

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

На правах рукописи



Гаврилюк Александр Александрович

**Исследование канала распада бозона Хиггса
 $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ на установке ATLAS**

Специальность 1.3.15. —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Цукерман Илья Ильич

Москва — 2024

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Бозон Хиггса на LHC	9
1.1 Бозон Хиггса стандартной модели	9
1.2 Модели для описания рождения тяжёлого бозона Хиггса	11
1.3 Большой адронный коллайдер и установки на нём	15
1.4 Детектор ATLAS	17
1.5 Моделирование и реконструкция событий в установке ATLAS	20
1.6 Восстановление адронных струй	22
1.7 Анализ событий в ATLAS на примере $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$	24
Глава 2. Исследование качества восстановления адронных струй в событиях с двумя лептонами в конечном состоянии	26
2.1 Развитие модуля профильных гистограмм	26
2.2 Изучение событий $Z \rightarrow ee$ и $Z \rightarrow \mu\mu$	27
2.2.1 Анализ данных 2015 – 2016 гг.	27
2.2.2 Сравнение двух алгоритмов восстановления адронных струй на основе данных 2017 – 2018 гг.	37
2.2.3 Анализ данных 2017 – 2018 гг. с алгоритмом восстановления струй EMPFlow	45
2.2.4 Изучение вклада сторонних адронных струй в событиях с Z -бозонами с помощью моделирования	56
Глава 3. Изучение рождения бозона Хиггса SM в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$	59
3.1 Анализ, основанный на данных эксперимента ATLAS за 2015 – 2016 гг.	59
3.1.1 Отбор событий и их категоризация	59
3.1.2 Оценка фона и систематические неопределённости	63
3.1.3 События в сигнальной области и результаты	66
3.2 Анализ, основанный на данных эксперимента ATLAS за 2015 – 2018 гг.	68
3.2.1 Моделирование событий и их реконструкция	69

	Стр.	
3.2.2	Отбор событий и категоризация	69
3.2.3	Оценка фона	75
3.2.4	Систематические неопределённости	81
3.2.5	Процедура подгонки	82
3.2.6	События в сигнальной области и результаты	82
3.2.7	Заключение	87
Глава 4.	Поиски тяжёлого бозона Хиггса и других бозонных резонансов	88
4.1	Конечное состояние с электроном и мюоном	88
4.1.1	Отбор событий	88
4.1.2	Контрольные области	89
4.1.3	Систематические погрешности	95
4.1.4	Результаты	96
4.1.5	Заключение	101
4.1.6	Перспективы поиска тяжёлого бозона Хиггса на HL-LHC при 14 ТэВ	102
4.2	Канал одинакового аромата лептонов конечного состояния	106
4.2.1	Отбор событий	107
4.2.2	Контрольные области $Z^*/\gamma^* \rightarrow ll$	107
4.2.3	Вклад от канала $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$	112
4.2.4	Результаты	113
Заключение	117
Благодарности	118
Список литературы	119
Список рисунков	129
Список таблиц	137

Введение

Актуальность темы. Как известно, Стандартная модель (СМ) элементарных частиц описывает три их фундаментальных взаимодействия: сильное, электромагнитное и слабое. До 2012 г. последней не обнаруженной на опыте фундаментальной частицей СМ был бозон Хиггса (H). Он был открыт на гигантских экспериментальных установках ATLAS и CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) [1; 2]. Последующие более точные измерения этими же содружествами подтвердили, что бозон Хиггса с массой около 125 ГэВ обладает нулевым спином и положительной чётностью [3; 4] и что все его измеренные константы связи согласуются с СМ [5; 6]. Изучение канала распада $H \rightarrow WW^*$, который рассматривается в диссертации, внесло существенный вклад в этот вывод. Используя конечное состояние $e\nu\mu\nu$ в эксперименте ATLAS (с непосредственным участием автора), удалось измерить сечение рождения бозона Хиггса в указанном канале распада в основном механизме рождения за счёт слияния глюонов (ggF) с точностью около 10 % [7; 8]. Это позволило (наряду с измерениями в других каналах распада) получить рекордную точность почти в 5 % для его полного сечения [5].

