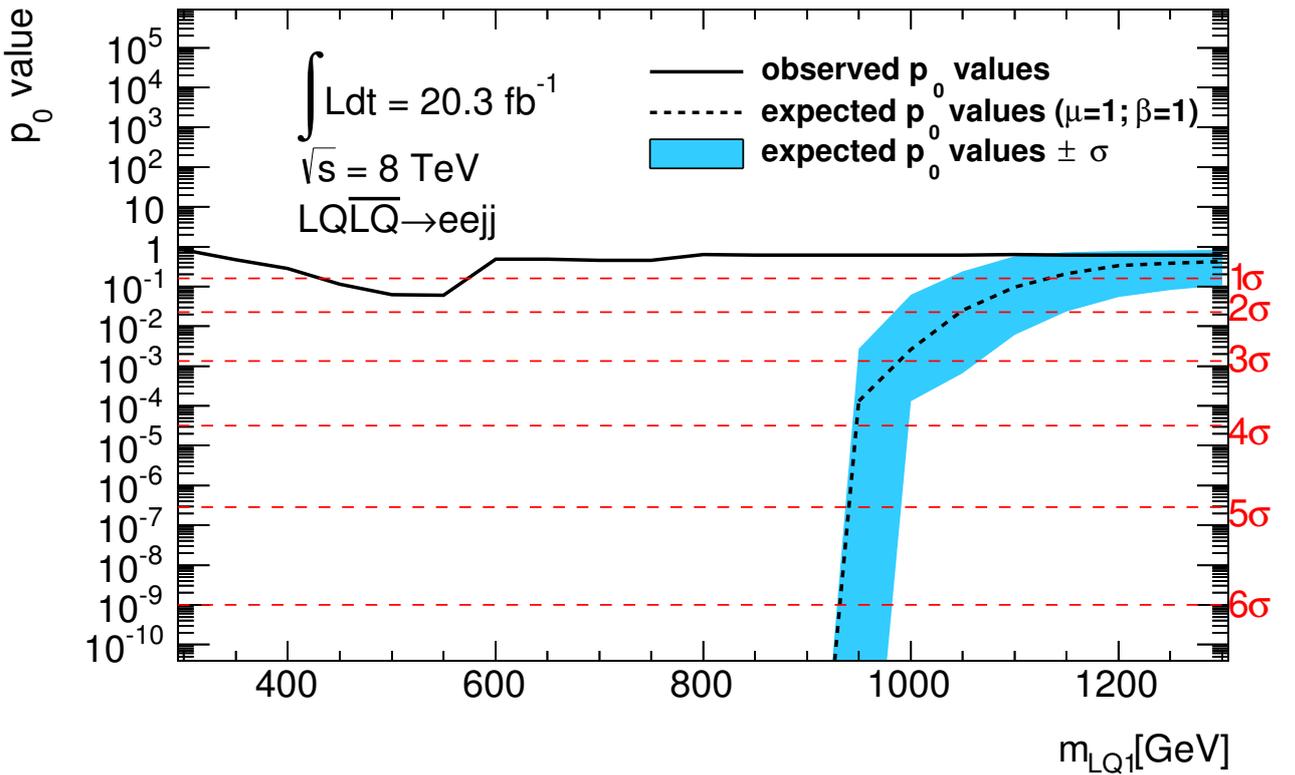


Рис. 6.5. p_0 -значения при двустороннем критерии \tilde{q}_0 .

при $\beta = 1.0$. Рисунок 6.5 показывает значимость отклонений от SM, связанных в данной работе с флуктуациями вниз, с использованием модифицированного критерия из уравнения (6.1). Отклонения никогда не пересекают уровень 2σ .

Заключение

1. Оптимизированы условия первичного отбора объектов и событий для поиска лептокварков первого поколения при парном рождении с двумя заряженными лептонами и двумя кварками в конечном состоянии в протон-протонных взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS.
2. Получены оценки вкладов фоновых и сигнальных процессов при поиске лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS.
3. Разработана стратегия статистического анализа для поиска лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS.
4. Получены оценки систематических неопределённостей при поиске лептокварков первого поколения в протон-протонных взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в эксперименте ATLAS.
5. Разработан метод статистической проверки совместимости модели лептокварков первого поколения с данными, полученными экспериментом ATLAS при протон-протонных взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.
6. Проведено сопоставление результатов проверки совместимости новой физической модели с данными в рамках частотного и Байесовского статистических формализмов, продемонстрирован уровень совместимости получаемых результатов и выявлены чувствительные аспекты построения статистической модели, влияющие на конечный результат.
7. Проведена проверка совместимости модели лептокварков первого поколения при парном рождении с конечной топологией $eejj$ в протон-протонных взаимодействиях с $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с данными эксперимента ATLAS ин-

тегральной светимости 20.3 fb^{-1} . Статистически значимых отклонений от стандартной модели не обнаружено. Результаты данной работы значительно превосходят чувствительность предшествующего аналогичного результата ATLAS [43]. Получены верхние пределы на сечение парного рождения лептокварков первого поколения как функция массы лептокварка и на 95 % CL исключена область масс $m_{LQ1} < 1050 \text{ ГэВ}$ при $\beta = 1.0$. Получены верхние пределы на параметр β как функция массы лептокварка.

Благодарности

Данная работа не могла состояться без коллектива ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт», создавшего необходимые для выполнения диссертационной работы и подготовки диссертации к защите условия. Определяющее значение имеет научный руководитель. Особую роль играл коллектив Отделения математики и вычислительной техники (ОМВТ), быстро и качественно обеспечивавший работу вычислительными ресурсами кластера ФГБУ ГНЦ ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт» [123], что сделало возможным её завершение в планируемые сроки.

Выполнение и публикация работы по поиску лепто кварков первого поколения при парном рождении в протон-протонных взаимодействиях в эксперименте ATLAS является следствием длительных трудоёмких усилий многочисленных членов международной коллаборации. Опыт, исследования и разработки коллектива ATLAS являются собой неотъемлемую часть результата работы и лежат в его основе.

Данная работа стала возможной благодаря многолетним усилиям коллектива LHC, обеспечившего эксперимент ATLAS статистикой pp столкновений с рекордным значением энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости 20.3 фб^{-1} .

Список сокращений и условных обозначений

b	— безусловный ансамбль событий только с фоновыми процессами.
BAT	— Bayesian Analysis Toolkit.
B	— ожидаемое число фоновых событий в CR или SR.
BDT	— Boosted Decision Tree.
Bkg	— множество компонент фона.
CI	— достоверный интервал.
CL	— уровень значимости.
CR	— контрольная область.
CSC	— катодная стриповая камера.
DY	— процесс Дрелла-Яна.
f	— вероятность ошибочной идентификации электрона.
FCNC	— меняющий аромат нейтральный ток.
GUT	— Теория Великого Объединения.
HEP	— физика высоких энергий.
ID	— внутренний детектор.
IP	— точка взаимодействия.
JER	— энергетическое разрешение струи.
JES	— энергетическая шкала струи.
L	— условия отбора электрона, описанные в разделах 1.4 и 1.5 , исключая дополнительные требования идентификации и изоляции раздела 1.5 .
LAr	— жидкоаргонный калориметр.
LF	— функция правдоподобия.
LHC	— большой адронный коллайдер.
LO	— лидирующий порядок.
LQ	— лептокварк.

LQ1	— лептокварк первого поколения.
LQ2	— лептокварк второго поколения.
LQ3	— лептокварк третьего поколения.
mBRW	— минимальная модель Бахмюллера-Рюкла-Уилера.
MC	— Монте-Карло.
MCMC	— MC цепей Маркова.
ML	— максимальное правдоподобие.
MM	— матричный метод.
MS	— мюонный спектрометр.
N_{FF}	— множество событий с двумя ложным электронами (струями).
N_{FR}	— множество событий с лидирующим ложным электроном (струей), и сублидирующим истинным электроном.
N_{LL}	— множество событий с двумя кандидатами категории L, не проходящих требования категории T.
N_{LT}	— множество событий с двумя кандидатами, среди которых лидирующий – категории L, но не T, а сублидирующий – категории T.
N_{RF}	— множество событий с лидирующим истинным электроном, и сублидирующим ложным электроном (струей).
N_{RR}	— множество событий с двумя истинными электронами.
N_{TL}	— множество событий с двумя кандидатами, среди которых лидирующий – категории T, а сублидирующий – категории L, но не T.
N_{TT}	— множество событий с двумя кандидатами категории T; такие события соответствуют номинальным критериям отбора, описанным в разделе 1.5.
NLL	— отрицательная логарифмическая LF.

NLO	— следующий за лидирующим порядок.
NLO+NNLL	— следующий за лидирующим порядок с поправками второго после лидирующего логарифма повторного суммирования.
NNLO	— второй после лидирующего порядок.
NP	— мешающий параметр.
p_T	— абсолютное значение поперечного импульса.
PE	— псевдо-эксперимент.
PDF	— функция распределения партонов.
p.d.f.	— функция плотности вероятности.
POI	— интересующий параметр.
PV	— первичная вершина.
QCD	— квантовая хромодинамика.
r	— вероятность корректной идентификации электрона.
S	— ожидаемое число сигнальных событий в CR или SR.
SA	— статистический анализ.
SM	— Стандартная Модель.
SR	— сигнальная область.
s.s.	— источник систематической неопределённости.
s.u.	— систематическая неопределённость.
$s + b$	— безусловный ансамбль событий с сигнальным и фоновыми процессами.
Sys	— множество s.s.
T	— условия отбора электрона, описанные в разделах 1.4 и 1.5 .
T&P	— тэг и зонд («tag-and-probe»).
TRT	— трекер переходного излучения.
UE	— сопровождающее событие.
VR	— проверочная область.

Словарь терминов

Быстрая симуляция — симуляция отклика детектора методом ATLFAST-II [75], отличающаяся от полной симуляции параметрической аппроксимацией отклика калориметра.

Загрузка — события множественных столкновений протонов при пересечении протонных сгустков («pile-up»).

Контрольная область — область фазового пространства, в которой вклад соответствующего фонового процесса преобладает по отношению к остальным, а вклад сигнального процесса является пренебрежимым. Контрольная область описывается соответствующим членом LF.

Лидирующий объект — объект с наибольшим p_T .

Ложный электрон — подлинная струя, ошибочно идентифицированная как электрон.

Неодновременная загрузка — события из предыдущего и последующего пересечений сгустков по отношению к данному событию.

Одновременная загрузка — дополнительные pp столкновения, имеющие место одновременно с данным событием в рамках одного пересечения сгустков.

Первичная вершина — реконструированная вершина с наибольшей суммой квадратов поперечных импульсов ассоциированных с ней треков.

Полная симуляция — симуляция отклика детектора полностью методами MC с помощью пакета GEANT4 [74].

Проверочная область — область фазового пространства, не являющаяся ни сигнальной, ни контрольной и служащая целям проверки согласия данных и оценок вкладов процессов SM вне контрольной и сигнальной областей. Проверочная область не входит в LF и не используется в SA.

Сублидирующий объект — объект со следующим после лидирующего значением p_T .

Простой счётный эксперимент — конфигурация SA с шаблонами размером в 1 бин.

Сигнальная область — область фазового пространства, являющаяся чувствительной к проявлению сигнального процесса и используемая для его поиска. Сигнальная область описывается соответствующим членом LF.

Статистическая модель — функция правдоподобия.

Флуктуации вниз (вверх) — дефицит (профицит) наблюдаемого числа событий по отношению к предсказываемому SM.

Шаблон — распределение частот случайной величины (варианты) для данных или образца MC.

Список литературы

1. *Aaboud M.* [et al.]. Search for scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS experiment // New J. Phys. — 2016. — Vol. 18, no. 9. — P. 093016. — DOI: [10.1088/1367-2630/18/9/093016](https://doi.org/10.1088/1367-2630/18/9/093016). — arXiv: [1605.06035](https://arxiv.org/abs/1605.06035) [hep-ex].
2. *Kamenshchikov A.* Searches for leptoquarks and similar signatures with the ATLAS detector at the LHC. — Geneva, 09/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2048137>.
3. *Kamenshchikov A.* Search for scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS detector. — Geneva, 09/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2049844>.
4. *Grancagnolo S.* Searches for leptoquarks and heavy leptons with the ATLAS detector at the LHC. — Geneva, 08/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2039905>.
5. *Fedorko W. T.* Searches for resonant and non-resonant new phenomena in ATLAS. — 07/2015. — URL: <https://indico.cern.ch/event/356420/contributions/1764542>.
6. *Madar R.* Searches for new physics with lepton flavours and multi-lepton final states in ATLAS. — Geneva, 08/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2047820>.
7. *Aad G.* [et al.]. Searches for scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2016. — Vol. C76, no. 1. — P. 5. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3823-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3823-9). — arXiv: [1508.04735](https://arxiv.org/abs/1508.04735) [hep-ex].

8. *Kamenshchikov A.* A new model test in high energy physics in frequentist and Bayesian statistical formalisms // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2017. — Vol. 14, no. 1. — Pp. 227–238. — DOI: [10.1134/S1547477117010137](https://doi.org/10.1134/S1547477117010137). — arXiv: [1607.04141](https://arxiv.org/abs/1607.04141) [physics.data-an].
9. *Kamenshchikov A.* A new model test in high energy physics in classical and Bayesian statistical formalisms: tech. rep. / IHEP. — Protvino, 05/2016. — URL: <http://web.ihep.su/library/pubs/2016/ps/2016-8.pdf>.
10. *Kamenshchikov A.* Search for scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with ATLAS detector: tech. rep. / CERN. — Geneva, 12/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2113437>.
11. *Grancagnolo S.* Searches for leptoquarks and heavy leptons with the ATLAS detector at the LHC // Proceedings, 2015 European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2015): Vienna, Austria, July 22-29, 2015. EPS-HEP2015. — 2015. — P. 096. — tech. rep. / CERN. — Geneva, 11/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2056805>.
12. *Fedorko W. T.* Searches for resonant and non-resonant new phenomena in ATLAS // Proceedings, 2015 European Physical Society Conference on High Energy Physics (EPS-HEP 2015): Vienna, Austria, July 22-29, 2015. EPS-HEP2015. — 2015. — P. 147. — tech. rep. / CERN. — Geneva, 11/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2065149>.
13. *Zhu J.* LHC exotics search results. — Geneva, 12/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2112047>.
14. *Madar R.* Searches for New Physics with Lepton Flavours and Multi-lepton Final States in ATLAS // Proceedings, 4th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2015): Kolymbari, Greece, August 23-30, 2015. Vol. 126. — 2016. — P. 04028. — DOI: [10.1051/epjconf/](https://doi.org/10.1051/epjconf/)

201612604028. — tech. rep. / CERN. — Geneva, 10/2015. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2066742>.
15. *Georgi H., Glashow S.* Unity of All Elementary Particle Forces // *Phys. Rev. Lett.* — 1974. — Vol. 32. — Pp. 438–441. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.32.438](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.32.438).
 16. *Buchmüller W., Wyler D.* Constraints on SU(5)-type leptoquarks // *Phys. Lett.* — 1986. — Vol. B177. — Pp. 377–382. — DOI: [10.1016/0370-2693\(86\)90771-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(86)90771-9).
 17. *Buchmüller W., Rückl R., Wyler D.* Leptoquarks in Lepton - Quark Collisions // *Phys. Lett.* — 1987. — Vol. B191. — Pp. 442–448. — DOI: [10.1016/0370-2693\(87\)90637-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)90637-X).
 18. *Frampton P. H.* Light leptoquarks as possible signature of strong electroweak unification // *Mod. Phys. Lett.* — 1992. — Vol. A7. — Pp. 559–562. — DOI: [10.1142/S0217732392000525](https://doi.org/10.1142/S0217732392000525).
 19. *Pati J. C., Salam A.* Lepton number as the fourth ‘colour’ // *Phys. Rev.* — 1974. — Vol. D10. — Pp. 275–289. — DOI: [10.1103/PhysRevD.10.275](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.10.275). — *Erratum ibid.* D11.703, 1975.
 20. *Angelopoulos V. D., Ellis J. R., Kowalski H., [et al.]*. Search for new quarks suggested by the superstring // *Nucl. Phys.* — 1986. — Vol. B292. — Pp. 59–92. — DOI: [doi:10.1016/0550-3213\(87\)90637-7](https://doi.org/10.1016/0550-3213(87)90637-7).
 21. *Barr A., Gripaios B., Lester C.* Transverse masses and kinematic constraints: from the boundary to the crease // *JHEP.* — 2010. — Vol. 02. — P. 045. — DOI: [10.1007/JHEP02\(2010\)045](https://doi.org/10.1007/JHEP02(2010)045). — arXiv: [0910.1789](https://arxiv.org/abs/0910.1789) [[hep-ph](https://arxiv.org/abs/0910.1789)].
 22. *Dimopoulos S.* Technicoloured signatures // *Nucl. Phys.* — 1980. — Vol. B168. — Pp. 69–92. — DOI: [10.1016/0550-3213\(80\)90277-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(80)90277-1).

23. *Eichten E., Lane K. D.* Dynamical Breaking of Weak Interaction Symmetries // *Phys. Lett.* — 1980. — Vol. B90. — Pp. 125–130. — DOI: [10.1016/0370-2693\(80\)90065-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90065-9).
24. *Dimopoulos S., Susskind L.* Mass Without Scalars // *Nucl. Phys.* — 1979. — Vol. B155. — Pp. 237–252. — DOI: [10.1016/0550-3213\(79\)90364-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90364-X).
25. *Schrempp B., Schrempp F.* Light leptoquarks // *Phys. Lett.* — 1985. — Vol. B153. — Pp. 101–107. — DOI: [10.1016/0370-2693\(85\)91450-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)91450-9).
26. *Mitsou V. A.* [et al.]. Prospects for scalar leptoquark discovery at the LHC // *Czech. J. Phys.* — 2005. — Vol. 55. — B659–B666. — arXiv: [hep-ph/0411189](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0411189) [[hep-ph](#)].
27. *Hewett J. L., Rizzo T. G.* Much ado about leptoquarks: A Comprehensive analysis // *Phys. Rev.* — 1997. — Vol. D56. — Pp. 5709–5724. — DOI: [10.1103/PhysRevD.56.5709](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.5709). — arXiv: [hep-ph/9703337](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9703337) [[hep-ph](#)].
28. *Nakamura K.* [et al.]. Review of particle physics // *J. Phys.* — 2010. — Vol. G37. — P. 075021. — DOI: [10.1088/0954-3899/37/7A/075021](https://doi.org/10.1088/0954-3899/37/7A/075021).
29. *Kramer M.* [et al.]. Pair production of scalar leptoquarks at the CERN LHC // *Phys. Rev.* — 2005. — Vol. D71. — P. 057503. — DOI: [10.1103/PhysRevD.71.057503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.057503). — arXiv: [hep-ph/0411038](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0411038) [[hep-ph](#)].
30. *Blumlein J., Boos E., Kryukov A.* Leptoquark pair production in hadronic interactions // *Z. Phys.* — 1997. — Vol. C76. — Pp. 137–153. — DOI: [10.1007/s002880050538](https://doi.org/10.1007/s002880050538). — arXiv: [hep-ph/9610408](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9610408) [[hep-ph](#)].
31. *Kuze M., Sirois Y.* Search for particles and forces beyond the standard model at HERA ep and TeVatron $p\bar{p}$ colliders // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2003. — Vol. 50. — Pp. 1–62. — DOI: [10.1016/j.pnnp.2004.03.001](https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2004.03.001). — arXiv: [hep-ex/0211048](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0211048) [[hep-ex](#)].

32. *Aaron F. D.* [et al.]. Search for first generation leptoquarks in ep collisions at HERA // *Phys. Lett.* — 2011. — Vol. B704. — Pp. 388–396. — DOI: [10.1016/j.physletb.2011.09.017](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.09.017). — arXiv: [1107.3716](https://arxiv.org/abs/1107.3716) [hep-ex].
33. *Abramowicz H.* [et al.]. Search for first-generation leptoquarks at HERA // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D86. — P. 012005. — DOI: [10.1103/PhysRevD.86.012005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.012005). — arXiv: [1205.5179](https://arxiv.org/abs/1205.5179) [hep-ex].
34. *Abbiendi G.* [et al.]. Search for pair produced leptoquarks in e^+e^- interactions at \sqrt{s} approximately = 189 GeV to 209 GeV // *Eur. Phys. J.* — 2003. — Vol. C31. — Pp. 281–305. — DOI: [10.1140/epjc/s2003-01325-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s2003-01325-y). — arXiv: [hep-ex/0305053](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0305053) [hep-ex].
35. *Abreu P.* [et al.]. Search for Leptoquarks and FCNC in e^+e^- annihilations at $S^{(1/2)} = 183\text{-GeV}$ // *Phys. Lett.* — 1999. — Vol. B446. — Pp. 62–74. — DOI: [10.1016/S0370-2693\(98\)01525-1](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01525-1). — arXiv: [hep-ex/9903072](https://arxiv.org/abs/hep-ex/9903072) [hep-ex].
36. *Abazov V. M.* [et al.]. Search for pair production of first-generation leptoquarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{ TeV}$ // *Phys. Lett.* — 2009. — Vol. B681. — Pp. 224–232. — DOI: [10.1016/j.physletb.2009.10.016](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2009.10.016). — arXiv: [0907.1048](https://arxiv.org/abs/0907.1048) [hep-ex].
37. *Abazov V. M.* [et al.]. Search for first generation leptoquark pair production in the electron + missing energy + jets final state // *Phys. Rev.* — 2011. — Vol. D84. — P. 071104. — DOI: [10.1103/PhysRevD.84.071104](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.071104). — arXiv: [1107.1849](https://arxiv.org/abs/1107.1849) [hep-ex].
38. *Abazov V. M.* [et al.]. Search for pair production of second generation scalar leptoquarks // *Phys. Lett.* — 2009. — Vol. B671. — Pp. 224–232. — DOI: [10.1016/j.physletb.2008.12.017](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.12.017). — arXiv: [0808.4023](https://arxiv.org/abs/0808.4023) [hep-ex].

39. *Abazov V. M.* [et al.]. Search for scalar bottom quarks and third-generation leptoquarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Lett. — 2010. — Vol. B693. — Pp. 95–101. — DOI: [10.1016/j.physletb.2010.08.028](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.08.028). — arXiv: [1005.2222](https://arxiv.org/abs/1005.2222) [hep-ex].
40. *Acosta D.* [et al.]. Search for first-generation scalar leptoquarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. — 2005. — Vol. D72. — P. 051107. — DOI: [10.1103/PhysRevD.72.051107](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.72.051107). — arXiv: [hep-ex/0506074](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0506074) [hep-ex].
41. *Abulencia A.* [et al.]. Search for second-generation scalar leptoquarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. // Phys. Rev. — 2006. — Vol. D73. — P. 051102. — DOI: [10.1103/PhysRevD.73.051102](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.051102). — arXiv: [hep-ex/0512055](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0512055) [hep-ex].
42. *Acosta D.* [et al.]. Search for scalar leptoquark pairs decaying to $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. — 2005. — Vol. D71. — P. 112001. — DOI: [10.1103/PhysRevD.71.112001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.112001), [10.1103/PhysRevD.71.119901](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.119901). — arXiv: [hep-ex/0410076](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0410076) [hep-ex]. — [Erratum: Phys. Rev.D71,119901(2005)].
43. *Aad G.* [et al.]. Search for first generation scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Lett. — 2012. — Vol. B709. — Pp. 158–176. — DOI: [10.1016/j.physletb.2012.03.023](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.03.023), [10.1016/j.physletb.2012.02.004](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2012.02.004). — arXiv: [1112.4828](https://arxiv.org/abs/1112.4828) [hep-ex].
44. *Aad G.* [et al.]. Search for second generation scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2012. — Vol. C72. — P. 2151. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-012-2151-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-2151-6). — arXiv: [1203.3172](https://arxiv.org/abs/1203.3172) [hep-ex].
45. *Chatrchyan S.* [et al.]. Search for pair production of first- and second-generation scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys.

- Rev. — 2012. — Vol. D86. — P. 052013. — DOI: [10.1103/PhysRevD.86.052013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.052013). — arXiv: [1207.5406 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1207.5406).
46. *CMS collaboration*. Search for Pair-production of First Generation Scalar Leptoquarks in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV: tech. rep. / CERN. — Geneva, 2014. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1742179>.
47. *CMS collaboration*. Search for Pair-production of Second generation Leptoquarks in 8 TeV proton-proton collisions: tech. rep. / CERN. — Geneva, 2013. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1542374>.
48. *Khachatryan V.* [et al.]. Search for Third-Generation Scalar Leptoquarks in the $t\tau$ Channel in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // JHEP. — 2015. — Vol. 07. — P. 042. — DOI: [10.1007/JHEP11\(2016\)056](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2016)056), [10.1007/JHEP07\(2015\)042](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2015)042). — arXiv: [1503.09049 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1503.09049). — [Erratum: JHEP11,056(2016)].
49. *Khachatryan V.* [et al.]. Search for pair production of third-generation scalar leptoquarks and top squarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Lett. — 2014. — Vol. B739. — Pp. 229–249. — DOI: [10.1016/j.physletb.2014.10.063](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.10.063). — arXiv: [1408.0806 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1408.0806).
50. *Aad G.* [et al.]. Search for third generation scalar leptoquarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // JHEP. — 2013. — Vol. 1306. — P. 033. — DOI: [10.1007/JHEP06\(2013\)033](https://doi.org/10.1007/JHEP06(2013)033). — arXiv: [1303.0526 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1303.0526).
51. *Khachatryan V.* [et al.]. Search for pair production of first and second generation leptoquarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // Phys. Rev. — 2016. — Vol. D93, no. 3. — P. 032004. — DOI: [10.1103/PhysRevD.93.032004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.032004). — arXiv: [1509.03744 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/1509.03744).

52. *Khachatryan V.* [et al.]. Search for single production of scalar leptoquarks in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *Phys. Rev.* — 2016. — Vol. D93, no. 3. — P. 032005. — DOI: [10.1103/PhysRevD.93.032005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.032005). — arXiv: [1509.03750](https://arxiv.org/abs/1509.03750) [[hep-ex](#)].
53. *Aad G.* [et al.]. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — S08003. — DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003). — arXiv: [1208.4688](https://arxiv.org/abs/1208.4688) [[hep-ex](#)].
54. *Aad G.* [et al.]. Performance of the ATLAS Trigger System in 2010 // *Eur. Phys. J.* — 2012. — Vol. C72. — P. 1849. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1849-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1849-1). — arXiv: [1110.1530](https://arxiv.org/abs/1110.1530) [[hep-ex](#)].
55. *Abolins M.* [et al.]. The ATLAS Data Acquisition and High Level Trigger system // *JINST.* — 2016. — Vol. 11, no. 06. — P06008. — DOI: [10.1088/1748-0221/11/06/P06008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/11/06/P06008).
56. *Aad G.* [et al.]. The ATLAS Simulation Infrastructure // *Eur. Phys. J.* — 2010. — Vol. C70. — Pp. 823–874. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-010-1429-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1429-9). — arXiv: [1005.4568](https://arxiv.org/abs/1005.4568) [[physics.ins-det](#)].
57. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // *Comput. Phys. Commun.* — 2008. — Vol. 178. — Pp. 852–867. — DOI: [10.1016/j.cpc.2008.01.036](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2008.01.036). — arXiv: [0710.3820](https://arxiv.org/abs/0710.3820) [[hep-ph](#)].
58. *ATLAS collaboration.* Summary of ATLAS Pythia 8 tunes: tech. rep. / CERN. — Geneva, 08/2012. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1474107>.
59. *Pumplin J.* [et al.]. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis // *JHEP.* — 2002. — Vol. 0207. — P. 012. — DOI: [10.1088/1126-6708/2002/07/012](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/07/012). — arXiv: [hep-ph/0201195](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0201195) [[hep-ph](#)].

60. *Nadolsky P. M.* [et al.]. Implications of CTEQ global analysis for collider observables // *Phys. Rev.* — 2008. — Vol. D78. — P. 013004. — DOI: [10.1103/PhysRevD.78.013004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.013004). — arXiv: [0802.0007](https://arxiv.org/abs/0802.0007) [[hep-ph](#)].
61. *Belyaev A.* [et al.]. Leptoquark single and pair production at LHC with CalcHEP/CompHEP in the complete model // *JHEP.* — 2005. — Vol. 0509. — P. 005. — DOI: [10.1088/1126-6708/2005/09/005](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2005/09/005). — arXiv: [hep-ph/0502067](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0502067) [[hep-ph](#)].
62. *Gleisberg T.* [et al.]. Event generation with SHERPA 1.1 // *JHEP.* — 2009. — Vol. 0902. — P. 007. — DOI: [10.1088/1126-6708/2009/02/007](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2009/02/007). — arXiv: [0811.4622](https://arxiv.org/abs/0811.4622) [[hep-ph](#)].
63. *Mangano M.* [et al.]. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions // *JHEP.* — 2003. — Vol. 07. — arXiv: [hep-ph/0206293](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0206293) [[hep-ph](#)].
64. *Butterworth J., Forshaw J. R., Seymour M.* Multiparton interactions in photoproduction at HERA // *Z. Phys.* — 1996. — Vol. C72. — Pp. 637–646. — DOI: [10.1007/s002880050286](https://doi.org/10.1007/s002880050286). — arXiv: [hep-ph/9601371](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9601371) [[hep-ph](#)].
65. *Nason P.* A New method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms // *JHEP.* — 2004. — Vol. 0411. — P. 040. — DOI: [10.1088/1126-6708/2004/11/040](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2004/11/040). — arXiv: [hep-ph/0409146](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0409146) [[hep-ph](#)].
66. *Frixione S., Nason P., Oleari C.* Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method // *JHEP.* — 2007. — Vol. 0711. — P. 070. — DOI: [10.1088/1126-6708/2007/11/070](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2007/11/070). — arXiv: [0709.2092](https://arxiv.org/abs/0709.2092) [[hep-ph](#)].

67. *Corcella G.* [et al.]. HERWIG 6: An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes) // JHEP. — 2001. — Vol. 0101. — P. 010. — DOI: [10.1088/1126-6708/2001/01/010](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2001/01/010). — arXiv: [hep-ph/0011363](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0011363) [hep-ph].
68. *ATLAS collaboration.* New ATLAS event generator tunes to 2010 data: tech. rep. / CERN. — Geneva, 04/2011. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1345343>.
69. *Frixione S.* [et al.]. Single-top production in MC@NLO // JHEP. — 2006. — Vol. 0603. — P. 092. — DOI: [10.1088/1126-6708/2006/03/092](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2006/03/092). — arXiv: [hep-ph/0512250](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0512250) [hep-ph].
70. *Frixione S.* [et al.]. Single-top hadroproduction in association with a W boson // JHEP. — 2008. — Vol. 0807. — P. 029. — DOI: [10.1088/1126-6708/2008/07/029](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/07/029). — arXiv: [0805.3067](https://arxiv.org/abs/0805.3067) [hep-ph].
71. *Kersevan B. P., Richter-Was E.* The Monte Carlo event generator AcerMC versions 2.0 to 3.8 with interfaces to PYTHIA 6.4, HERWIG 6.5 and ARIADNE 4.1 // Comput. Phys. Commun. — 2013. — Vol. 184. — Pp. 919–985. — DOI: [10.1016/j.cpc.2012.10.032](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2012.10.032). — arXiv: [hep-ph/0405247](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0405247) [hep-ph].
72. *ATLAS collaboration.* Further ATLAS tunes of PYTHIA6 and Pythia 8: tech. rep. / CERN. — Geneva, 11/2011. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1400677>.
73. *Lai H.-L.* [et al.]. New parton distributions for collider physics // Phys. Rev. — 2010. — Vol. D82. — P. 074024. — DOI: [10.1103/PhysRevD.82.074024](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074024). — arXiv: [1007.2241](https://arxiv.org/abs/1007.2241) [hep-ph].
74. *Agostinelli S.* [et al.]. GEANT4: A Simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. — 2003. — Vol. A506. — Pp. 250–303. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).

75. *Lukas W.* Fast Simulation for ATLAS: ATLFAST-II and ISF // Proceedings, 19th International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2012): New York, USA, May 21-25, 2012. Vol. 396. — 2012. — P. 022031. — DOI: [10.1088/1742-6596/396/2/022031](https://doi.org/10.1088/1742-6596/396/2/022031). — URL: <http://cds.cern.ch/record/1458503>.
76. *Campbell J. M., Ellis R. K., Williams C.* Vector boson pair production at the LHC // JHEP. — 2011. — Vol. 1107. — P. 018. — DOI: [10.1007/JHEP07\(2011\)018](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2011)018). — arXiv: [1105.0020](https://arxiv.org/abs/1105.0020) [hep-ph].
77. *Campbell J. M., Ellis R. K.* An Update on vector boson pair production at hadron colliders // Phys. Rev. — 1999. — Vol. D60. — P. 113006. — DOI: [10.1103/PhysRevD.60.113006](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.60.113006). — arXiv: [hep-ph/9905386](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9905386) [hep-ph].
78. *Kidonakis N.* NNLL resummation for s-channel single top quark production // Phys. Rev. — 2010. — Vol. D81. — P. 054028. — DOI: [10.1103/PhysRevD.81.054028](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.81.054028). — arXiv: [1001.5034](https://arxiv.org/abs/1001.5034) [hep-ph].
79. *Kidonakis N.* Next-to-next-to-leading-order collinear and soft gluon corrections for t-channel single top quark production // Phys. Rev. — 2011. — Vol. D83. — P. 091503. — DOI: [10.1103/PhysRevD.83.091503](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.091503). — arXiv: [1103.2792](https://arxiv.org/abs/1103.2792) [hep-ph].
80. *Kidonakis N.* Two-loop soft anomalous dimensions for single top quark associated production with a W- or H- // Phys. Rev. — 2010. — Vol. D82. — P. 054018. — DOI: [10.1103/PhysRevD.82.054018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.82.054018). — arXiv: [1005.4451](https://arxiv.org/abs/1005.4451) [hep-ph].
81. *Catani S.* [et al.]. Vector boson production at hadron colliders: a fully exclusive QCD calculation at NNLO // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 103. — P. 082001. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.103.082001](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.082001). — arXiv: [0903.2120](https://arxiv.org/abs/0903.2120) [hep-ph].

82. *Aad G.* [et al.]. Electron reconstruction and identification efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2011 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74, no. 7. — P. 2941. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-2941-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2941-0). — arXiv: [1404.2240](https://arxiv.org/abs/1404.2240) [hep-ex].
83. *Aad G.* [et al.]. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using LHC Run 1 data // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74, no. 10. — P. 3071. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3071-4](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3071-4). — arXiv: [1407.5063](https://arxiv.org/abs/1407.5063) [hep-ex].
84. *Cacciari M., Salam G. P., Soyez G.* The anti- k_t jet clustering algorithm // JHEP. — 2008. — Vol. 04. — P. 063. — DOI: [10.1088/1126-6708/2008/04/063](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2008/04/063). — arXiv: [0802.1189](https://arxiv.org/abs/0802.1189) [hep-ph].
85. *Lampl W.* [et al.]. Calorimeter Clustering Algorithms: Description and Performance: tech. rep. / CERN. — Geneva, 04/2008. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1099735>.
86. *Aad G.* [et al.]. Jet energy measurement and its systematic uncertainty in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2015. — Vol. C75. — P. 17. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3190-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3190-y). — arXiv: [1406.0076](https://arxiv.org/abs/1406.0076) [hep-ex].
87. *Aad G.* [et al.]. Characterisation and mitigation of beam-induced backgrounds observed in the ATLAS detector during the 2011 proton-proton run // JINST. — 2013. — Vol. 8. — P07004. — DOI: [10.1088/1748-0221/8/07/P07004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/8/07/P07004). — arXiv: [1303.0223](https://arxiv.org/abs/1303.0223) [hep-ex].
88. *Aad G.* [et al.]. Measurement of the muon reconstruction performance of the ATLAS detector using 2011 and 2012 LHC proton-proton collision data // Eur. Phys. J. — 2014. — Vol. C74, no. 11. — P. 3130. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-014-3130-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3130-x). — arXiv: [1407.3935](https://arxiv.org/abs/1407.3935) [hep-ex].

89. *Pasztor G., Damazio D., Monticelli F.* Electron and photon trigger performance plots using 2012 data: tech. rep. / CERN. — Geneva, 06/2014.
90. *Aad G.* [et al.]. Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D90, no. 5. — P. 052005. — DOI: [10.1103/PhysRevD.90.052005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.052005). — arXiv: [1405.4123](https://arxiv.org/abs/1405.4123) [hep-ex].
91. *Blobel V.* Unfolding // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 187–225. — ISBN 978-3527410583. — DOI: [10.1002/9783527653416.ch9](https://doi.org/10.1002/9783527653416.ch9). — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.
92. *Aad G.* [et al.]. Measurements of normalized differential cross-sections for $t\bar{t}$ production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV using the ATLAS detector // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D90, no. 7. — P. 072004. — DOI: [10.1103/PhysRevD.90.072004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.90.072004). — arXiv: [1407.0371](https://arxiv.org/abs/1407.0371) [hep-ex].
93. *Hensel C., Kröniger K.* Statistical methods commonly used in high energy physics // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 329–356. — ISBN 978-3527410583. — DOI: [10.1002/9783527653416.ch9](https://doi.org/10.1002/9783527653416.ch9). — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.
94. *Voss H.* Classification // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 153–186. — ISBN 978-3527410583. — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.

95. *Speckmayer P.* [et al.]. The toolkit for multivariate data analysis, TMVA 4 // J. Phys. Conf. Ser. — 2010. — Vol. 219. — P. 032057. — DOI: [10.1088/1742-6596/219/3/032057](https://doi.org/10.1088/1742-6596/219/3/032057).
96. *Cowan G.* [et al.]. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics // Eur. Phys. J. — 2011. — Vol. C71. — P. 1554. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-011-1554-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-011-1554-0), [10.1140/epjc/s10052-013-2501-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2501-z). — arXiv: [1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727) [physics.data-an]. — [Erratum: Eur. Phys. J.C73,2501(2013)].
97. *Aaboud M.* [et al.]. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV using the ATLAS detector at the LHC // Eur. Phys. J. — 2016. — Vol. C76, no. 12. — P. 653. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4466-1](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4466-1). — arXiv: [1608.03953](https://arxiv.org/abs/1608.03953) [hep-ex].
98. *Aad G.* [et al.]. Jet energy resolution in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV recorded in 2010 with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. — 2013. — Vol. C73, no. 3. — P. 2306. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2306-0](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2306-0). — arXiv: [1210.6210](https://arxiv.org/abs/1210.6210) [hep-ex].
99. *Botje M.* [et al.]. The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations. — 2011. — arXiv: [1101.0538](https://arxiv.org/abs/1101.0538) [hep-ph].
100. *Alekhin S.* [et al.]. The PDF4LHC Working Group Interim Report. — 2011. — arXiv: [1101.0536](https://arxiv.org/abs/1101.0536) [hep-ph].
101. *Buckley A.* [et al.]. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era // Eur. Phys. J. — 2015. — Vol. C75. — P. 132. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3318-8](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3318-8). — arXiv: [1412.7420](https://arxiv.org/abs/1412.7420) [hep-ph].
102. *Aad G.* [et al.]. Measurement of W^+W^- production in pp collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous WWZ and $WW\gamma$ couplings // Phys. Rev. — 2013. — Vol. D87, no. 11. — P. 112001. — DOI: [10.1103/PhysRevD.87.112001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.112001), [10.1103/PhysRevD.87.112001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.112001).