Обнаружение H явилось безусловным триумфом Стандартной модели. Однако в её рамках невозможно описать многие экспериментальные факты. Поэтому теоретики продолжают работать над расширениями СМ, в которых эти факты можно разумно интерпретировать, хотя многие модели и/или большой диапазон параметров в других моделях были отвергнуты научным сообществом после открытия бозона Хиггса и довольно точных измерений его характеристик. В частности, многие оставшиеся модели предсказывают существование тяжёлого нейтрального бозона Хиггса с массой большей, чем 125 ГэВ, или других резонансов (R) со спином 0, 1 или 2, распадающихся на пару тяжёлых векторных бозонов. Поэтому поиски таких частиц являются важной задачей современной физики высоких энергий. Их обнаружение будет однозначно говорить о выходе за пределы СМ. Если же новые резонансы не удастся увидеть, то можно будет сильно ограничить параметры существующих моделей путём постановки экспериментальных верхних пределов на сечение рождения этих резонансов. Канал распада $R \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, рассматриваемый в диссертации, имеет большую относительную вероятность во многих популярных моделях, включая

SM, и рассматривается как один из перспективных для поиска в эксперименте ATLAS.

Целью данной работы является измерение констант связи стандартного бозона Хиггса, а также поиск дополнительных резонансов (включая тяжёлый бозон Хиггса) в канале распада $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ с использованием полного набора данных с эксперимента ATLAS при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, что ставит перед собой следующие **задачи**:

1. Исследование свойств адронных струй на основе данных 2015 – 2016 г. с двумя лептонами в конечном состоянии.
2. Расширение этого исследования на экспозиции 2017 – 2018 гг. при условиях повышенной светимости LHC.
3. Измерение сечения рождения бозона Хиггса SM в механизме ggF на полной статистике событий с электроном и мюоном в конечном состоянии.
4. Постановка верхних пределов на сечение рождения тяжёлых резонансов для того же конечного состояния и изучение не использованных ранее каналов распада $R \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ и $R \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$.

Научная новизна: все результаты, полученные в диссертационной работе, являются новыми. В экспериментах ATLAS и CMS ранее изучался бозон Хиггса SM в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ на полной статистике при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Обоими содружествами проведены измерения как на частичном, так и полном образце событий и при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, причём в соответствующих исследованиях ATLAS принял непосредственное участие и автор. Что касается тяжёлого резонанса, распадающегося на это же конечное состояние, то поиски проводились в обоих экспериментах как при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, так и $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, но сигнала от новой частицы найдено не было, и были поставлены верхние пределы на сечение её рождения. В указанных исследованиях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ATLAS принимал участие и сам автор. Кроме того, при этой энергии мы задействовали каналы с одинаковым ароматом пары лептонов в конечном состоянии. Предыдущее исследование в ATLAS, где были использованы такие каналы, было осуществлено на статистике данных 2012 г. при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Практическая значимость: в диссертационной работе подтверждается надёжность работы подсистем установки ATLAS и алгоритмов восстановления адронных струй, в частности, при рекордной светимости LHC. Содержащиеся

в работе оценки применяются также в задачах изучения других каналов распада бозона Хиггса и процессов Стандартной Модели. Полученные в диссертации результаты были использованы для улучшения точности измерения в эксперименте ATLAS сечения рождения H в механизме слияния глюонов и для постановки верхних пределов на сечение рождения гипотетических тяжёлых резонансов, распадающихся на пару W , а разработанные алгоритмы используются (и будут использоваться) при анализе последующих экспозиций на LHC для изучения бозона Хиггса и поиска подобных ему нестандартных частиц, в том числе и при работе при сверхвысокой светимости на модернизированном коллайдере LHC (HL-LHC).