- 88.079906. — arXiv: [1210.2979 \[hep-ex\]](#). — [Erratum: Phys. Rev. D88, no. 7, 079906 (2013)].
103. *Chatrchyan S.* [et al.]. Measurement of the sum of WW and WZ production with W +dijet events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Eur. Phys. J. — 2013. — Vol. C73, no. 2. — P. 2283. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-013-2283-3](#). — arXiv: [1210.7544 \[hep-ex\]](#).
104. *Gehrmann T.* [et al.]. W^+W^- Production at Hadron Colliders in Next to Next to Leading Order QCD // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 113, no. 21. — P. 212001. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.113.212001](#). — arXiv: [1408.5243 \[hep-ph\]](#).
105. *Jaiswal P., Okui T.* Explanation of the WW excess at the LHC by jet-veto resummation // Phys. Rev. — 2014. — Vol. D90, no. 7. — P. 073009. — DOI: [10.1103/PhysRevD.90.073009](#). — arXiv: [1407.4537 \[hep-ph\]](#).
106. *Stuart A., Ord K.* Kendall's Advanced Theory of Statistics. Volume 1. Distribution Theory. — Sixth edition. — Wiley-Blackwell, 1994. — ISBN 978-0470665305.
107. *Verkerke W., Kirkby D. P.* The RooFit toolkit for data modeling // Statistical problems in particle physics, astrophysics and cosmology. Proceedings, Conference, PHYSTAT05, Oxford, UK, September 12-15, 2005, eConf. Vol. C0303241. — 2003. — Pp. 186–189. — arXiv: [physics/0306116 \[physics\]](#).
108. *Stuart A., Ord K., Arnold S.* Kendall's Advanced Theory of Statistics. Volume 2A. Classical Inference and the Linear Models. — Sixth edition. — Wiley-Blackwell, 1999. — ISBN 978-0470689240.
109. *Cranmer K.* Practical Statistics for the LHC // Proceedings, 2011 European School of High-Energy Physics (ESHEP 2011). — 2014. — Pp. 267–308. — DOI: [10.5170/CERN-2014-003.267](#). — arXiv: [1503.07622](#)

- [physics.data-an]. — URL: <http://inspirehep.net/record/1356277/files/arXiv:1503.07622.pdf>.
110. *Baak M.* [et al.]. HistFitter software framework for statistical data analysis // Eur. Phys. J. — 2015. — Vol. C75. — P. 153. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-015-3327-7](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3327-7). — arXiv: [1410.1280](https://arxiv.org/abs/1410.1280) [hep-ex].
 111. *Moneta L.* [et al.]. The RooStats Project // Proceedings, 13th International Workshop on Advanced computing and analysis techniques in physics research (ACAT2010): Jaipur, India, February 22-27, 2010. ACAT2010. — 2010. — P. 057. — arXiv: [1009.1003](https://arxiv.org/abs/1009.1003) [physics.data-an].
 112. *Read A. L.* Presentation of search results: The CL(s) technique // J. Phys. — 2002. — Vol. G28. — Pp. 2693–2704. — DOI: [10.1088/0954-3899/28/10/313](https://doi.org/10.1088/0954-3899/28/10/313).
 113. *Wanke R.* How to deal with systematic uncertainties // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 263–296. — ISBN 978-3527410583. — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.
 114. *Sivia D. S.* Dealing with systematics and setting limits // Proceedings, IN2P3 School of Statistics (SOS 2012). Vol. 55. — 2013. — P. 01002. — DOI: [10.1051/epjconf/20135501002](https://doi.org/10.1051/epjconf/20135501002).
 115. *Heinrich J., Lyons L.* Systematic errors // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — Vol. 57. — Pp. 145–169. — DOI: [10.1146/annurev.nucl.57.090506.123052](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.57.090506.123052).
 116. *Diehl M.* Theory uncertainties // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 297–328. — ISBN 978-

3527410583. — DOI: [10.1002/9783527653416.ch9](https://doi.org/10.1002/9783527653416.ch9). — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.
117. *O'Hagan A., Foster J.* Kendall's Advanced Theory of Statistics. Volume 2B. Bayesian Inference. — Second edition. — Wiley-Blackwell, 2004. — ISBN 978-0470685693.
118. *Schott G.* Hypothesis testing // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 75–105. — ISBN 978-3527410583. — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.
119. *Prosper H. B.* Applications in astronomy // Data analysis in high energy physics: A practical guide to statistical methods / ed. by O. Behnke [et al.]. — Weinheim, Germany : Wiley-VCH, 2013. — Pp. 381–407. — ISBN 978-3527410583. — DOI: [10.1002/9783527653416.ch9](https://doi.org/10.1002/9783527653416.ch9). — URL: <http://www.wiley-vch.de/publish/dt/books/ISBN3-527-41058-9>.
120. *Trotta R.* Bayes in the sky: Bayesian inference and model selection in cosmology // Contemp. Phys. — 2008. — Vol. 49. — Pp. 71–104. — DOI: [10.1080/00107510802066753](https://doi.org/10.1080/00107510802066753). — arXiv: [0803.4089](https://arxiv.org/abs/0803.4089) [astro-ph].
121. *Caldwell A., Kollar D., Kroninger K.* BAT: The Bayesian Analysis Toolkit // Comput. Phys. Commun. — 2009. — Vol. 180. — Pp. 2197–2209. — DOI: [10.1016/j.cpc.2009.06.026](https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.06.026). — arXiv: [0808.2552](https://arxiv.org/abs/0808.2552) [physics.data-an].
122. *James F., Roos M.* Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations // Comput. Phys. Commun. — 1975. — Vol. 10. — Pp. 343–367. — DOI: [10.1016/0010-4655\(75\)90039-9](https://doi.org/10.1016/0010-4655(75)90039-9).

123. *Gusev V.* [et al.]. WLCG Tier-2 computing infrastructure at IHEP // Proceedings of the Fifth International Conference “Distributed computing and grid-technologies in science and education”. — Dubna : Joint Institute for Nuclear Researches, 2012. — Pp. 150–157.

Приложение А

Результаты фита в сигнальных и контрольных областях

Наблюдаемые и ожидаемые числа событий в SR2 — SR5 и SR7 после максимизации LF из уравнения (5.1), включающей две CR и одну соответствующую SR, приведены в таблице A.1.

Таблица A.1. Наблюдаемые числа событий в SR и оценки вкладов фоновых и сигнальных процессов после фита.

В числах событий

	SR2	SR3	SR4
Наблюдаемые события	231	144	40
Сигнальные события	$(-2 \pm 2) \times 10$	$(-2 \pm 2) \times 10$	-15 ± 9
Композиция фоновых событий	$(25 \pm 2) \times 10$	165 ± 14	55 ± 6
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$(13 \pm 2) \times 10$	89 ± 13	33 ± 6
$t\bar{t}$	89 ± 10	55 ± 6	15 ± 2
Пара векторных бозонов	$(111 \pm 14) \times 10^{-1}$	$(67 \pm 11) \times 10^{-1}$	$(33 \pm 7) \times 10^{-1}$
Ложные лептоны	16 ± 3	10 ± 2	$(26 \pm 4) \times 10^{-1}$
Одиночный t -кварк (Wt)	$(69 \pm 15) \times 10^{-1}$	$(38 \pm 6) \times 10^{-1}$	$(11 \pm 3) \times 10^{-1}$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$(21 \pm 3) \times 10^{-2}$	$(21 \pm 3) \times 10^{-2}$	$< 1 \times 10^{-2}$

Продолжение таблицы A.1.

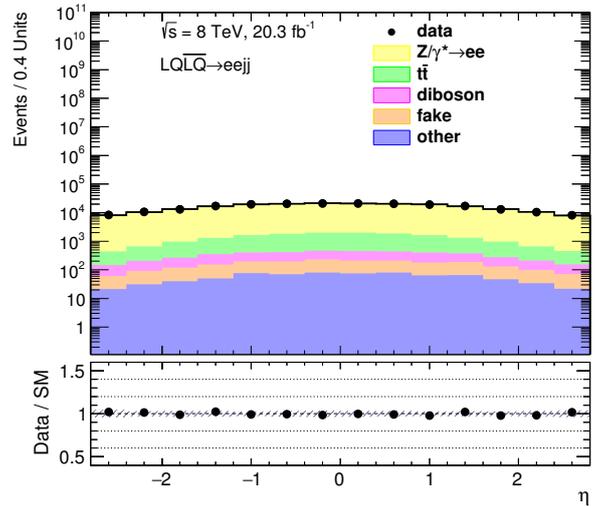
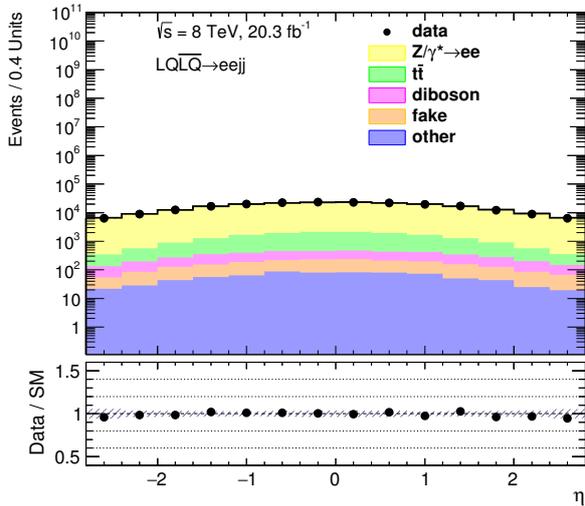
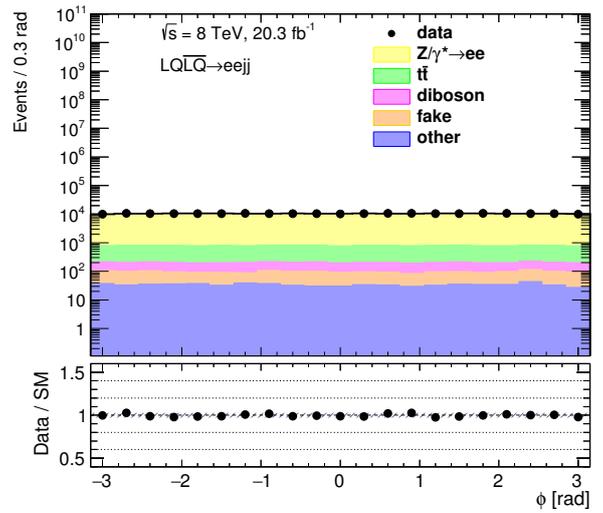
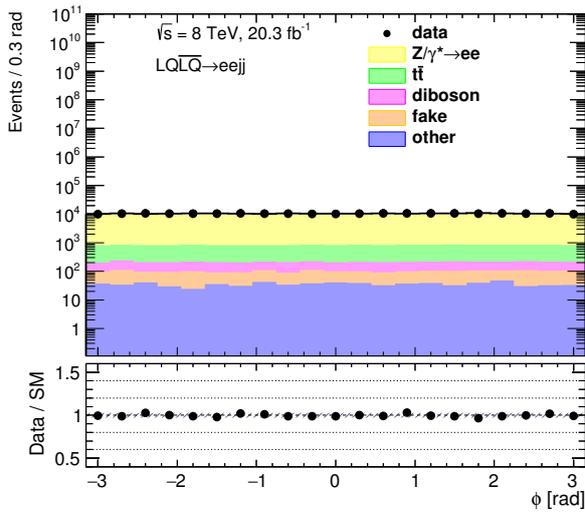
В числах событий

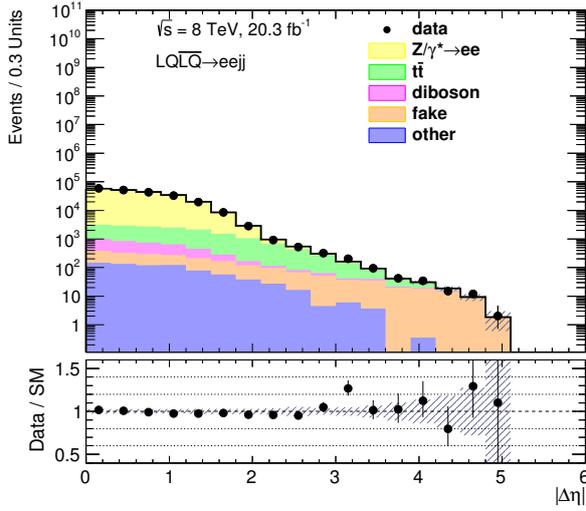
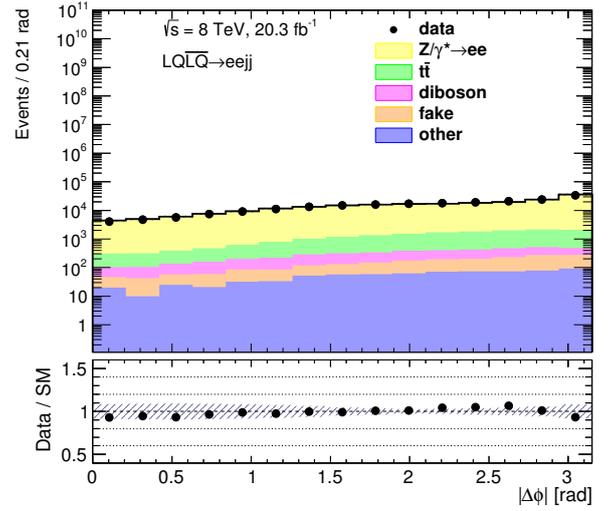
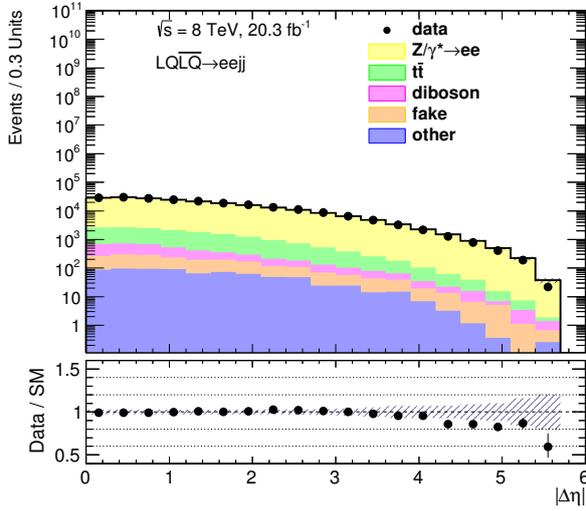
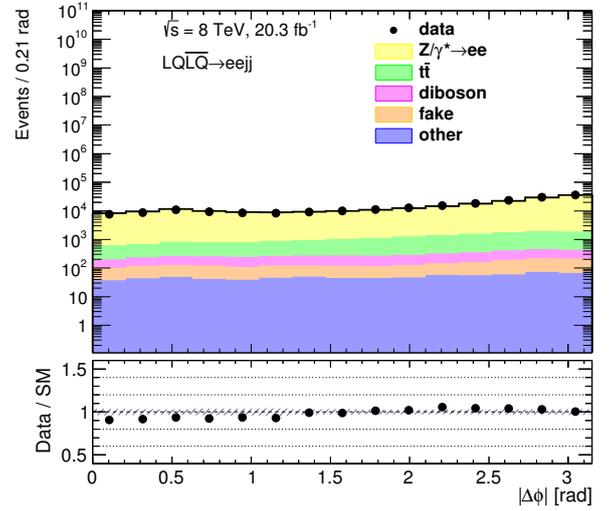
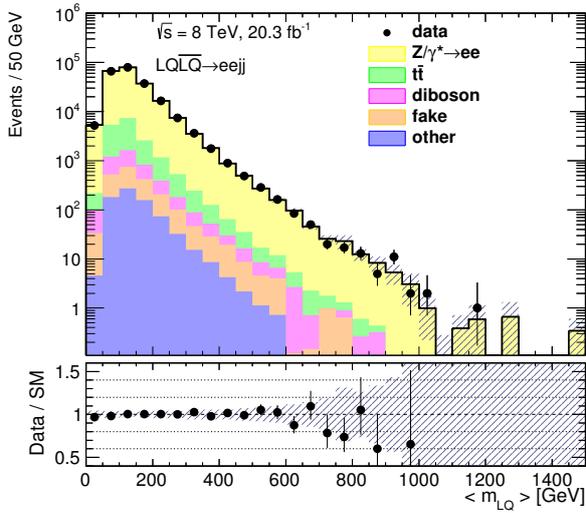
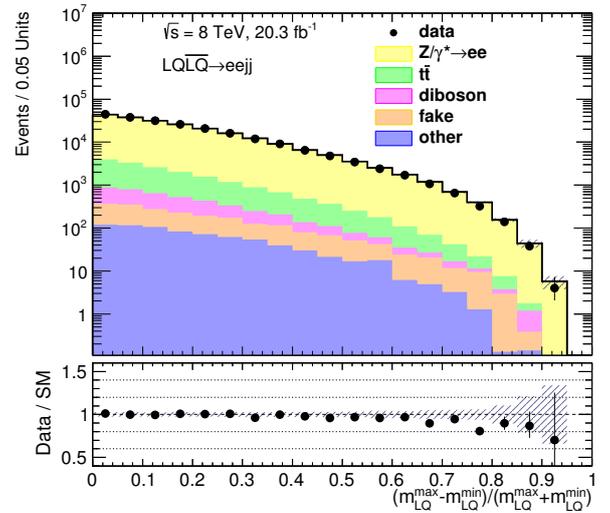
	SR5	SR7
Наблюдаемые события	16	2
Сигнальные события	-10 ± 5	-1 ± 2
Композиция фоновых событий	26 ± 3	$(34 \pm 8) \times 10^{-1}$
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	15 ± 3	$(23 \pm 7) \times 10^{-1}$
$t\bar{t}$	$(65 \pm 11) \times 10^{-1}$	$(5 \pm 2) \times 10^{-1}$
Пара вектор- ных бозонов	$(27 \pm 13) \times 10^{-1}$	$(49 \pm 9) \times 10^{-2}$
Ложные лептоны	$(117 \pm 13) \times 10^{-2}$	$(3 \pm 3) \times 10^{-2}$
Одиночный t - кварк (Wt -канал)	$(7 \pm 3) \times 10^{-1}$	$< 1 \times 10^{-2}$
$Z \rightarrow \tau\tau$	$< 1 \times 10^{-2}$	$< 1 \times 10^{-2}$

Приложение Б

Кинематические распределения после первичного отбора

На рисунках с Б.1 по Б.10 показаны распределения кинематических переменных для событий после первичного отбора.

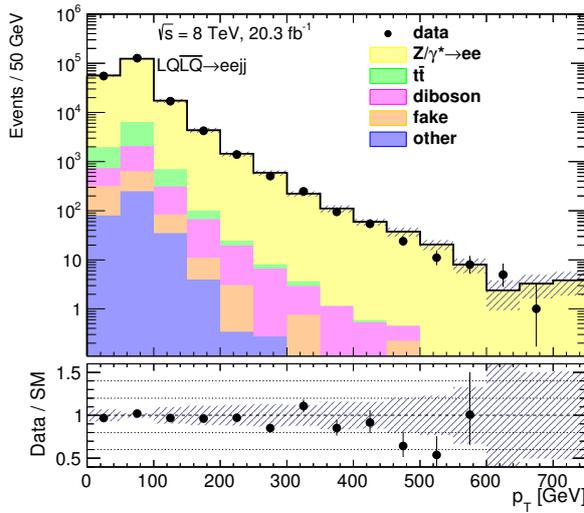
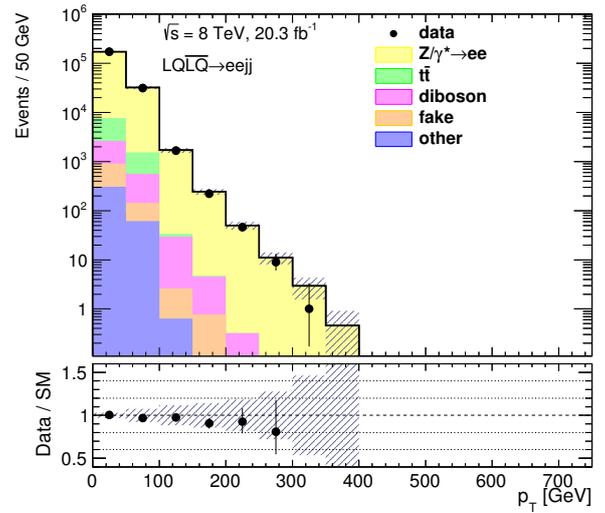
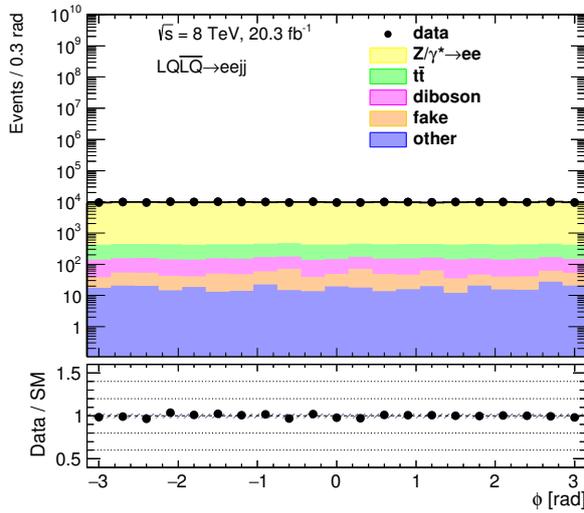
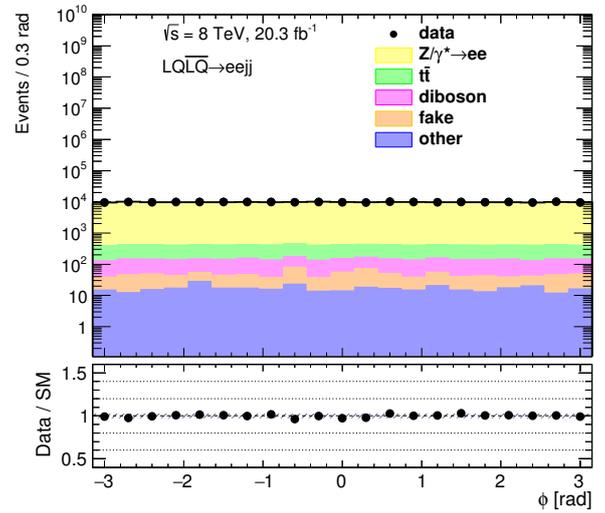


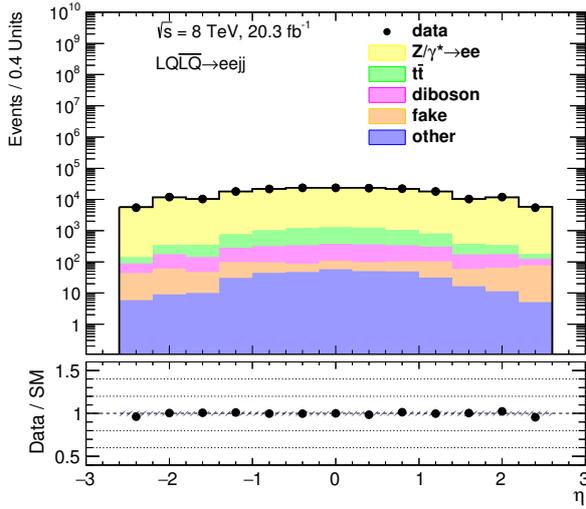
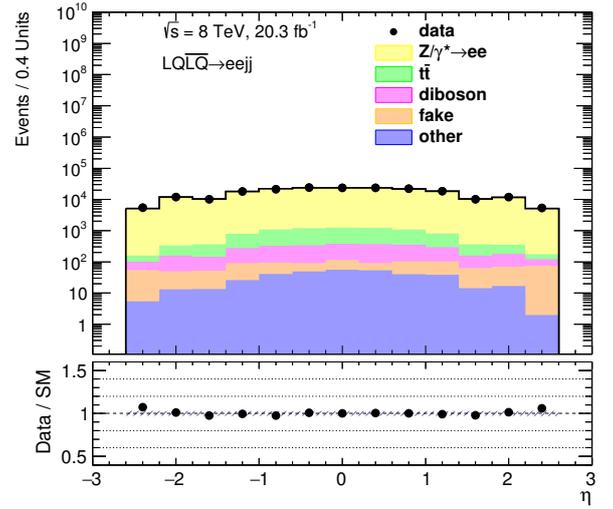
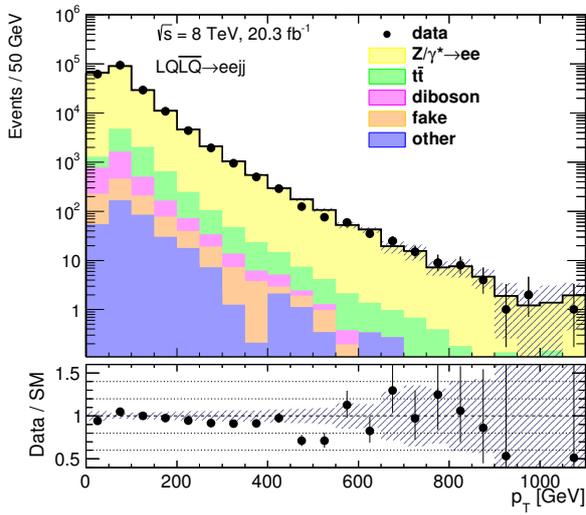
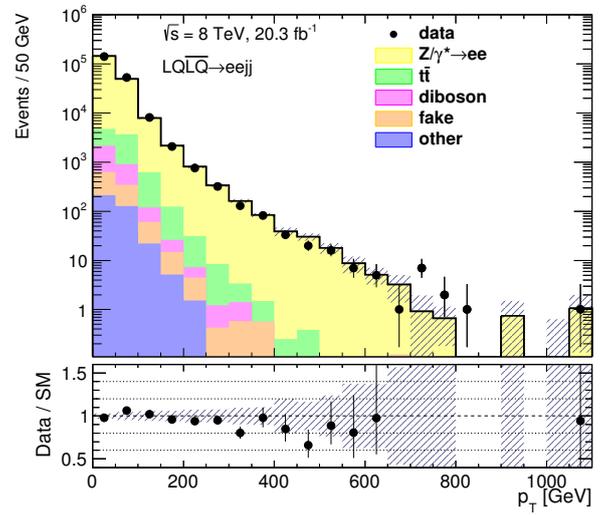
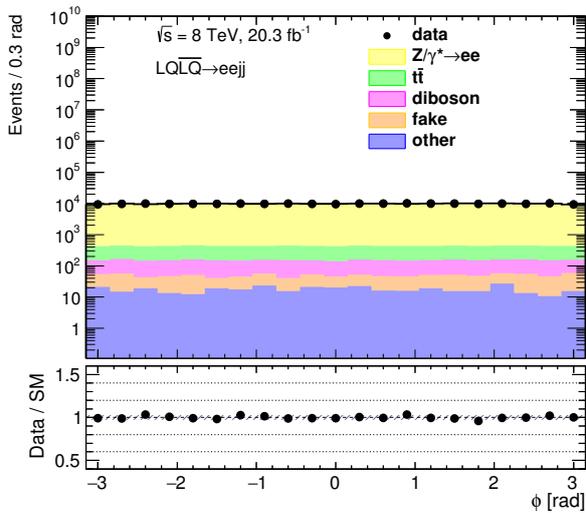
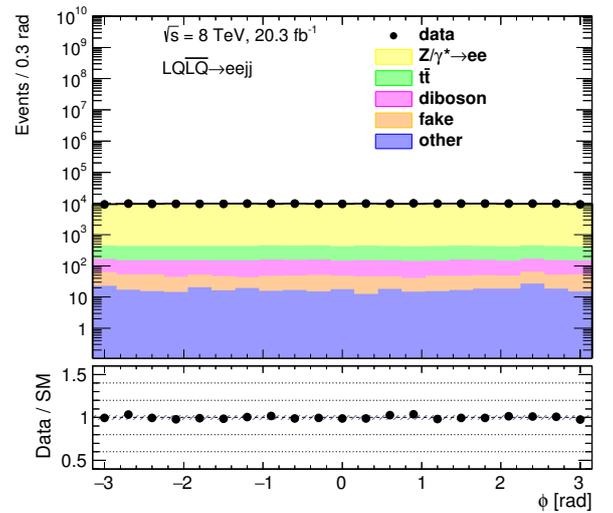
Рис. Б.5. $\Delta\eta$ между электронами.Рис. Б.6. $\Delta\phi$ между электронами.Рис. Б.7. $\Delta\eta$ между струями.Рис. Б.8. $\Delta\phi$ между струями.Рис. Б.9. $\langle m_{LQ} \rangle$.Рис. Б.10. $(m_{LQ}^{\max} - m_{LQ}^{\min}) / (m_{LQ}^{\max} + m_{LQ}^{\min})$.

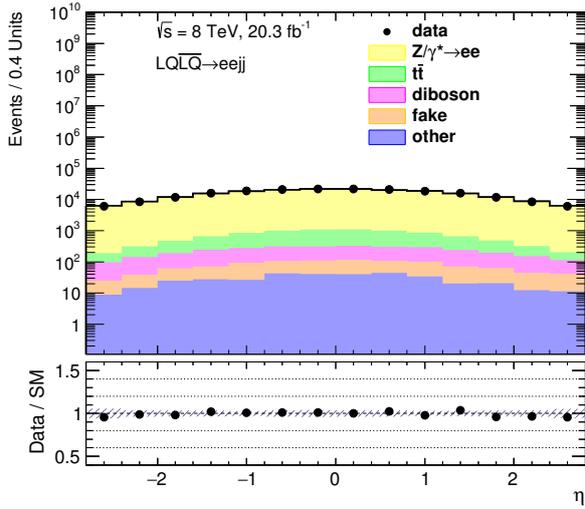
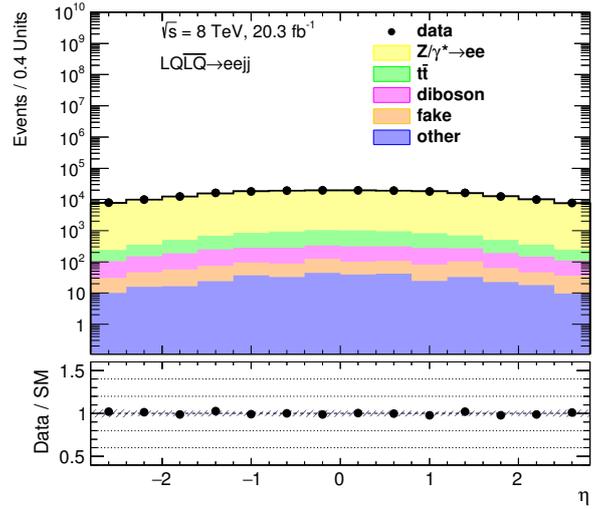
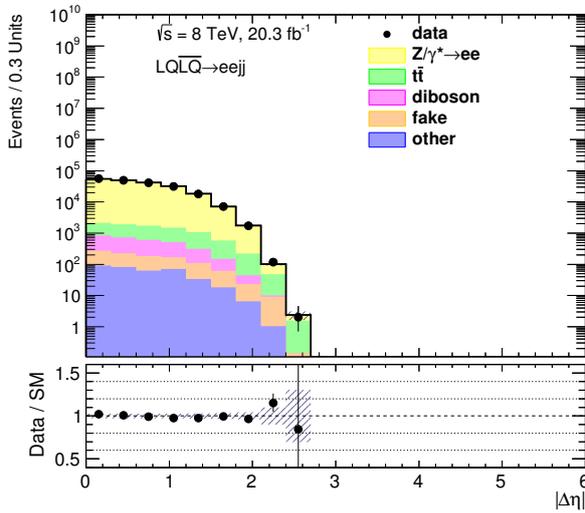
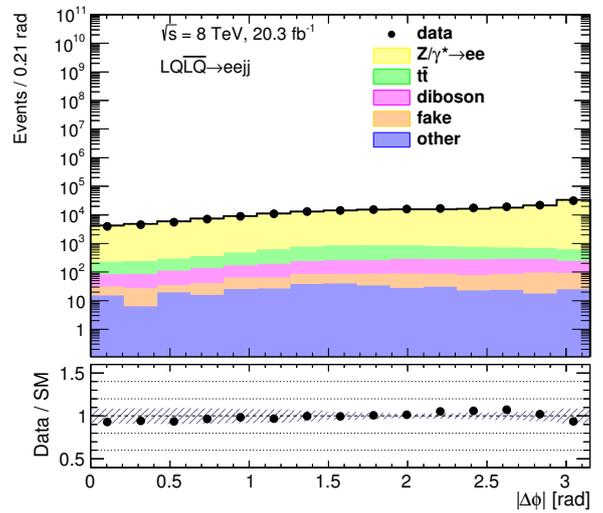
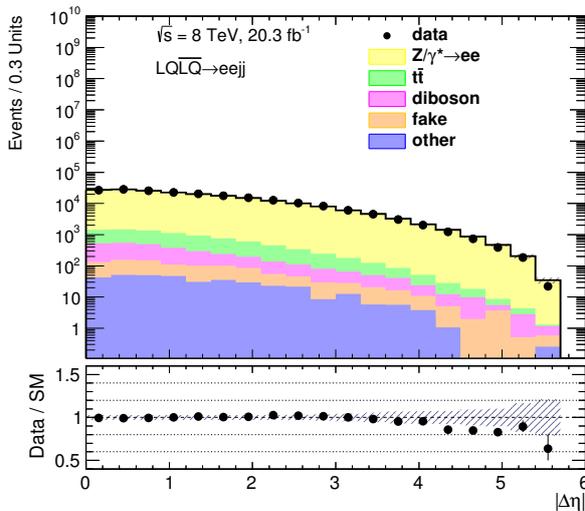
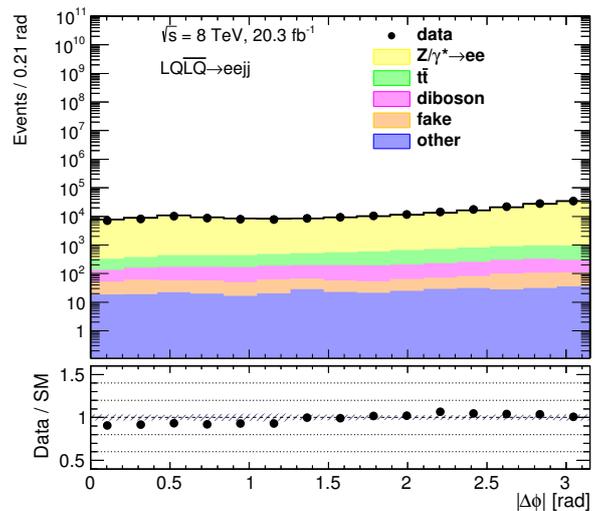
Приложение В

Кинематические распределения в контрольной области Z/γ^*

На рисунках с В.1 по В.16 показаны распределения кинематических переменных в Z/γ^* CR.

Рис. В.1. p_T лидирующего электрона.Рис. В.2. p_T сублидирующего электрона.Рис. В.3. ϕ лидирующего электрона.Рис. В.4. ϕ сублидирующего электрона.

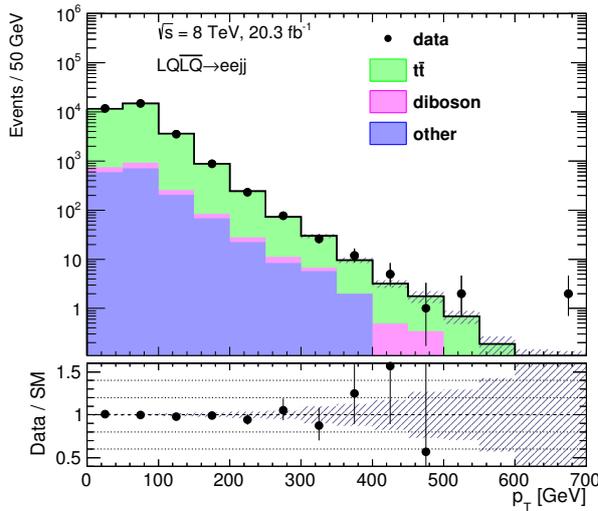
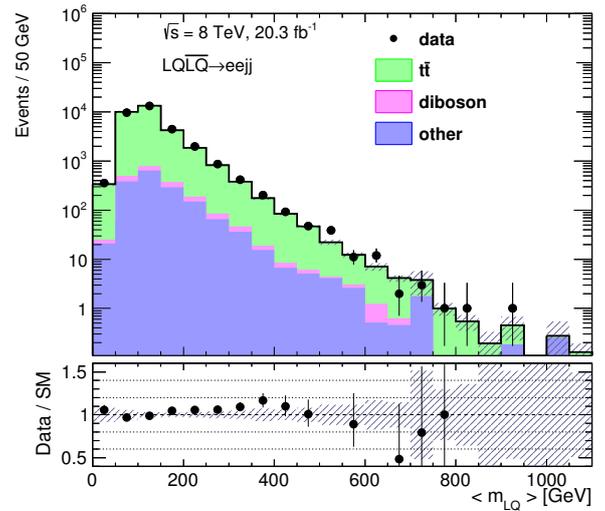
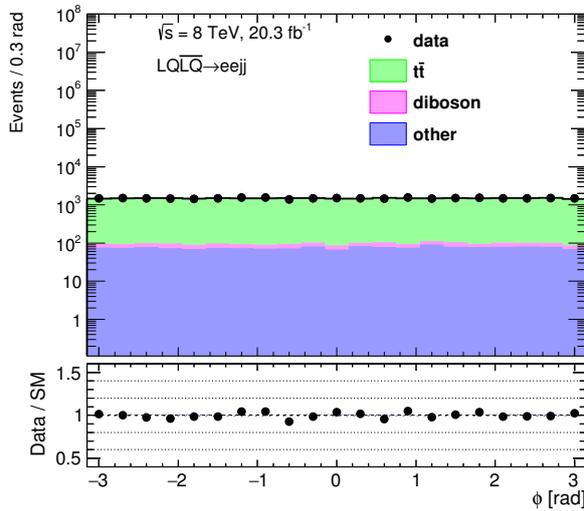
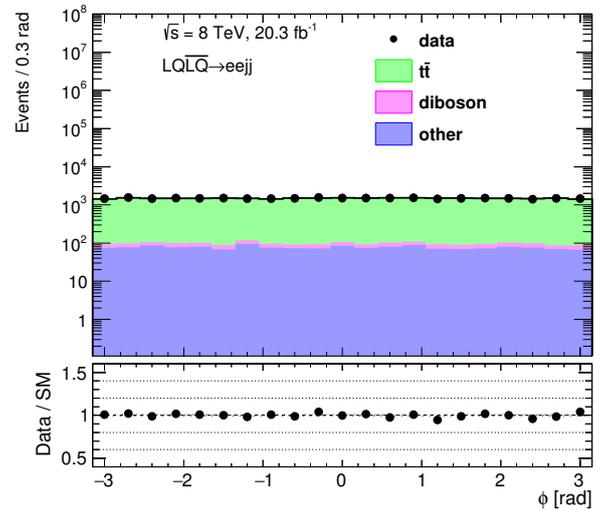
Рис. В.5. η лидирующего электрона.Рис. В.6. η сублидирующего электрона.Рис. В.7. p_T лидирующей струи.Рис. В.8. p_T сублидирующей струи.Рис. В.9. ϕ лидирующей струи.Рис. В.10. ϕ сублидирующей струи.

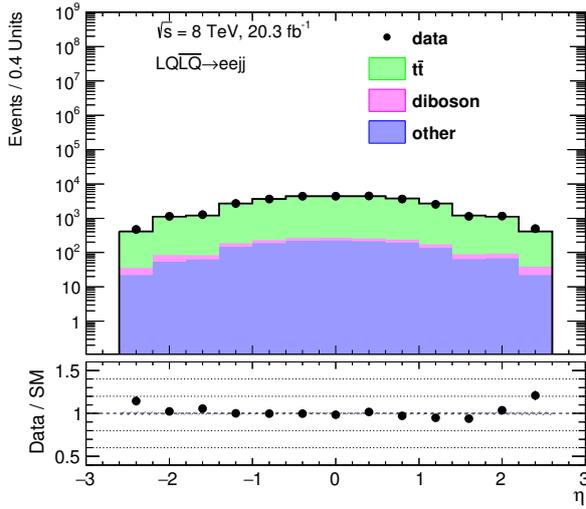
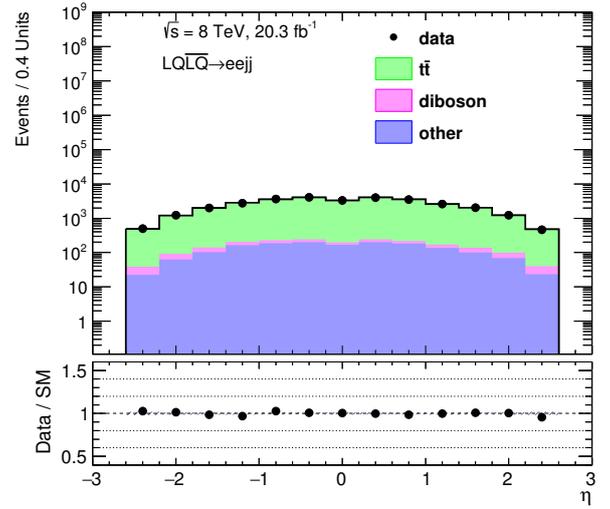
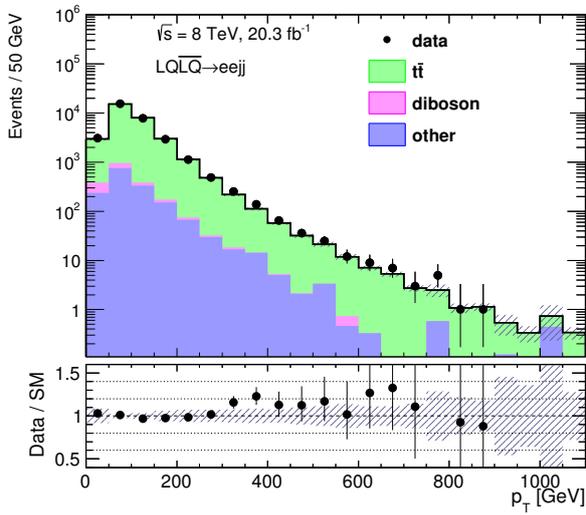
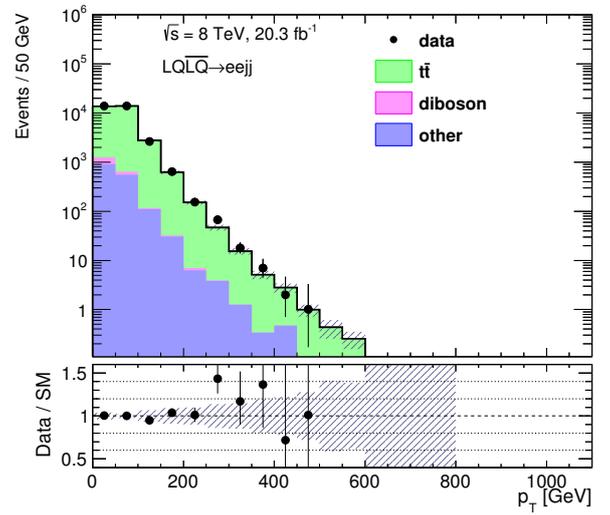
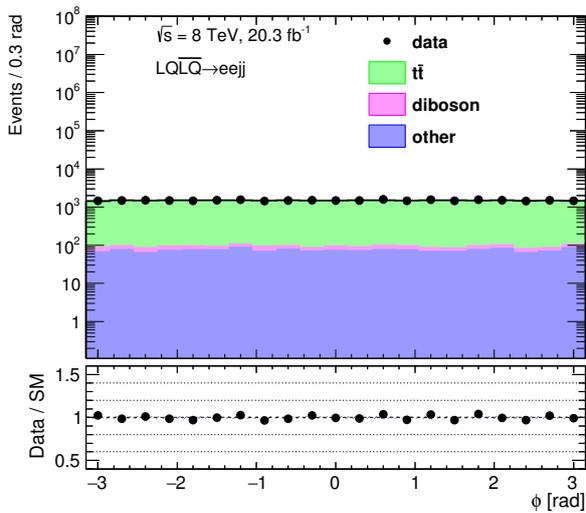
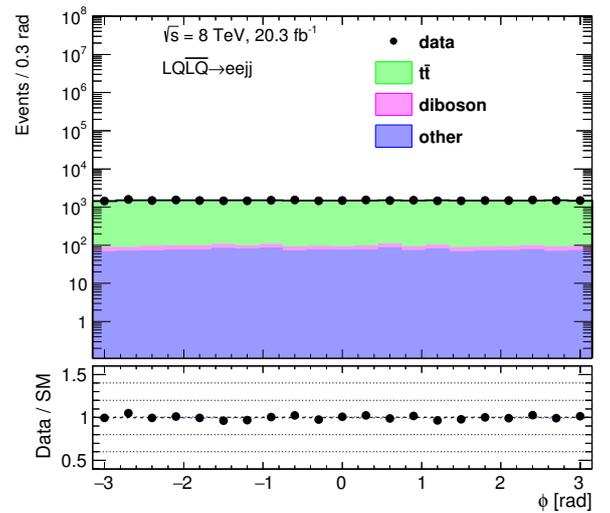
Рис. В.11. η лидирующей струи.Рис. В.12. η сублидирующей струи.Рис. В.13. $\Delta\eta$ между электронами.Рис. В.14. $\Delta\phi$ между электронами.Рис. В.15. $\Delta\eta$ между струями.Рис. В.16. $\Delta\phi$ между струями.