Представленная работа выполнена в рамках участия НИЦ «Курчатовский институт» в международном сотрудничестве ATLAS в составе рабочей группы HWW. Тема работы соответствует программе эксперимента ATLAS, а именно направлению, которое включает в себя изучение бозона Хиггса СМ и поиск новых частиц. Результаты положили начало созданию серии новых исследований как по уточнению уже измеренных его характеристик в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, так и по измерению дифференциальных и полных сечений его рождения при большей светимости и энергии LHC.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработана методика анализа характеристик адронных струй в фоновых процессах к рождению бозона Хиггса и тяжёлых резонансов на основе анализа данных эксперимента ATLAS с Z -бозонами [9–11].
2. Измерены распределения по поперечной массе бозона Хиггса в распаде $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ на основе анализа данных эксперимента ATLAS 2015 – 2016 гг. [7].
3. Измерено сечение бозона Хиггса с точностью 12% в основном механизме рождения в канале распада $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ на основе анализа данных эксперимента ATLAS 2015 – 2018 гг. [8].
4. Рассчитаны ожидаемые верхние пределы на 95% уровне достоверности для сечения рождения тяжёлых резонансов в каналах распада $R \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ и $R \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ в диапазоне масс от 200 до 5000 ГэВ с интерпретацией в рамках нескольких теоретических моделей на основе анализа данных эксперимента ATLAS 2015 – 2018 гг. с предложенными и оптимизированными автором критериями отбора событий [12; 13].

Достоверность изложенных результатов обеспечивается применением широко используемых программ моделирования и реконструкции; проверкой качества моделирования в специальных контрольных областях, ортогональных к сигнальным; использованием стандартизованных алгоритмов обработки данных; экспертной проверкой полученных результатов в рамках соответствующих рабочих групп сотрудничества ATLAS, включая HWW. Полученные результаты находятся в согласии с результатами, полученными в эксперименте CMS на LHC.

Апробация работы. Материалы, изложенные в диссертации, обсуждались на внутренних совещаниях рабочих групп ATLAS в CERN и были опубликованы в соавторстве с научным руководителем в виде нескольких внутренних отчётов ATLAS. Наиболее важные результаты докладывались автором на российских и международных конференциях и школах (International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA) 2016, 2022, Moscow International School of Physics 2022, International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP) 2023, Курчатовская молодёжная научная школа 2015, II Межинститутская молодёжная конференция РАН и НИЦ КИ ИТЭФ, Молодежные конференции по теоретической и экспериментальной физике 2016 – 2021) и были опубликованы в виде восьми статей в научных журналах, включая две публикации всего сотрудничества ATLAS [7; 8].

Личный вклад. Диссертант работает с 2014 г. в качестве члена группы НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ (с 2022 г. – НИЦ КИ) в сотрудничестве ATLAS. Он принимал участие в регламентных работах по контролю качества данных в жидкоаргоновых (LAr) калориметрах и занимался модернизацией программного обеспечения с общим засчитанным Институту вкладом более 1.0 человеко-года. Им также выполнена квалификационная работа по этой же тематике, в результате которой диссертант с середины 2018 г. стал соавтором всех публикаций сотрудничества ATLAS. Параллельно он занимался следующими физическими исследованиями в составе упомянутой рабочей группы HWW:

- принимал участие в разработке и тестировании используемого группой пакета программ для анализа на основе информационной среды ROOT. Существенным вкладом автора было создание модуля для построения и анализа профильных гистограмм. Кроме того, им были адаптированы коды, использованные для анализа статистики 2015 – 2016 гг., для новой версии ПО ATLAS с целью обработки полной статистики 2015 – 2018 гг., и запущен новый анализ;

- детально изучил адронные струи в ди-лептонных событиях с Z -бозоном при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, что позволило понять их характеристики даже в наиболее сложных кинематических областях [10; 11]. Особое внимание уделялось струям, летящим под малыми углами при большой светимости ЛНС. Это исследование было важно не только для изучения стандартного бозона Хиггса [7; 8] и поиска тяжёлого бозона Хиггса в канале распада на два W [14], но и для других задач эксперимента ATLAS;
- занимался производством смоделированных событий. Для канала с одинаковым ароматом лептонов разработал и применил схему фильтрации событий, десятикратно сокращающую размер входных файлов;
- внёс определяющий вклад в анализ каналов $R \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ и $R \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ на полной статистике 139 фб^{-1} при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и повышенной светимости ЛНС [12; 13];
- внёс существенный вклад в две публикации ATLAS и определяющий – в 5 остальных.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в семи статьях в рецензируемых журналах из списка ВАК, индексируемых в базах данных РИНЦ, Web of Science и Scopus. Зарегистрирована одна программа для ЭВМ.

Объём и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав и заключения.

Полный объём диссертации составляет 138 страниц, которые включают 73 рисунка и 19 таблиц. Список литературы содержит 105 наименований.