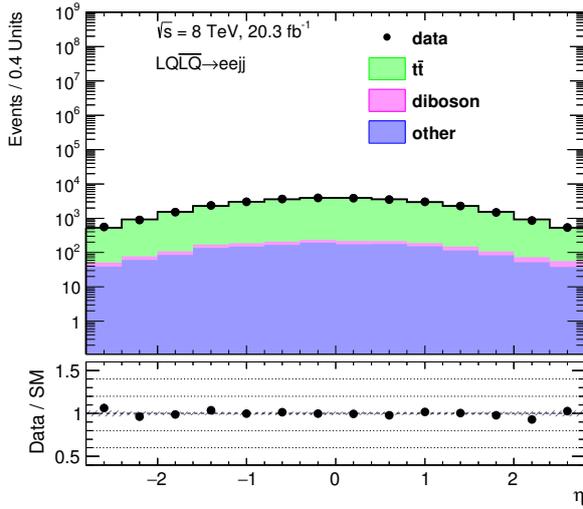
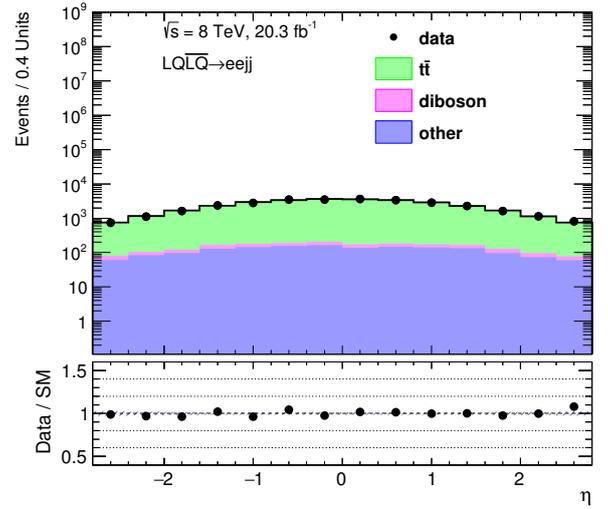
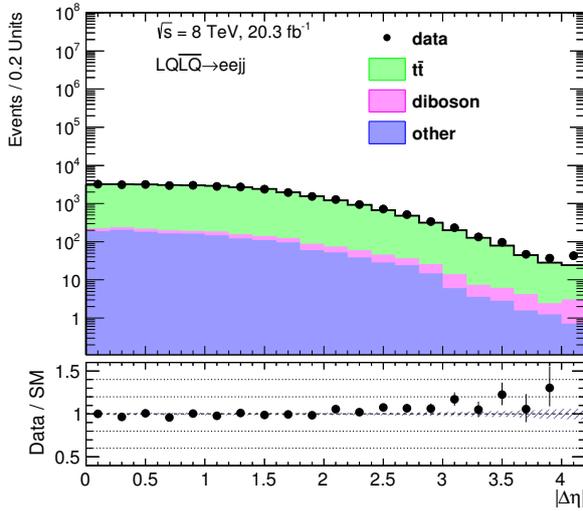
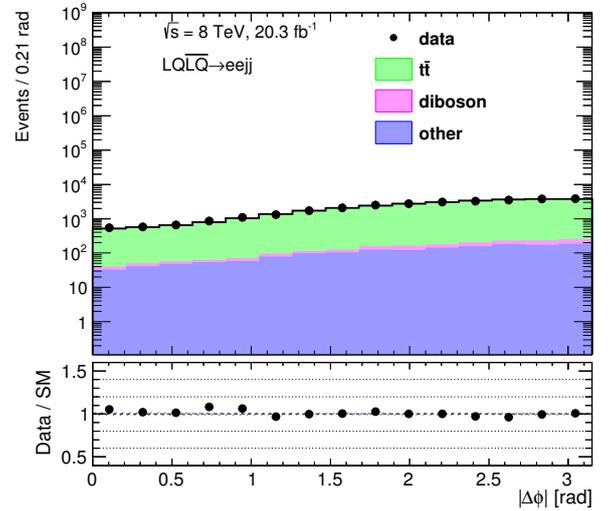
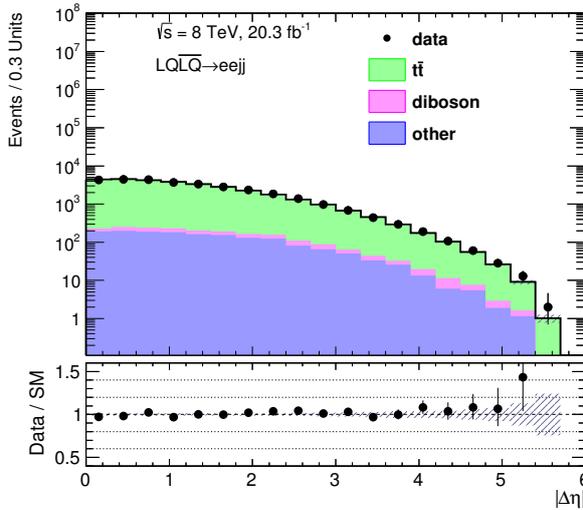
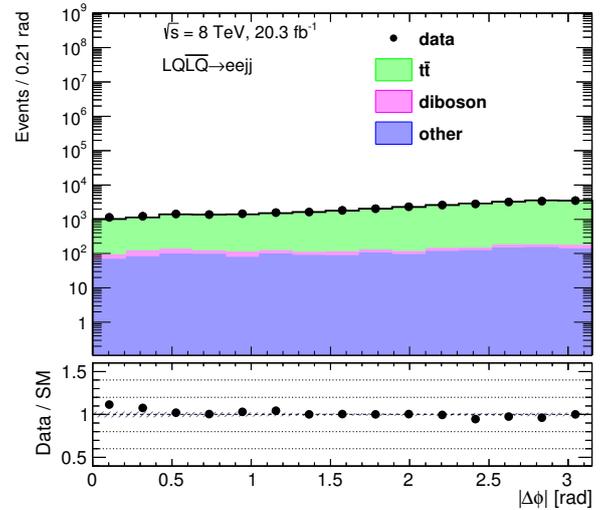
Приложение Г

Кинематические распределения в контрольной области $t\bar{t}$

На рисунках с Г.1 по Г.16 показаны распределения кинематических переменных в $t\bar{t}$ CR.

Рис. Г.1. p_T электрона.Рис. Г.2. $\langle m_{LQ} \rangle$.Рис. Г.3. ϕ электрона.Рис. Г.4. ϕ мюона.

Рис. Г.5. η электрона.Рис. Г.6. η мюона.Рис. Г.7. p_T лидирующей струи.Рис. Г.8. p_T сублидирующей струи.Рис. Г.9. ϕ лидирующей струи.Рис. Г.10. ϕ сублидирующей струи.

Рис. Г.11. η лидирующей струи.Рис. Г.12. η сублидирующей струи.Рис. Г.13. $\Delta\eta$ между электроном и мюоном.Рис. Г.14. $\Delta\phi$ между электроном и мюоном.Рис. Г.15. $\Delta\eta$ между струями.Рис. Г.16. $\Delta\phi$ между струями.

Приложение Д

Кинематические распределения в проверочной области фона ложных лептонов

На рисунках с Д.1 по Д.15 показаны распределения кинематических переменных в VR фона ложных лептонов.

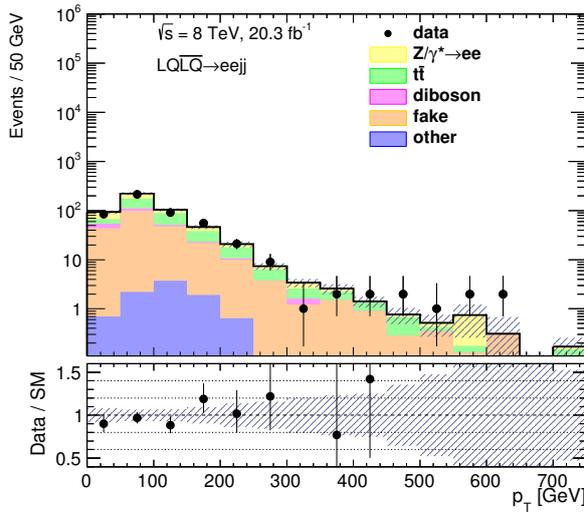


Рис. Д.1. p_T лидирующей струи.

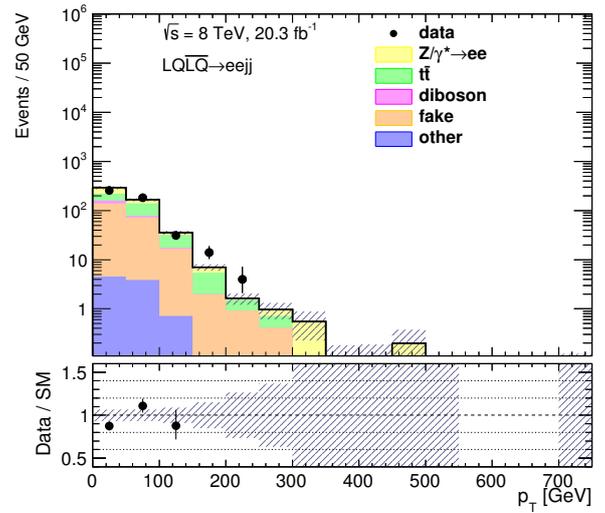


Рис. Д.2. p_T сублидирующей струи.

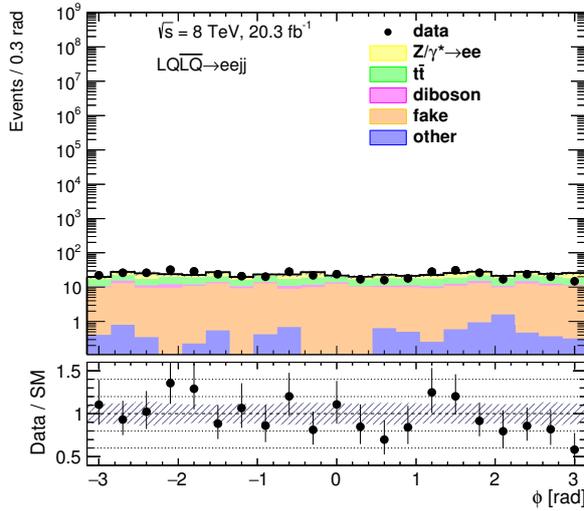


Рис. Д.3. ϕ лидирующей струи.

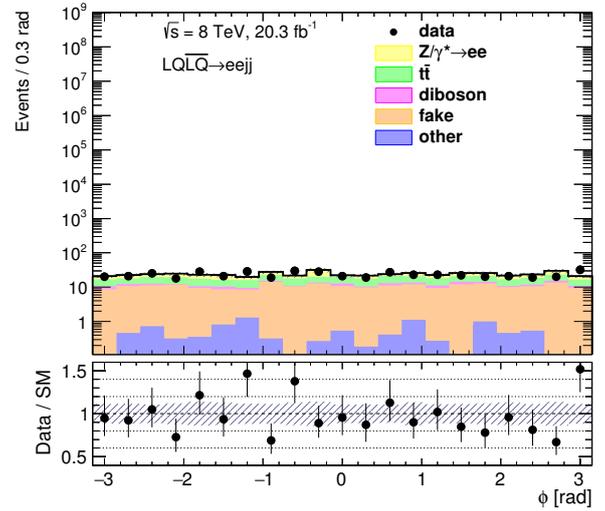
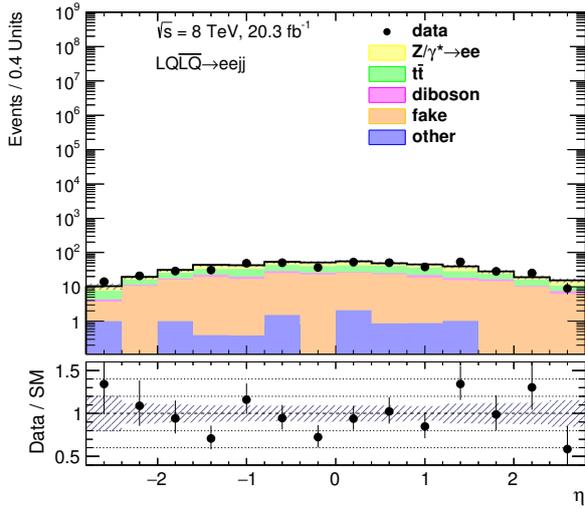
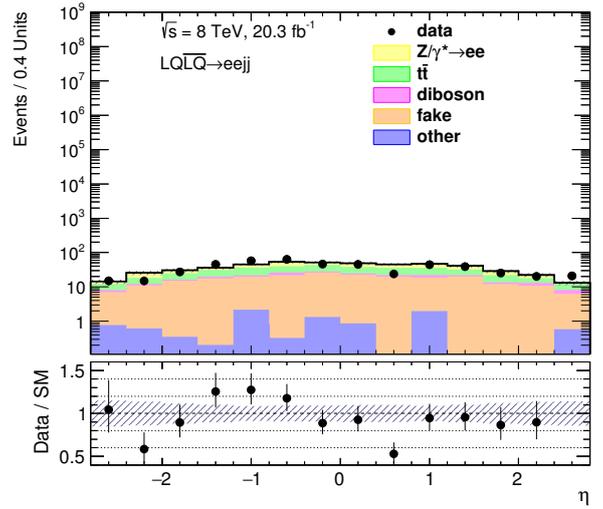
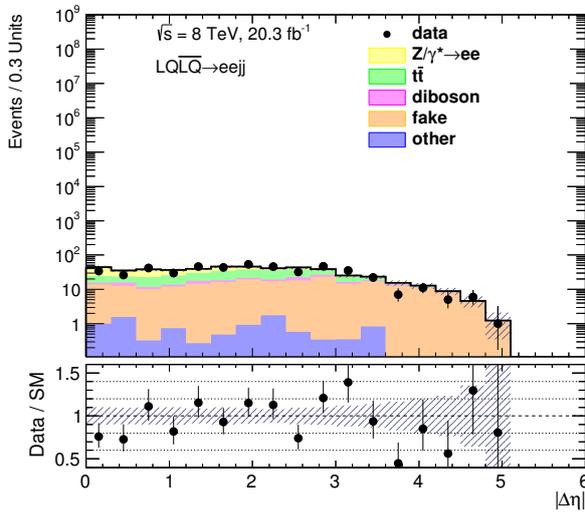
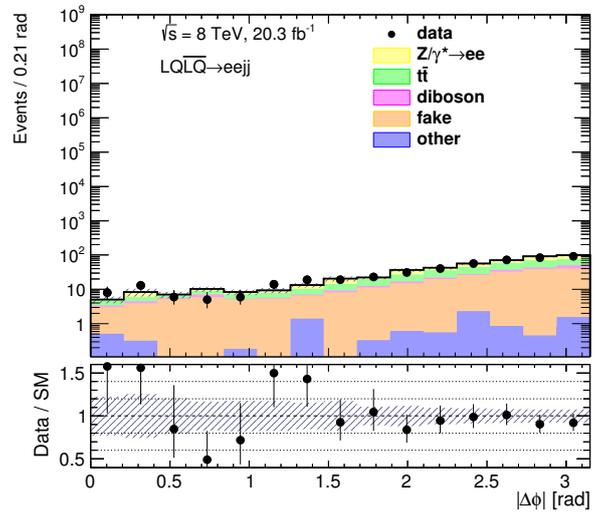
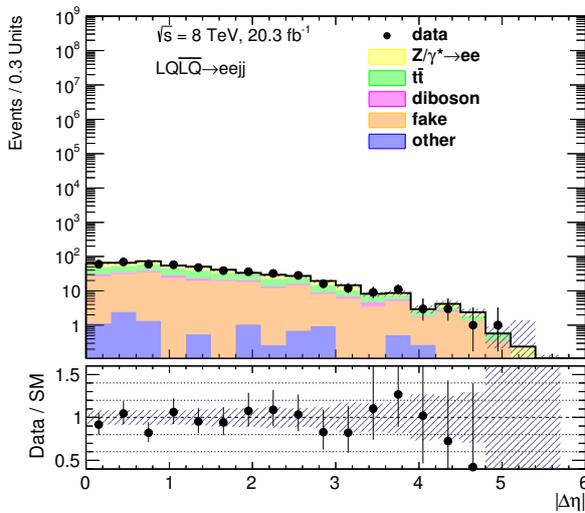
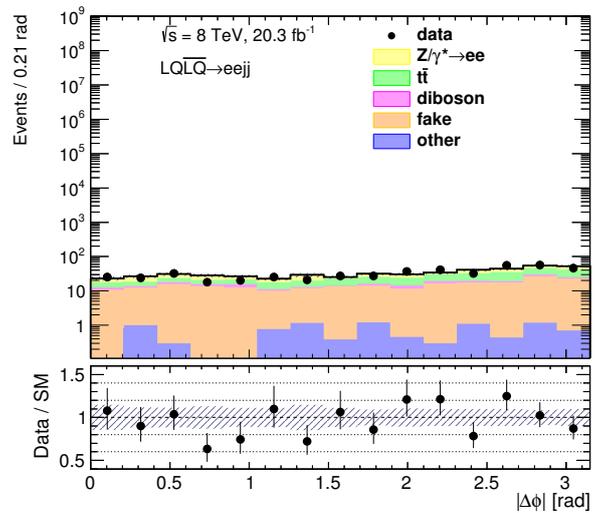
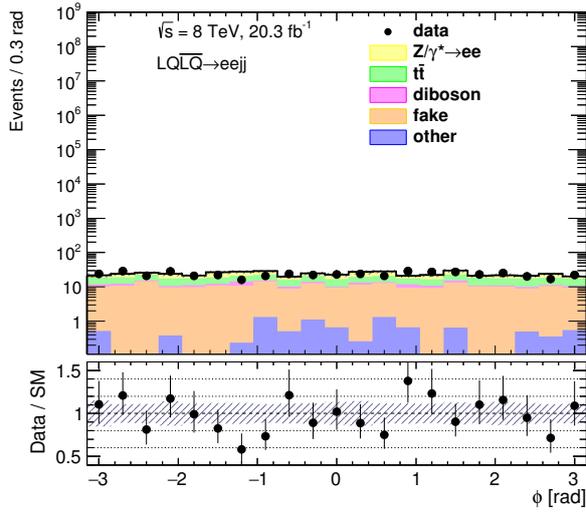
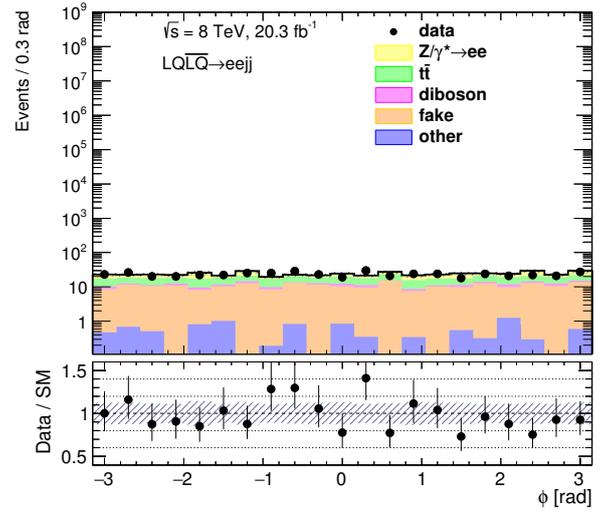
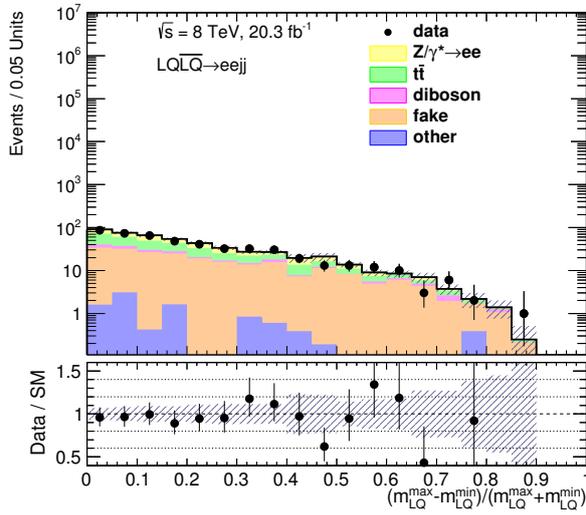
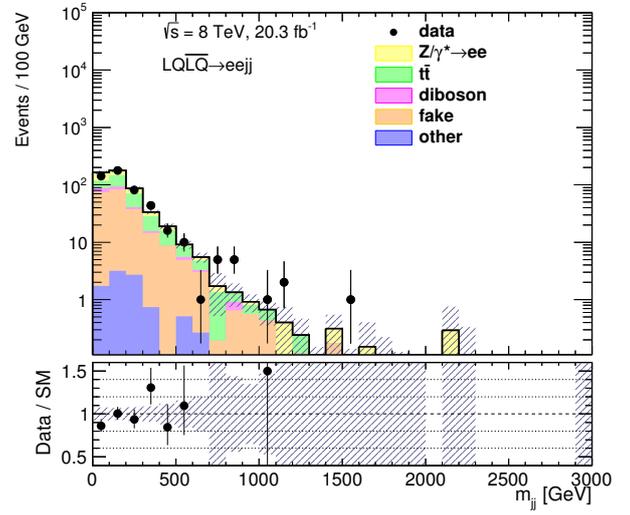
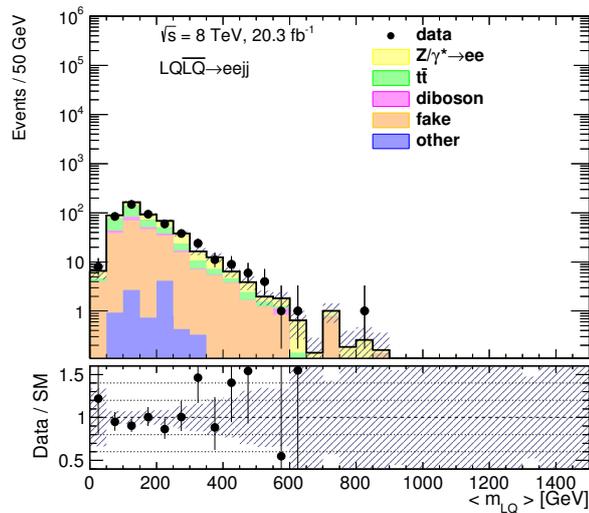


Рис. Д.4. ϕ сублидирующей струи.

Рис. Д.5. η лидирующей струи.Рис. Д.6. η сублидирующей струи.Рис. Д.7. $\Delta\eta$ между электронами.Рис. Д.8. $\Delta\phi$ между электронами.Рис. Д.9. $\Delta\eta$ между струями.Рис. Д.10. $\Delta\phi$ между струями.

Рис. Д.11. ϕ лидирующего электрона.Рис. Д.12. ϕ сублидирующего электрона.Рис. Д.13. $(m_{LQ}^{\max} - m_{LQ}^{\min}) / (m_{LQ}^{\max} + m_{LQ}^{\min})$.Рис. Д.14. m_{jj} .Рис. Д.15. $\langle m_{LQ} \rangle$.

Приложение Е

**Детализация измерений и оценок в сигнальных
и контрольных областях**

В таблице [Е.1](#) приведены наблюдаемые числа событий, оценки вкладов процессов и их статистические неопределённости в CR и SR до фита модели при номинальном состоянии всех s.s. (значении $\theta = 1$ для s.s. светимости, $\gamma = 1$ для s.s. статистической ограниченности оценок вкладов процессов и $\theta = 0$ и для остальных s.s.). Таблицы [Е.2](#) и [Е.3](#) содержат изменения оценок из таблицы [Е.1](#) в Z/γ^* CR и $t\bar{t}$ CR соответственно при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой: \uparrow соответствует значению NP $\theta = +1$, а $\downarrow - \theta = -1$. Аналогичная информация для SR находится в таблицах с [Е.4](#) по [Е.11](#). Данная информация являлась исходной для построения модели согласно разделу [5.3](#).

Таблица Е.1. Наблюдаемые числа событий, ожидаемые оценки вкладов процессов и их статистические неопределённости.

	$t\bar{t}$ CR	Z/γ^* CR	SR1	SR2	SR3
Данные	31200	204361	627	231	144
Пара векторных бозонов	434.711 (2.40)	2167.213 (1.00)	21.928 (10.57)	11.140 (14.60)	6.686 (18.22)
Ложные лептоны	—	685.559 (3.45)	34.321 (7.46)	16.363 (10.56)	9.913 (13.30)
Одиночный t -кварк (Wt)	1347.071 (1.70)	261.115 (3.80)	18.658 (14.26)	6.895 (22.24)	3.768 (29.95)
$t\bar{t}$	25273.904 (0.13)	5220.173 (0.29)	208.971 (1.33)	76.841 (2.13)	47.655 (2.67)
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	—	181096.656 (0.21)	297.482 (4.58)	116.380 (5.06)	82.839 (5.91)
$Z \rightarrow \tau\tau$	271.129 (7.13)	108.090 (11.20)	2.144 (75.65)	0.206 (100.00)	0.206 (100.00)
LQ (300 ГэВ)	—	2267.135 (5.27)	17573.035 (1.88)	—	—
LQ (350 ГэВ)	—	706.653 (6.01)	—	6961.282 (1.91)	—
LQ (400 ГэВ)	—	284.914 (6.37)	—	—	3430.507 (1.81)
LQ (450 ГэВ)	—	104.316 (7.19)	—	—	—
LQ (500 ГэВ)	—	42.658 (8.08)	—	—	—
LQ (550 ГэВ)	—	16.549 (9.00)	—	—	—
LQ (600 ГэВ)	—	6.975 (14.69)	—	—	—
LQ (650 ГэВ)	—	3.246 (15.54)	—	—	—

Продолжение таблицы E.1.

	$t\bar{t}$ CR	Z/γ^* CR	SR1	SR2	SR3
LQ (700 ГэВ)	—	1.822 (15.92)	—	—	—
LQ (750 ГэВ)	—	0.920 (18.23)	—	—	—
LQ (800 ГэВ)	—	0.453 (19.07)	—	—	—
LQ (850 ГэВ)	—	0.221 (21.29)	—	—	—
LQ (900 ГэВ)	—	0.117 (25.94)	—	—	—
LQ (950 ГэВ)	—	0.071 (23.30)	—	—	—
LQ (1000 ГэВ)	—	0.015 (37.71)	—	—	—
LQ (1050 ГэВ)	—	0.013 (34.29)	—	—	—
LQ (1100 ГэВ)	—	0.007 (36.04)	—	—	—
LQ (1150 ГэВ)	—	0.002 (51.21)	—	—	—
LQ (1200 ГэВ)	—	0.003 (47.20)	—	—	—
LQ (1250 ГэВ)	—	0.002 (42.85)	—	—	—
LQ (1300 ГэВ)	—	0.000 (58.28)	—	—	—

Продолжение таблицы Е.1.

	SR4	SR5	SR6	SR7	SR8
Данные	40	16	8	2	1
Пара векторных бозонов	3.250 (27.58)	2.690 (30.91)	0.788 (50.31)	0.485 (58.89)	0.000 (0.00)
Ложные лептоны	2.626 (24.37)	1.172 (35.96)	0.414 (62.60)	0.032 (414.26)	0.033 (214.35)
Одиночный t -кварк (Wt)	1.055 (53.69)	0.700 (63.06)	0.000 (0.00)	0.000 (0.00)	0.000 (0.00)
$t\bar{t}$	12.910 (5.08)	5.604 (7.41)	1.984 (12.26)	0.468 (22.65)	0.101 (44.15)
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	30.388 (8.66)	14.277 (8.54)	6.537 (12.25)	2.150 (14.01)	1.242 (19.28)
$Z \rightarrow \tau\tau$	0.000 (0.00)	0.000 (0.00)	0.000 (0.00)	0.000 (0.00)	0.000 (0.00)
LQ (450 ГэВ)	1479.952 (1.91)	—	—	—	—
LQ (500 ГэВ)	—	736.108 (1.92)	—	—	—
LQ (550 ГэВ)	—	454.477 (1.78)	—	—	—
LQ (600 ГэВ)	—	—	231.379 (2.58)	—	—
LQ (650 ГэВ)	—	—	147.500 (2.42)	—	—
LQ (700 ГэВ)	—	—	—	74.794 (2.59)	—
LQ (750 ГэВ)	—	—	—	48.841 (2.46)	—
LQ (800 ГэВ)	—	—	—	—	28.094 (2.49)
LQ (850 ГэВ)	—	—	—	—	19.208 (2.37)

Продолжение таблицы Е.1.

	SR4	SR5	SR6	SR7	SR8
LQ (900 ГэВ)	—	—	—	—	12.189 (2.34)
LQ (950 ГэВ)	—	—	—	—	8.022 (2.26)
LQ (1000 ГэВ)	—	—	—	—	5.236 (2.24)
LQ (1050 ГэВ)	—	—	—	—	3.440 (2.21)
LQ (1100 ГэВ)	—	—	—	—	2.266 (2.19)
LQ (1150 ГэВ)	—	—	—	—	1.458 (2.19)
LQ (1200 ГэВ)	—	—	—	—	0.960 (2.18)
LQ (1250 ГэВ)	—	—	—	—	0.642 (2.15)
LQ (1300 ГэВ)	—	—	—	—	0.430 (2.15)

Таблица Е.2. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы Е.1 в $Z/\gamma^* CR$ при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах									
	Пара вектор- ных бозонов	Ложные лептоны	Одиночный t -кварк (Wt)	$t\bar{t}$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	LQ (1000 ГэВ)	LQ (1050 ГэВ)	LQ (1100 ГэВ)	LQ (1150 ГэВ)
Эффективность рекон- струкции электрона	$\uparrow+0.61$ $\downarrow-0.61$	—	$\uparrow+0.54$ $\downarrow-0.54$	$\uparrow+0.51$ $\downarrow-0.51$	$\uparrow+0.60$ $\downarrow-0.60$	$\uparrow+0.62$ $\downarrow-0.62$	$\uparrow+1.31$ $\downarrow-1.31$	$\uparrow+1.37$ $\downarrow-1.37$	$\uparrow+1.44$ $\downarrow-1.44$	$\uparrow+1.65$ $\downarrow-1.65$
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.64$ $\downarrow-0.82$	—	$\uparrow+1.17$ $\downarrow-1.38$	$\uparrow+0.34$ $\downarrow-0.32$	$\uparrow+0.83$ $\downarrow-0.88$	$\uparrow+10.82$ $\downarrow-2.30$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+8.76$	$\uparrow+0.23$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+47.63$
Энергетическое разре- шение электрона	$\uparrow-0.08$ $\downarrow-0.03$	—	$\uparrow+0.63$ $\downarrow-0.08$	$\uparrow+0.06$ $\downarrow+0.13$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.03$	$\uparrow+0.52$ $\downarrow-0.81$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+8.76$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+57.10$ $\downarrow+57.10$
JES (η перекалиб- ровка - моделирование)	$\uparrow+2.42$ $\downarrow-2.39$	—	$\uparrow+1.45$ $\downarrow-2.30$	$\uparrow+0.85$ $\downarrow-0.92$	$\uparrow+4.02$ $\downarrow-3.75$	$\uparrow+1.02$ $\downarrow-1.38$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (η перекалиб- ровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.60$ $\downarrow-0.54$	—	$\uparrow+0.38$ $\downarrow-0.05$	$\uparrow+0.20$ $\downarrow-0.24$	$\uparrow+0.98$ $\downarrow-0.93$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.49$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+6.58$ $\downarrow-6.68$	—	$\uparrow+3.75$ $\downarrow-6.81$	$\uparrow+2.39$ $\downarrow-2.61$	$\uparrow+11.07$ $\downarrow-9.75$	$\uparrow+6.46$ $\downarrow-8.45$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+3.37$ $\downarrow-3.49$	—	$\uparrow+1.73$ $\downarrow-2.68$	$\uparrow+1.26$ $\downarrow-1.42$	$\uparrow+5.75$ $\downarrow-5.32$	$\uparrow+3.99$ $\downarrow-1.59$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$

Продолжение таблицы Е.2.

		В процентах	
		LQ (1150 ГэВ)	LQ (1100 ГэВ)
		LQ (1050 ГэВ)	LQ (1000 ГэВ)
		$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
		$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
		Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
JES (Отличие от полной симуляции)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP1)	$\uparrow+0.85$ $\downarrow-0.73$	$\uparrow+0.35$ $\downarrow-0.40$	$\uparrow+1.31$ $\downarrow-1.27$
JES (NP2)	$\uparrow-2.04$ $\downarrow+2.09$	$\uparrow-1.59$ $\downarrow+1.09$	$\uparrow-3.13$ $\downarrow+3.26$
JES (NP3)	$\uparrow+1.84$ $\downarrow-1.74$	$\uparrow+0.94$ $\downarrow-1.43$	$\uparrow+2.79$ $\downarrow-2.72$
JES (NP4)	$\uparrow-0.57$ $\downarrow+0.59$	$\uparrow-0.05$ $\downarrow+0.31$	$\uparrow-0.95$ $\downarrow+1.00$
JES (NP5)	$\uparrow+0.25$ $\downarrow-0.17$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.05$	$\uparrow+0.37$ $\downarrow-0.36$
JES (NP6)	$\uparrow+0.38$ $\downarrow-0.24$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.05$	$\uparrow+0.62$ $\downarrow-0.60$
JES (Загрузка - μ)	$\uparrow+0.26$ $\downarrow-0.23$	$\uparrow+0.11$ $\downarrow-0.42$	$\uparrow+0.71$ $\downarrow-0.60$
JES (Загрузка - NPV)	$\uparrow+0.75$ $\downarrow-0.78$	$\uparrow+0.42$ $\downarrow-0.15$	$\uparrow+1.78$ $\downarrow-1.64$
JES (Загрузка - p_T)	$\uparrow+0.16$ $\downarrow-0.11$	$\uparrow-0.05$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.30$ $\downarrow-0.29$
JES (Загрузка - ρ)	$\uparrow+1.80$ $\downarrow-1.66$	$\uparrow+0.91$ $\downarrow-1.43$	$\uparrow+2.76$ $\downarrow-2.63$
		$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
		$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
		Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
JES (Отличие от полной симуляции)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP1)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP2)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP3)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP4)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP5)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP6)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - μ)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - NPV)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - p_T)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - ρ)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$

Продолжение таблицы E.2.

		В процентах	
	LQ (1150 ГэВ)	↑+0.00 ↓	↑+41.04 ↓-41.04
	LQ (1100 ГэВ)	↑+0.00 ↓	↑+18.27 ↓-18.27
	LQ (1050 ГэВ)	↑+0.00 ↓	↑+18.51 ↓-18.51
	LQ (1000 ГэВ)	↑+0.00 ↓	↑+18.16 ↓-18.16
	$Z \rightarrow \tau\tau$	↑-5.95 ↓	↑+4.56 ↓-4.56
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	↑+5.79 ↓	↑+2.61 ↓-2.61
	$t\bar{t}$	↑+0.32 ↓	↑+1.78 ↓-1.78
	Одиночный t -кварк (Wt)	↑+1.14 ↓	↑+2.27 ↓-2.27
	Ложные лептоны	-	↑+16.48 ↓-17.98
	Пара вектор- ных бозонов	↑+0.69 ↓	↑+0.97 ↓-0.97
		-	-
JER			
PDF			
Матричный метод			
Сечение		↑+6.63 ↓-6.63	

Продолжение таблицы Е.2.

	В процентах	
Эффективность рекон- -струкции электрона	LQ (600 ГэВ)	↑+1.48 ↓-1.48
	LQ (550 ГэВ)	↑+1.24 ↓-1.24
	LQ (500 ГэВ)	↑+1.18 ↓-1.18
	LQ (450 ГэВ)	↑+1.18 ↓-1.18
	LQ (400 ГэВ)	↑+1.11 ↓-1.11
	LQ (350 ГэВ)	↑+0.99 ↓-0.99
	LQ (300 ГэВ)	↑+0.98 ↓-0.98
	LQ (1300 ГэВ)	↑+1.53 ↓-1.53
	LQ (1250 ГэВ)	↑+1.42 ↓-1.42
	LQ (1200 ГэВ)	↑+1.34 ↓-1.34
Энергетическая шкала электрона		↑-3.02 ↓+7.26
		↑-1.42 ↓+1.51
Энергетическое разре- -шение электрона		↑-1.58 ↓-3.51
		↑-0.84 ↓-0.42
JES (η перекалиб- -ровка - моделирование)		↑+0.00 ↓+0.00
		↑+0.00 ↓+0.00
JES (η перекалиб- -ровка - стат. / мет.)		↑+0.00 ↓+0.00
		↑+0.00 ↓+0.00
JES (Композиция аромата)		↑+0.00 ↓+0.00
JES (Отклик на аромат)		↑+0.00 ↓+0.00

Продолжение таблицы Е.2.

В процентах	
LQ (600 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (550 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (500 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (450 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (400 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (350 ГэВ)	↑+0.59 ↓-0.10
LQ (300 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (1300 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (1250 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
LQ (1200 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Отличие от полной симуляции)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP1)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP2)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP3)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP4)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP5)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP6)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - μ)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - NPV)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - p_T)	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - ρ)	↑+0.00 ↓+0.00

Продолжение таблицы E.2.

		В процентах	
	LQ (1200 ГэВ)	↑+0.00 ↓-15.22	↑+0.00 ↓-2.22
	LQ (1250 ГэВ)	↑+0.00 ↓-14.90	↑+0.00 ↓-2.54
	LQ (1300 ГэВ)	↑+0.00 ↓-17.69	↑+0.00 ↓-2.19
	LQ (300 ГэВ)	↑+0.05 ↓-1.22	↑+0.57 ↓-2.57
	LQ (350 ГэВ)	↑-0.03 ↓-2.71	↑+0.20 ↓-0.67
	LQ (400 ГэВ)	↑+0.67 ↓-0.67	↑+0.20 ↓-0.67
	LQ (450 ГэВ)	↑+2.57 ↓-2.57	↑+0.57 ↓-2.57
	LQ (500 ГэВ)	↑+2.19 ↓-2.19	↑+0.00 ↓-2.19
	LQ (550 ГэВ)	↑+2.54 ↓-2.54	↑+0.00 ↓-2.54
	LQ (600 ГэВ)	↑+2.22 ↓-2.22	↑+0.00 ↓-2.22
JER		↑+0.00 ↓-15.22	↑+0.00 ↓-2.22
PDF		↑+14.90 ↓-14.90	↑+2.19 ↓-2.19

Продолжение таблицы E.2.

		В процентах	
	LQ (650 ГэВ)	↑+1.41 ↓-1.41	↑+1.44 ↓-1.44
	LQ (700 ГэВ)	↑+1.39 ↓-1.39	↑+1.41 ↓-1.41
	LQ (750 ГэВ)	↑+1.42 ↓-1.42	↑+1.47 ↓-1.47
	LQ (800 ГэВ)	↑+1.47 ↓-1.47	↑+1.41 ↓-1.41
	LQ (850 ГэВ)	↑+1.47 ↓-1.47	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (900 ГэВ)	↑+1.41 ↓-1.41	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (950 ГэВ)	↑+1.44 ↓-1.44	↑+1.53 ↓+0.00
Эффективность рекон- -струкции электрона		↑+1.39 ↓-1.39	↑+1.41 ↓-1.41
Энергетическая шкала электрона		↑-2.32 ↓+2.10	↑+0.03 ↓+3.03

Продолжение таблицы Е.2.

		В процентах	
	LQ (650 ГэВ)	↑+1.57 ↓+4.20	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (700 ГэВ)	↑-0.23 ↓-0.23	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (750 ГэВ)	↑+3.70 ↓+3.70	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (800 ГэВ)	↑-0.25 ↓-0.25	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (850 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (900 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
	LQ (950 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
Энергетическое разре- -шение электрона			
JES (η перекалиб- -ровка - моделирование)			
JES (η перекалиб- -ровка - стат./мет.)			
JES (Композиция аромата)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Отклик на аромат)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
JES (Отличие от полной симуляции)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP1)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP2)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP3)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00

Продолжение таблицы Е.2.