Глава 1. Бозон Хиггса на LHC

1.1 Бозон Хиггса стандартной модели

В СМ благодаря механизму ВЕН [15–20] все фундаментальные частицы, кроме нейтрино, фотонов и глюонов, приобретают массы. При известной массе соответствующего бозона Хиггса (m_H) все его свойства, включая сечение рождения, относительные вероятности распада, кинематику и т. д., однозначно предсказываются. Но из соображений унитарности следует только, что $m_H \leq 1$ ТэВ. В СМ бозон Хиггса должен иметь нулевой спин и положительную чётность ($J^P = 0^+$). Его поиски велись с 70-х годов 20 века, но долгое время они были безуспешными, и к началу 21-го века он оставался последней частицей СМ, не обнаруженной экспериментально. Однако и теоретикам, и экспериментаторам удалось к этому времени существенно сузить диапазон его возможных масс. 20 лет назад на основе совместных результатов четырёх экспериментов на электрон-позитронном коллайдере LEP в CERN был установлен нижний предел на $m_H \geq 114.4$ ГэВ на 95%-ном уровне достоверности (CL_s) [21]. Кроме того, из теоретического анализа данных по топ-кварку на коллайдере Тэватрон и парного рождения векторных бозонов на LEP, было уже тогда получено ограничение сверху $m_H \leq 200$ ГэВ [22], а к 2012 г. оно усилилось до $m_H \leq 152$ ГэВ на 95%-ном CL_s [23]. Таким образом, открытие бозона Хиггса с массой 125 ГэВ сотрудничествами ATLAS [1] и CMS [2] на Большом адронном коллайдере (LHC) со значимостью 5σ в каждом эксперименте, а также обнаружение суммарного сигнала от него на уровне 3σ в экспериментах на протон-антипротонном коллайдере Тэватрон (США) при энергии столкновения 1.8 ТэВ [24] не было большой неожиданностью для учёных. К сожалению, из-за прекращения строительства ускорительно-накопительного комплекса (УНК [25]) в Протвино (Московская обл.) была упущена возможность открытия бозона Хиггса в России.

Основным механизмом рождения бозона Хиггса СМ на LHC является слияние глюонов (ggF, десятки пб), на порядок меньший вклад даёт слияние векторных бозонов (VBF), ещё меньше сечение ассоциативного рождения с W - или Z -бозоном (VH), парой топ-кварков ($t\bar{t}H$) или парой b -кварков ($b\bar{b}H$);

ожидаемые сечения рождения при энергии 13 ТэВ и массе 125 ГэВ показаны в Таблице 1.

ggF	VBF	VH	$t\bar{t}H$	$b\bar{b}H$
43.92	3.748	2.2496	0.5085	0.5116

Таблица 1 — Сечение (в пб) различных процессов рождения бозона Хиггса СМ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на LHC [26]

Поиск бозона Хиггса на LHC является сложнейшей задачей, поскольку ожидаемое сечение рождения бозона Хиггса СМ очень мало, на девять-десять порядков меньше полного сечения взаимодействия протонов (≈ 100 мб). Большое сечение фоновых процессов представляет трудность для экспериментального обнаружения многих каналов распада H . Для них в Таблице 2 показаны ожидаемые относительные вероятности распада (\mathcal{B} , от англ. branching ratio) и суммарное количество событий при 100%-ной эффективности детектирования.

Мода распада	\mathcal{B} , %	Экспериментальное наблюдение	Число событий
$H \rightarrow b\bar{b}$	57.5 ± 1.9	В основном в процессах VH и $t\bar{t}H$	≈ 100 тыс.
$H \rightarrow WW^*$	21.6 ± 0.9	Лептонные распады обоих $W^{(*)}$	≈ 70 тыс.
$H \rightarrow \tau\tau$	6.30 ± 0.36	В основном в механизме VBF	≈ 40 тыс.
$H \rightarrow ZZ^*$	2.67 ± 0.11	Лептонные распады обоих $Z^{(*)}$	≈ 1 тыс.
$H \rightarrow \gamma\gamma$	0.228 ± 0.011	Хорошее разрешение для γ	≈ 20 тыс.
$H \rightarrow Z\gamma$	0.155 ± 0.014	Лептонные распады Z	≈ 1 тыс.
$H \rightarrow \mu\mu$	0.022 ± 0.001	Хорошее разрешение для μ	≈ 2 тыс.