		В процентах	
	LQ (650 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (950 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP4)	LQ (700 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (900 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP5)	LQ (750 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (850 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP6)	LQ (800 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (800 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - μ)	LQ (850 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (750 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - NPV)	LQ (900 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (700 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - p_T)	LQ (950 ГэВ)	↑+0.00 ↓+0.00	LQ (650 ГэВ) ↑+0.00 ↓+0.00
JES (Загрузка - ρ)		↑+0.00 ↓+0.00	
JER		↑+0.00 ↓+0.00	↑+1.95 ↓+0.00
PDF		↑+2.33 ↓-2.33	↑+4.00 ↓-4.00

Таблица E.3. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы E.1 в $t\bar{t}$ CR при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

В процентах

	Пара вектор- ных бозонов	t -кварк (Wt) Одиночный	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow \tau\tau$
Эффективность рекон- струкции электрона	$\uparrow+1.00$ $\downarrow-1.00$	$\uparrow+0.88$ $\downarrow-0.88$	$\uparrow+0.82$ $\downarrow-0.82$	$\uparrow+0.83$ $\downarrow-0.83$
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.09$	$\uparrow+0.25$ $\downarrow-0.25$	$\uparrow+0.29$ $\downarrow-0.28$	$\uparrow+0.67$ $\downarrow-2.02$
Энергетическое разре- шение электрона	$\uparrow+0.07$ $\downarrow+0.17$	$\uparrow-0.05$ $\downarrow-0.01$	$\uparrow+0.01$ $\downarrow+0.02$	$\uparrow-0.27$ $\downarrow-1.59$
JES (η перекалиб- ровка - моделирование)	$\uparrow+4.49$ $\downarrow-4.11$	$\uparrow+2.39$ $\downarrow-1.35$	$\uparrow+0.85$ $\downarrow-0.89$	$\uparrow+3.63$ $\downarrow-2.10$
JES (η перекалиб- ровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.81$ $\downarrow-1.18$	$\uparrow+0.58$ $\downarrow-0.41$	$\uparrow+0.24$ $\downarrow-0.23$	$\uparrow+0.80$ $\downarrow-0.60$
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+11.53$ $\downarrow-9.99$	$\uparrow+5.81$ $\downarrow-4.22$	$\uparrow+2.51$ $\downarrow-2.69$	$\uparrow+14.70$ $\downarrow-6.25$
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+6.32$ $\downarrow-5.49$	$\uparrow+3.28$ $\downarrow-2.20$	$\uparrow+1.37$ $\downarrow-1.41$	$\uparrow+7.26$ $\downarrow-2.90$
JES (Отличие от полной симуляции)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.69$ $\downarrow-0.67$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP1)	$\uparrow+1.11$ $\downarrow-1.51$	$\uparrow+0.64$ $\downarrow-0.53$	$\uparrow+0.34$ $\downarrow-0.33$	$\uparrow+0.80$ $\downarrow-0.60$
JES (NP2)	$\uparrow-3.86$ $\downarrow+3.80$	$\uparrow-1.07$ $\downarrow+1.72$	$\uparrow-0.81$ $\downarrow+0.78$	$\uparrow-1.67$ $\downarrow+3.69$
JES (NP3)	$\uparrow+3.58$ $\downarrow-3.29$	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.00$	$\uparrow+0.68$ $\downarrow-0.69$	$\uparrow+3.19$ $\downarrow-1.02$
JES (NP4)	$\uparrow-1.26$ $\downarrow+0.78$	$\uparrow-0.44$ $\downarrow+0.58$	$\uparrow-0.25$ $\downarrow+0.26$	$\uparrow-0.60$ $\downarrow+0.80$
JES (NP5)	$\uparrow+0.21$ $\downarrow-0.75$	$\uparrow+0.24$ $\downarrow-0.12$	$\uparrow+0.10$ $\downarrow-0.09$	$\uparrow+0.18$ $\downarrow-0.26$
JES (NP6)	$\uparrow+0.60$ $\downarrow-0.96$	$\uparrow+0.42$ $\downarrow-0.23$	$\uparrow+0.16$ $\downarrow-0.15$	$\uparrow+0.56$ $\downarrow-0.60$
JES (Загрузка - μ)	$\uparrow+0.63$ $\downarrow-1.03$	$\uparrow+0.49$ $\downarrow+0.12$	$\uparrow+0.10$ $\downarrow-0.10$	$\uparrow+0.39$ $\downarrow-0.73$

Продолжение таблицы E.3.

В процентах

	Пара вектор- ных бозонов	Одиночный t -кварк (Wt)	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow \tau\tau$
JES (Загрузка - NPV)	$\uparrow+1.75$ $\downarrow-1.84$	$\uparrow+0.61$ $\downarrow-0.35$	$\uparrow+0.28$ $\downarrow-0.28$	$\uparrow+2.57$ $\downarrow-0.38$
JES (Загрузка - p_T)	$\uparrow-0.04$ $\downarrow-0.35$	$\uparrow+0.21$ $\downarrow-0.12$	$\uparrow+0.04$ $\downarrow-0.04$	$\uparrow+0.40$ $\downarrow-0.03$
JES (Загрузка - ρ)	$\uparrow+3.58$ $\downarrow-3.10$	$\uparrow+1.41$ $\downarrow-0.99$	$\uparrow+0.67$ $\downarrow-0.67$	$\uparrow+3.19$ $\downarrow-1.00$
JER	$\uparrow+7.94$ —	$\uparrow+2.72$ —	$\uparrow+0.28$ —	$\uparrow+5.74$ —
PDF	$\uparrow+0.61$ $\downarrow-0.97$	$\uparrow+0.85$ $\downarrow-0.85$	$\uparrow+1.04$ $\downarrow-1.04$	$\uparrow+3.16$ $\downarrow-3.16$
Сечение	$\uparrow+19.70$ $\downarrow-19.70$	$\uparrow+6.80$ $\downarrow-6.80$	— —	$\uparrow+10.00$ $\downarrow-10.00$

Таблица E.4. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы E.1 в SR1 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах			
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	LQ (300 ГэВ)	
Эффективность рекон- -струкции электрона	$\uparrow+1.43$ $\downarrow-1.43$	$\uparrow+1.16$ $\downarrow-1.16$	$\uparrow+1.01$ $\downarrow-1.01$	$\uparrow+1.20$ $\downarrow-1.20$
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+3.27$ $\downarrow-1.99$	$\uparrow+2.91$ $\downarrow-2.84$	$\uparrow+1.56$ $\downarrow-1.50$	$\uparrow+0.43$ $\downarrow-0.45$
Энергетическое разре- -шение электрона	$\uparrow-0.89$ $\downarrow-0.92$	$\uparrow+1.06$ $\downarrow-0.40$	$\uparrow+0.39$ $\downarrow+0.32$	$\uparrow+0.11$ $\downarrow+0.38$
JES (η перекалиб- -ровка - моделирование)	$\uparrow+1.88$ $\downarrow-2.61$	$\uparrow+1.92$ $\downarrow-1.94$	$\uparrow+2.99$ $\downarrow-3.07$	$\uparrow+0.69$ $\downarrow-0.59$
JES (η перекалиб- -ровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.99$	$\uparrow+0.53$ $\downarrow-0.11$	$\uparrow+0.39$ $\downarrow-0.39$	$\uparrow+0.16$ $\downarrow-0.17$
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+5.03$ $\downarrow-7.40$	$\uparrow+7.07$ $\downarrow-5.23$	$\uparrow+6.46$ $\downarrow-6.09$	$\uparrow+1.93$ $\downarrow-1.79$
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+2.65$ $\downarrow-2.81$	$\uparrow+4.16$ $\downarrow-2.90$	$\uparrow+3.65$ $\downarrow-3.36$	$\uparrow+1.03$ $\downarrow-1.20$
Пара вектор- -ных бозонов	--	--	--	--
Ложные лептоны	--	--	--	--
Одиночный t -кварк (Wt)	$\uparrow+1.10$ $\downarrow-1.10$	$\uparrow+1.00$ $\downarrow-1.00$	$\uparrow+1.56$ $\downarrow-1.50$	$\uparrow+0.43$ $\downarrow-0.45$

Продолжение таблицы Е.4.

		В процентах									
	Пара вектор- ных бозонов	Ложные лептоны	Одиночный t -кварк (Wt)	$t\bar{t}$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	LQ (300 ГэВ)				
JES (Отличие от полной симуляции)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.80$ $\downarrow-0.88$	$\uparrow+1.09$ $\downarrow-1.38$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.26$ $\downarrow-0.38$				
JES (NP1)	$\uparrow+1.88$ $\downarrow-0.99$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-3.35$	$\uparrow+0.93$ $\downarrow-1.23$	$\uparrow+1.43$ $\downarrow-0.84$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.36$ $\downarrow-0.37$				
JES (NP2)	$\uparrow-2.03$ $\downarrow+1.88$	— —	$\uparrow-3.35$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-1.88$ $\downarrow+1.63$	$\uparrow-1.87$ $\downarrow+1.85$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-0.64$ $\downarrow+0.58$				
JES (NP3)	$\uparrow+1.88$ $\downarrow-0.99$	— —	$\uparrow+0.13$ $\downarrow-3.20$	$\uparrow+0.43$ $\downarrow-0.66$	$\uparrow+0.91$ $\downarrow-1.28$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.22$ $\downarrow-0.37$				
JES (NP4)	$\uparrow-0.99$ $\downarrow+0.00$	— —	$\uparrow-3.20$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.17$ $\downarrow-0.20$	$\uparrow-0.04$ $\downarrow+0.38$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-0.06$ $\downarrow+0.06$				
JES (NP5)	$\uparrow-0.99$ $\downarrow+0.00$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-0.16$ $\downarrow+0.17$	$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.01$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.03$ $\downarrow+0.00$				
JES (NP6)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.99$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.24$ $\downarrow-0.26$	$\uparrow+0.40$ $\downarrow-0.05$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.07$ $\downarrow-0.17$				
JES (Загрузка - μ)	$\uparrow+0.17$ $\downarrow-1.26$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.12$	$\uparrow+0.31$ $\downarrow+0.08$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.03$ $\downarrow+0.03$				
JES (Загрузка - NPV)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.99$	— —	$\uparrow+0.13$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.17$ $\downarrow-0.32$	$\uparrow+0.44$ $\downarrow-0.06$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-0.02$ $\downarrow-0.12$				
JES (Загрузка - p_T)	$\uparrow-0.99$ $\downarrow+0.00$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.33$ $\downarrow-0.37$	$\uparrow+0.27$ $\downarrow+0.24$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.01$ $\downarrow-0.07$				
JES (Загрузка - ρ)	$\uparrow+1.88$ $\downarrow-0.99$	— —	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-3.20$	$\uparrow+0.52$ $\downarrow-0.68$	$\uparrow+0.95$ $\downarrow-0.77$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.25$ $\downarrow-0.24$				
JER	$\uparrow-0.98$ \downarrow	— —	$\uparrow-11.04$ \downarrow	$\uparrow+0.39$ \downarrow	$\uparrow+1.58$ \downarrow	$\uparrow+0.00$ \downarrow	$\uparrow-0.06$ \downarrow				

Продолжение таблицы Е.4.

	В процентах	
	LQ (300 ГэВ)	
	$Z \rightarrow \tau\tau$	
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	
	$t\bar{t}$	
	Одиночный t -кварк (Wt)	
	Ложные лептоны	
	Пара вектор- ных бозонов	
PDF		
Матричный метод		
Моделирование ($t\bar{t}$)		
Сечение		
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)		

Продолжение таблицы Е.5.

		В процентах	
		LQ (350 ГэВ)	
		$Z \rightarrow \tau\tau$	
		$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	
		$t\bar{t}$	
		Одиночный t -кварк (Wt)	
		Ложные лептоны	
		Пара векторных бозонов	
JES (Отличие от полной симуляции)			
JES (NP1)			
JES (NP2)			
JES (NP3)			
JES (NP4)			
JES (NP5)			
JES (NP6)			
JES (Загрузка - μ)			
JES (Загрузка - NPV)			
JES (Загрузка - p_T)			
JES (Загрузка - ρ)			
JER			

Продолжение таблицы E.5.

	В процентах	
	LQ (350 ГэВ)	
	$Z \rightarrow \tau\tau$	
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	
	$t\bar{t}$	
	Одиночный t -кварк (Wt)	
	Ложные лептоны	
	Пара векторных бозонов	
PDF		
Матричный метод		
Моделирование ($t\bar{t}$)		
Сечение		
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)		

Таблица Е.6. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы Е.1 в SR3 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах							
	LQ (400 ГэВ)	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)	Ложные лептоны	Пара вектор- ных бозонов	
Эффективность рекон- струкции электрона	$\uparrow+1.25$ $\downarrow-1.25$	$\uparrow+1.41$ $\downarrow-1.41$	$\uparrow+1.24$ $\downarrow-1.24$	$\uparrow+1.11$ $\downarrow-1.11$	$\uparrow+1.14$ $\downarrow-1.14$	-	$\uparrow+1.55$ $\downarrow-1.55$	
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.62$ $\downarrow-0.65$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.74$ $\downarrow-3.22$	$\uparrow+1.29$ $\downarrow-2.21$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.04$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.00$	
Энергетическое разре- шение электрона	$\uparrow-0.37$ $\downarrow-0.08$	$\uparrow+0.04$ $\downarrow+0.04$	$\uparrow-1.24$ $\downarrow+0.03$	$\uparrow-0.71$ $\downarrow-0.63$	$\uparrow-0.04$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow-0.00$ $\downarrow-0.04$	
JES (η перекалиб- ровка - моделирование)	$\uparrow+0.62$ $\downarrow-0.70$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+2.08$ $\downarrow-2.46$	$\uparrow+1.98$ $\downarrow-3.63$	$\uparrow+7.27$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+3.71$ $\downarrow-2.33$	
JES (η перекалиб- ровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.11$ $\downarrow-0.21$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.23$ $\downarrow-0.76$	$\uparrow+0.41$ $\downarrow-0.18$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+1.15$ $\downarrow-1.91$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+4.03$ $\downarrow-5.25$	$\uparrow+5.81$ $\downarrow-5.75$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+7.75$ $\downarrow-2.33$	
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+0.79$ $\downarrow-1.09$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+2.09$ $\downarrow-2.65$	$\uparrow+2.91$ $\downarrow-3.56$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+7.75$ $\downarrow-2.33$	

Продолжение таблицы Е.6.

		В процентах	
		$LQ (400 \text{ ГэВ})$	
		$Z \rightarrow \tau\tau$	
		$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	
		$t\bar{t}$	
		Одиночный t -кварк (Wt)	
		Ложные лептоны	
		Пара векторных бозонов	
JES (Отличие от полной симуляции)			
JES (NP1)			
JES (NP2)			
JES (NP3)			
JES (NP4)			
JES (NP5)			
JES (NP6)			
JES (Загрузка - μ)			
JES (Загрузка - NPV)			
JES (Загрузка - p_T)			
JES (Загрузка - ρ)			
JER			

Продолжение таблицы Е.6.

	В процентах	
	LQ (400 ГэВ)	
	$Z \rightarrow \tau\tau$	
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	
	$t\bar{t}$	
	Одиночный t -кварк (Wt)	
	Ложные лептоны	
	Пара векторных бозонов	
PDF		
Матричный метод		
Моделирование ($t\bar{t}$)		
Сечение		
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)		

Таблица E.7. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы E.1 в SR4 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах	
	↑+1.27 ↓-1.27	LQ (450 ГэВ)
	— —	$Z \rightarrow \tau\tau$
	↑+1.27 ↓-1.27	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
	↑+1.16 ↓-1.16	$t\bar{t}$
	↑+0.00 ↓-0.14	Одиночный t -кварк (Wt)
	— —	Ложные лептоны
	↑+1.44 ↓-1.44	Пара вектор- ных бозонов
Эффективность рекон- струкции электрона	↑+1.27 ↓-1.27	
Энергетическая шкала электрона	↑+0.00 ↓-0.14	
Энергетическое разре- шение электрона	↑+0.74 ↓+0.99	
JES (η перекалиб- ровка - моделирование)	↑+25.97 ↓+0.00	
JES (η перекалиб- ровка - стат./мет.)	↑+0.72 ↓+0.00	
JES (Композиция аромата)	↑+10.01 ↓-6.04	
JES (Отклик на аромат)	↑+6.68 ↓-4.71	
	↑+9.13 ↓-9.01	
	↑+9.13 ↓-9.01	
	↑+4.40 ↓-5.41	
	↑+0.51 ↓-0.15	
	↑+0.12 ↓-0.27	
	↑+0.82 ↓-0.89	
	↑+0.04 ↓+0.17	
	↑+0.56 ↓-0.90	
	↑+0.26 ↓-1.02	
	↑+1.67 ↓-1.85	
	↑+4.40 ↓-5.41	
	↑+3.04 ↓-4.05	
	↑+1.11 ↓-1.20	

Продолжение таблицы Е.7.

		В процентах									
		Пара вектор- ных бозонов	Ложные лептоны	Одиночный t -кварк (Wt)	$t\bar{t}$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	LQ (450 ГэВ)			
JES (Отличие от полной симуляции)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+1.08$ $\downarrow+0.20$	$\uparrow+0.72$ $\downarrow-0.36$	-	$\uparrow+0.22$ $\downarrow-0.34$			
JES (NP1)		$\uparrow+1.60$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+2.52$ $\downarrow-2.56$	$\uparrow+0.36$ $\downarrow-1.04$	-	$\uparrow+0.40$ $\downarrow-0.46$			
JES (NP2)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+1.60$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-2.28$ $\downarrow+3.26$	$\uparrow-1.69$ $\downarrow+0.67$	-	$\uparrow-0.58$ $\downarrow+0.59$			
JES (NP3)		$\uparrow+1.60$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.17$ $\downarrow+0.06$	$\uparrow+0.36$ $\downarrow-0.33$	-	$\uparrow+0.02$ $\downarrow-0.04$			
JES (NP4)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.63$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-0.02$ $\downarrow+0.04$	-	$\uparrow+0.15$ $\downarrow-0.20$			
JES (NP5)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.04$ $\downarrow+0.20$	$\uparrow+0.01$ $\downarrow-0.00$	-	$\uparrow-0.04$ $\downarrow+0.03$			
JES (NP6)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.44$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.04$	-	$\uparrow+0.12$ $\downarrow-0.10$			
JES (Загрузка - μ)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.20$ $\downarrow-0.00$	$\uparrow+0.54$ $\downarrow-0.11$	-	$\uparrow+0.07$ $\downarrow-0.05$			
JES (Загрузка - NPV)		$\uparrow+1.60$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.52$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.21$ $\downarrow-0.21$	-	$\uparrow+0.01$ $\downarrow-0.03$			
JES (Загрузка - p_T)		$\uparrow+1.60$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.34$ $\downarrow+0.56$	$\uparrow+0.11$ $\downarrow-0.03$	-	$\uparrow-0.01$ $\downarrow-0.17$			
JES (Загрузка - ρ)		$\uparrow+1.60$ $\downarrow+0.00$	-	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.44$ $\downarrow-0.37$	$\uparrow+0.33$ $\downarrow-0.31$	-	$\uparrow+0.22$ $\downarrow-0.30$			
JER		$\uparrow+0.12$ \downarrow	-	$\uparrow+0.00$ \downarrow	$\uparrow+0.87$ \downarrow	$\uparrow+4.27$ \downarrow	-	$\uparrow-1.01$ \downarrow			

Продолжение таблицы Е. 7.

	В процентах	
	LQ (450 ГэВ)	$\uparrow+0.44$ $\downarrow-0.44$
	$Z \rightarrow \tau\tau$	--
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$\uparrow+7.91$ $\downarrow-7.91$
	$t\bar{t}$	$\uparrow+4.16$ $\downarrow-4.16$
	Одиночный t -кварк (Wt)	$\uparrow+13.95$ $\downarrow-13.95$
	Ложные лептоны	$\uparrow+11.57$ $\downarrow-15.12$
	Пара вектор- ных бозонов	$\uparrow+5.45$ $\downarrow-5.45$
PDF		
Матричный метод		
Моделирование ($t\bar{t}$)		$\uparrow+12.56$ $\downarrow-12.56$
Сечение		$\uparrow+6.80$ $\downarrow-6.80$
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)		$\uparrow+13.73$ $\downarrow-13.73$

Таблица E.8. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы E.1 в SR5 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах						
	LQ (550 ГэВ)	LQ (500 ГэВ)					
	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$					
	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)					
	Ложные лептоны	Пара векторных бозонов					
Эффективность реконструкции электрона	$\uparrow+1.28$ $\downarrow-1.28$	$\uparrow+1.27$ $\downarrow-1.27$	$\uparrow+1.33$ $\downarrow-1.33$	$\uparrow+1.20$ $\downarrow-1.20$	$\uparrow+1.45$ $\downarrow-1.45$	—	$\uparrow+1.46$ $\downarrow-1.46$
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.67$ $\downarrow-0.52$	$\uparrow+0.63$ $\downarrow-0.96$	$\uparrow+0.44$ $\downarrow-1.32$	$\uparrow+2.29$ $\downarrow-2.87$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.20$	—	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-18.29$
Энергетическое разрешение электрона	$\uparrow-0.08$ $\downarrow-0.19$	$\uparrow+0.38$ $\downarrow+0.53$	$\uparrow-0.66$ $\downarrow-0.13$	$\uparrow-0.13$ $\downarrow+0.02$	$\uparrow-0.20$ $\downarrow+0.00$	—	$\uparrow-11.92$ $\downarrow-0.10$
JES (η перекалибровка - моделирование)	$\uparrow+0.52$ $\downarrow-0.78$	$\uparrow+0.92$ $\downarrow-1.01$	$\uparrow+2.60$ $\downarrow-1.54$	$\uparrow+2.56$ $\downarrow-5.00$	$\uparrow+39.13$ $\downarrow+0.00$	—	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-6.37$
JES (η перекалибровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.18$ $\downarrow-0.11$	$\uparrow+0.27$ $\downarrow-0.10$	$\uparrow+0.91$ $\downarrow-0.17$	$\uparrow+0.36$ $\downarrow-1.45$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	—	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+1.11$ $\downarrow-1.42$	$\uparrow+1.96$ $\downarrow-2.26$	$\uparrow+5.93$ $\downarrow-2.81$	$\uparrow+6.60$ $\downarrow-5.58$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	—	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-18.29$
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+0.81$ $\downarrow-0.94$	$\uparrow+1.19$ $\downarrow-1.24$	$\uparrow+1.68$ $\downarrow-1.16$	$\uparrow+3.75$ $\downarrow-5.04$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	—	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-18.29$

Продолжение таблицы E.8.

		В процентах	
		LQ (550 ГэВ)	LQ (500 ГэВ)
		$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
		$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
		Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
JES (Отличие от полной симуляции)		$\uparrow+0.25$ $\downarrow-0.14$	$\uparrow+0.22$ $\downarrow-0.19$
JES (NP1)		$\uparrow+0.45$ $\downarrow-0.48$	$\uparrow+0.67$ $\downarrow-0.44$
JES (NP2)		$\uparrow-0.61$ $\downarrow+0.46$	$\uparrow-0.64$ $\downarrow+0.74$
JES (NP3)		$\uparrow+0.22$ $\downarrow-0.10$	$\uparrow+0.10$ $\downarrow+0.03$
JES (NP4)		$\uparrow+0.14$ $\downarrow-0.16$	$\uparrow+0.28$ $\downarrow-0.19$
JES (NP5)		$\uparrow-0.11$ $\downarrow+0.08$	$\uparrow-0.08$ $\downarrow+0.02$
JES (NP6)		$\uparrow+0.13$ $\downarrow-0.11$	$\uparrow+0.07$ $\downarrow-0.10$
JES (Загрузка - μ)		$\uparrow+0.04$ $\downarrow-0.10$	$\uparrow+0.03$ $\downarrow+0.02$
JES (Загрузка - NPV)		$\uparrow+0.10$ $\downarrow+0.04$	$\uparrow+0.20$ $\downarrow-0.05$
JES (Загрузка - p_T)		$\uparrow+0.03$ $\downarrow-0.01$	$\uparrow+0.11$ $\downarrow-0.02$
JES (Загрузка - ρ)		$\uparrow+0.23$ $\downarrow-0.09$	$\uparrow+0.24$ $\downarrow-0.18$
JER		$\uparrow-0.38$ $\downarrow-$	$\uparrow-0.21$ $\downarrow-$

Продолжение таблицы E.8.

	В процентах						
	LQ (550 ГэВ)	LQ (500 ГэВ)					
	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$					
	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)					
	Ложные лептоны	Пара векторных бозонов					
PDF	$\uparrow+1.02$ $\downarrow-1.02$	$\uparrow+0.78$ $\downarrow-0.78$	$\uparrow+7.42$ $\downarrow-7.42$	$\uparrow+4.68$ $\downarrow-4.68$	$\uparrow+16.72$ $\downarrow-16.72$	—	$\uparrow+5.69$ $\downarrow-5.69$
Матричный метод	—	—	—	—	$\uparrow+8.31$ $\downarrow-13.26$	—	—
Моделирование ($t\bar{t}$)	—	—	—	$\uparrow+14.83$ $\downarrow-14.83$	—	—	—
Сечение	—	—	—	—	$\uparrow+6.80$ $\downarrow-6.80$	—	$\uparrow+12.01$ $\downarrow-12.01$
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)	—	—	$\uparrow+16.03$ $\downarrow-16.03$	—	—	—	—

Таблица Е.9. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы Е.1 в SR6 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах							
	LQ (650 ГэВ)	LQ (600 ГэВ)						
	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$						
	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)						
	Ложные лептоны	Пара векторных бозонов						
Эффективность реконструкции электрона	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.50$	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.50$	$\uparrow+1.40$ $\downarrow-1.40$	$\uparrow+1.21$ $\downarrow-1.21$	--	--	$\uparrow+1.44$ $\downarrow-1.44$	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.50$
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.27$ $\downarrow-0.49$	$\uparrow+0.59$ $\downarrow-0.58$	$\uparrow+4.93$ $\downarrow-2.31$	$\uparrow+2.25$ $\downarrow-3.10$	--	--	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.27$ $\downarrow-0.49$
Энергетическое разрешение электрона	$\uparrow-0.09$ $\downarrow-0.29$	$\uparrow-0.15$ $\downarrow-0.13$	$\uparrow-0.72$ $\downarrow-0.41$	$\uparrow-0.69$ $\downarrow+1.26$	--	--	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.33$	$\uparrow-0.09$ $\downarrow-0.29$
JES (η перекалибровка - моделирование)	$\uparrow+0.58$ $\downarrow-0.52$	$\uparrow+0.77$ $\downarrow-0.86$	$\uparrow+1.89$ $\downarrow-1.42$	$\uparrow+4.48$ $\downarrow-4.46$	--	--	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.58$ $\downarrow-0.52$
JES (η перекалибровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.09$ $\downarrow-0.09$	$\uparrow+0.04$ $\downarrow-0.11$	$\uparrow+0.10$ $\downarrow-0.22$	$\uparrow+2.09$ $\downarrow-0.93$	--	--	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.09$ $\downarrow-0.09$
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+1.05$ $\downarrow-1.60$	$\uparrow+1.73$ $\downarrow-2.09$	$\uparrow+6.21$ $\downarrow-2.67$	$\uparrow+13.08$ $\downarrow-7.80$	--	--	$\uparrow+2.66$ $\downarrow-3.75$	$\uparrow+1.05$ $\downarrow-1.60$
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+0.65$ $\downarrow-0.69$	$\uparrow+1.02$ $\downarrow-1.30$	$\uparrow+4.65$ $\downarrow-1.64$	$\uparrow+10.28$ $\downarrow-4.45$	--	--	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.65$ $\downarrow-0.69$

Продолжение таблицы Е.9.

		В процентах	
	LQ (650 ГэВ)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.18$ $\downarrow-0.21$
	LQ (600 ГэВ)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.47$ $\downarrow-0.52$
	$Z \rightarrow \tau\tau$	—	—
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$\uparrow+0.26$ $\downarrow-0.56$	$\uparrow+4.05$ $\downarrow-1.15$
	$t\bar{t}$	$\uparrow+2.09$ $\downarrow-0.93$	$\uparrow+5.52$ $\downarrow-4.08$
	Одиночный t -кварк (Wt)	—	—
	Ложные лептоны	—	—
	Пара вектор- ных бозонов	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Отличие от полной симуляции)			
JES (NP1)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP2)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP3)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP4)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP5)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP6)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - μ)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - NPV)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - p_T)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - ρ)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JER		$\uparrow+34.34$ —	—

Продолжение таблицы Е.9.

	В процентах	
	LQ (650 ГэВ)	LQ (600 ГэВ)
	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
	Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
PDF	$\uparrow+0.87$ $\downarrow-0.87$	$\uparrow+1.34$ $\downarrow-1.34$
Матричный метод	—	—
Моделирование ($t\bar{t}$)	$\uparrow+6.32$ $\downarrow-6.32$	$\uparrow+9.33$ $\downarrow-9.33$
Сечение	$\uparrow+17.28$ $\downarrow-17.28$	—
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)	—	$\uparrow+18.60$ $\downarrow-18.60$

Таблица Е.10. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы Е.1 в SR7 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах	
	LQ (750 ГэВ)	LQ (700 ГэВ)
	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
	Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
Эффективность реконструкции электрона	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.50$	$\uparrow+1.48$ $\downarrow-1.48$
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.60$ $\downarrow-0.37$	$\uparrow+0.60$ $\downarrow-1.25$
Энергетическое разрешение электрона	$\uparrow+0.27$ $\downarrow+0.19$	$\uparrow-0.03$ $\downarrow-0.22$
JES (η перекалибровка - моделирование)	$\uparrow+0.72$ $\downarrow-0.80$	$\uparrow+1.13$ $\downarrow-0.65$
JES (η перекалибровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.08$ $\downarrow-0.01$	$\uparrow+0.34$ $\downarrow-0.06$
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+1.24$ $\downarrow-1.25$	$\uparrow+2.08$ $\downarrow-2.08$
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+0.81$ $\downarrow-0.58$	$\uparrow+1.27$ $\downarrow-1.26$

Продолжение таблицы E.10.

		В процентах	
	LQ (750 ГэВ)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.37$ $\downarrow-0.28$
	LQ (700 ГэВ)	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.87$ $\downarrow-0.76$
	$Z \rightarrow \tau\tau$	—	—
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	$\uparrow+0.32$ $\downarrow-0.28$	$\uparrow+0.93$ $\downarrow-1.25$
	$t\bar{t}$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+4.12$ $\downarrow+0.00$
	Одиночный t -кварк (Wt)	—	—
	Ложные лептоны	—	—
	Пара вектор- ных бозонов	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Отличие от полной симуляции)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP1)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP2)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP3)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP4)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.02$ $\downarrow-0.03$
JES (NP5)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.10$ $\downarrow+0.05$
JES (NP6)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.13$ $\downarrow+0.01$
JES (Загрузка - μ)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.10$ $\downarrow-0.02$
JES (Загрузка - NPV)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.18$ $\downarrow-0.03$
JES (Загрузка - p_T)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.27$ $\downarrow-0.24$
JES (Загрузка - ρ)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.26$ $\downarrow+0.01$
JER		$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.23$	$\uparrow+0.12$ $\downarrow-0.23$

Продолжение таблицы E.10.

	В процентах	
	LQ (750 ГэВ)	LQ (700 ГэВ)
	$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
	$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
	Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
PDF	$\uparrow+13.02$ $\downarrow-13.02$	$\uparrow+16.91$ $\downarrow-16.91$
Матричный метод	$\uparrow+18.70$ $\downarrow-18.70$	$\uparrow+1.10$ $\downarrow-1.10$
Моделирование ($t\bar{t}$)	$\uparrow+100.00$ $\downarrow+58.86$	$\uparrow+0.74$ $\downarrow-0.74$
Сечение	$\uparrow+7.00$ $\downarrow-7.00$	$\uparrow+21.35$ $\downarrow-21.35$
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)	$\uparrow+17.43$ $\downarrow-17.43$	$\uparrow+1.10$ $\downarrow-1.10$

Таблица E.11. Вариации оценок вкладов процессов из таблицы E.1 в SR8 при изменении состояния s.s. в направлении, указанном стрелкой.

	В процентах				
	LQ (1150 ГэВ)	LQ (1100 ГэВ)	LQ (1050 ГэВ)	LQ (1000 ГэВ)	$Z \rightarrow \tau\tau$
Эффективность реконструкции электрона	$\uparrow+1.51$ $\downarrow-1.51$	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.50$	$\uparrow+1.51$ $\downarrow-1.51$	$\uparrow+1.50$ $\downarrow-1.50$	--
Энергетическая шкала электрона	$\uparrow+0.08$ $\downarrow-0.20$	$\uparrow+0.16$ $\downarrow-0.23$	$\uparrow+0.31$ $\downarrow-0.28$	$\uparrow+0.32$ $\downarrow-0.02$	--
Энергетическое разрешение электрона	$\uparrow+0.04$ $\downarrow+0.23$	$\uparrow+0.02$ $\downarrow-0.01$	$\uparrow+0.06$ $\downarrow+0.09$	$\uparrow+0.03$ $\downarrow+0.07$	--
JES (η перекалибровка - моделирование)	$\uparrow+0.07$ $\downarrow-0.26$	$\uparrow+0.28$ $\downarrow-0.11$	$\uparrow+0.22$ $\downarrow-0.22$	$\uparrow+0.37$ $\downarrow-0.07$	--
JES (η перекалибровка - стат./мет.)	$\uparrow+0.05$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.09$	$\uparrow+0.12$ $\downarrow+0.00$	--
JES (Композиция аромата)	$\uparrow+0.36$ $\downarrow-0.26$	$\uparrow+0.51$ $\downarrow-0.37$	$\uparrow+0.36$ $\downarrow-0.39$	$\uparrow+0.45$ $\downarrow-0.31$	--
JES (Отклик на аромат)	$\uparrow+0.24$ $\downarrow-0.03$	$\uparrow+0.37$ $\downarrow-0.19$	$\uparrow+0.27$ $\downarrow-0.38$	$\uparrow+0.30$ $\downarrow-0.09$	--
$t\bar{t}$	$\uparrow+1.11$ $\downarrow-1.11$	$\uparrow+1.39$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow-13.89$ $\downarrow-15.28$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+1.31$ $\downarrow-1.31$
Одиночный t -кварк (Wt)	--	--	--	--	$\uparrow+1.97$ $\downarrow-0.86$
Ложные лептоны	--	--	--	--	$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.07$
Пара векторных бозонов	--	--	--	--	$\uparrow+6.36$ $\downarrow-3.05$
$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	--	--	--	--	$\uparrow+2.96$ $\downarrow-1.97$

Продолжение таблицы E.11.

		В процентах	
		LQ (1150 ГэВ)	LQ (1100 ГэВ)
		LQ (1050 ГэВ)	LQ (1000 ГэВ)
		$Z \rightarrow \tau\tau$	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$
		$t\bar{t}$	Одиночный t -кварк (Wt)
		Ложные лептоны	Пара векторных бозонов
JES (Отличие от полной симуляции)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP1)		$\uparrow+0.23$ $\downarrow-0.26$	$\uparrow+0.20$ $\downarrow-0.25$
JES (NP2)		$\uparrow-0.26$ $\downarrow+0.20$	$\uparrow-0.19$ $\downarrow+0.12$
JES (NP3)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.00$
JES (NP4)		$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.21$	$\uparrow-0.03$ $\downarrow+0.00$
JES (NP5)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (NP6)		$\uparrow+0.12$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - μ)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow+0.00$	$\uparrow+0.01$ $\downarrow+0.00$
JES (Загрузка - NPV)		$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.05$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.00$
JES (Загрузка - p_T)		$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.18$	$\uparrow+0.01$ $\downarrow-0.00$
JES (Загрузка - ρ)		$\uparrow+0.06$ $\downarrow-0.16$	$\uparrow+0.00$ $\downarrow-0.00$

Продолжение таблицы E.11.

		В процентах	
	LQ (1150 ГэВ)	↑-0.03 ↓	↑+1.88 ↓-1.88
	LQ (1100 ГэВ)	↑-0.26 ↓	↑+1.23 ↓-1.23
	LQ (1050 ГэВ)	↑+0.06 ↓	↑+1.57 ↓-1.57
	LQ (1000 ГэВ)	↑-0.11 ↓	↑+2.74 ↓-2.74
	$Z \rightarrow \tau\tau$	-	-
	$Z/\gamma^* \rightarrow ee$	↑+0.92 ↓	↑+7.45 ↓-7.45
	$t\bar{t}$	↑+24.33 ↓	↑+11.61 ↓-11.61
	Одиночный t -кварк (Wt)	-	-
	Ложные лептоны	-	↑+11.28 ↓-14.62
	Пара вектор- ных бозонов	-	-
JER			
PDF			
Матричный метод			
Моделирование ($t\bar{t}$)			
Моделирование ($Z/\gamma^* \rightarrow ee$)			↑+24.81 ↓-24.81

Продолжение таблицы E.11.

	В процентах						
	LQ (1200 ГэВ)	LQ (1250 ГэВ)	LQ (1300 ГэВ)	LQ (800 ГэВ)	LQ (850 ГэВ)	LQ (900 ГэВ)	LQ (950 ГэВ)
Эффективность рекон- -струкции электрона	↑+1.51 ↓-1.51	↑+1.52 ↓-1.52	↑+1.50 ↓-1.50	↑+1.47 ↓-1.47	↑+1.49 ↓-1.49	↑+1.49 ↓-1.49	↑+1.50 ↓-1.50
Энергетическая шкала электрона	↑+0.22 ↓-0.34	↑+0.02 ↓-0.02	↑+0.12 ↓-0.12	↑+0.93 ↓-0.35	↑+0.46 ↓-0.40	↑+0.44 ↓-0.27	↑+0.42 ↓-0.06
Энергетическое разре- -шение электрона	↑+0.11 ↓+0.05	↑-0.22 ↓-0.15	↑+0.01 ↓-0.05	↑+0.56 ↓+0.33	↑-0.11 ↓-0.45	↑+0.11 ↓+0.16	↑+0.27 ↓+0.23
JES (η перекалиб- -ровка - моделирование)	↑+0.19 ↓-0.26	↑+0.01 ↓-0.21	↑+0.13 ↓-0.09	↑+1.14 ↓-0.47	↑+0.13 ↓-0.66	↑+0.77 ↓-0.54	↑+0.36 ↓-0.33
JES (η перекалиб- -ровка - стат./мет.)	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.08 ↓+0.00	↑+0.11 ↓-0.00	↑+0.07 ↓-0.05	↑+0.13 ↓-0.16	↑+0.20 ↓-0.12
JES (Композиция аромата)	↑+0.50 ↓-0.26	↑+0.24 ↓-0.15	↑+0.20 ↓-0.09	↑+2.18 ↓-1.09	↑+0.85 ↓-1.35	↑+0.91 ↓-0.54	↑+0.95 ↓-0.74
JES (Отклик на аромат)	↑+0.13 ↓-0.12	↑+0.17 ↓-0.11	↑+0.18 ↓-0.06	↑+1.22 ↓-0.47	↑+0.26 ↓-0.81	↑+0.45 ↓-0.32	↑+0.66 ↓-0.45

Продолжение таблицы E.11.

		В процентах				
		LQ (1200 ГэВ)	LQ (800 ГэВ)	LQ (850 ГэВ)	LQ (900 ГэВ)	LQ (950 ГэВ)
JES (Отличие от полной симуляции)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00
JES (NP1)		↑+0.05 ↓-0.08	↑+0.04 ↓-0.07	↑+0.08 ↓-0.06	↑+0.71 ↓-0.37	↑+0.19 ↓-0.31
JES (NP2)		↑-0.12 ↓+0.05	↑-0.07 ↓+0.00	↑-0.06 ↓+0.08	↑-0.30 ↓+0.78	↑-0.30 ↓+0.17
JES (NP3)		↑-0.02 ↓-0.03	↑+0.00 ↓+0.00	↑-0.04 ↓+0.08	↑-0.03 ↓+0.04	↑-0.05 ↓+0.07
JES (NP4)		↑-0.02 ↓-0.05	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.08 ↓+0.00	↑+0.15 ↓+0.11	↑+0.04 ↓-0.12
JES (NP5)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.08	↑+0.10 ↓+0.02	↑-0.02 ↓+0.00
JES (NP6)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.08 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.07 ↓-0.05
JES (Загрузка - μ)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓-0.03	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.04 ↓+0.00	↑-0.02 ↓-0.00
JES (Загрузка - NPV)		↑+0.00 ↓-0.03	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.06 ↓-0.00	↑-0.05 ↓-0.00
JES (Загрузка - p_T)		↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.08 ↓-0.02	↑+0.16 ↓-0.04	↑-0.05 ↓+0.02
JES (Загрузка - ρ)		↑+0.00 ↓-0.03	↑+0.00 ↓+0.00	↑+0.08 ↓+0.00	↑+0.04 ↓+0.02	↑+0.07 ↓-0.11
						↑+0.27 ↓-0.06

Продолжение таблицы E.11.

		В процентах	
	LQ (950 ГэВ)	$\uparrow +0.08$	$\downarrow -0.08$
	LQ (900 ГэВ)	$\uparrow -0.23$	$\downarrow -0.23$
	LQ (850 ГэВ)	$\uparrow -0.79$	$\downarrow -2.01$
	LQ (800 ГэВ)	$\uparrow +0.32$	$\downarrow -0.86$
	LQ (1300 ГэВ)	$\uparrow -0.16$	$\downarrow -0.87$
	LQ (1250 ГэВ)	$\uparrow +0.20$	$\downarrow -3.78$
	LQ (1200 ГэВ)	$\uparrow +0.40$	$\downarrow -1.33$
JER			
PDF		$\uparrow +1.33$	$\downarrow -1.33$