Таблица 2 — Предсказанные в СМ относительные вероятности разных каналов распада бозона Хиггса [26] и ожидаемое количество событий при интегральной светимости LHC 140 фб^{-1} и энергии 13 ТэВ в идеальном детекторе при условии 100%-ной эффективности [27]

Во втором по значению \mathcal{B} канале распада, $H \rightarrow WW^*$, лишь конечное состояние $l\nu l\nu$, рассматриваемое в настоящей работе, удобно для экспериментального изучения по причине большого фона в случаях $l\nu q\bar{q}$ и тем более $q\bar{q}q\bar{q}$. Особенно перспективно состояние $e\nu\mu\nu$. Однако восстановить массу бозона Хиггса в канале распада $l\nu l\nu$ не представляется возможным, вместо этого реконструируют т. н. «поперечную» массу, которая даётся выражением $m_T =$

$\sqrt{(E_T^{\ell\ell} + E_T^{\text{miss}})^2 - |\mathbf{p}_T^{\ell\ell} + \mathbf{E}_T^{\text{miss}}|^2}$, где $E_T^{\ell\ell} = \sqrt{|\mathbf{p}_T^{\ell\ell}|^2 + m_{\ell\ell}^2}$, а $\mathbf{p}_T^{\ell\ell}$ – векторная сумма поперечных импульсов лептонов и $\mathbf{E}_T^{\text{miss}}$ – недостающий поперечный импульс с модулем E_T^{miss} . Ключевую роль для успешного экспериментального изучения этого канала распада играет разрешение по E_T^{miss} , точное измерение фонов в контрольных кинематических областях, и дальнейший их пересчёт на сигнальную область с помощью МС-моделирования. Поэтому для обнаружения бозона Хиггса на LHC необходимо было набрать статистику, эквивалентную нескольким обратным фб, что и было сделано к середине 2012 г., а для более детального его изучения потребовалось обработать более 100 фб^{-1} данных.

1.2 Модели для описания рождения тяжёлого бозона Хиггса

Напомним, что открытие бозона Хиггса Стандартной модели стало её настоящим триумфом. Это привело к тому, что многие другие теоретические модели для описания возникновения масс у элементарных частиц либо оказались неверными, либо пространство их возможных параметров оказалось сильно ограниченным. Однако СМ не включает в себя гравитацию и не отвечает на многие загадки природы, в частности:

- что представляют собой тёмная материя и тёмная энергия, составляющие около 25% и 70% всей энергии во Вселенной, соответственно;
- почему имеется своеобразная иерархия масс фундаментальных частиц;
- почему имеется именно три поколения фермионов;
- почему наблюдается барионная асимметрия во Вселенной;
- с чем связаны осцилляции нейтрино и т. д.

Поэтому необходимо развивать расширения СМ, в частности, и в хиггсовском секторе. Вполне возможно, что обнаруженный ранее скалярный бозон Хиггса на самом деле не один. Рассмотрим четыре популярных модели, которые взяты для интерпретации результатов по поиску тяжёлого резонанса в эксперименте ATLAS более подробно, следуя [28]. Именно они были выбраны по той причине, чтобы в будущем было легко объединить уже опубликованные результаты по поиску тяжёлого резонанса в канале распада на два Z -бозона [29] с изучаемым здесь каналом распада на два W -бозона. В «игрушечной» модели NWA тяжёлая

скалярная частица имеет ширину намного меньше, чем разрешение детектора. Она взята равной 4.1 МэВ, как предсказывается для бозона Хиггса СМ с массой 125 ГэВ. Диаграммы рождения этой частицы в механизмах ggF и VBF полностью идентичны бозону Хиггса СМ. Совпадают и относительные вероятности распада по различным каналам. В СМ в области $m_H \geq 200$ ГэВ и ниже порога образования пары $t\bar{t}$ бозон Хиггса с вероятностью 2/3 (1/3) распадается на пару W (Z), соответственно; выше указанного порога добавляется канал распада в $t\bar{t}$ с долей около 10%. На Рисунке 1.1 показаны соответствующие диаграммы Фейнмана.

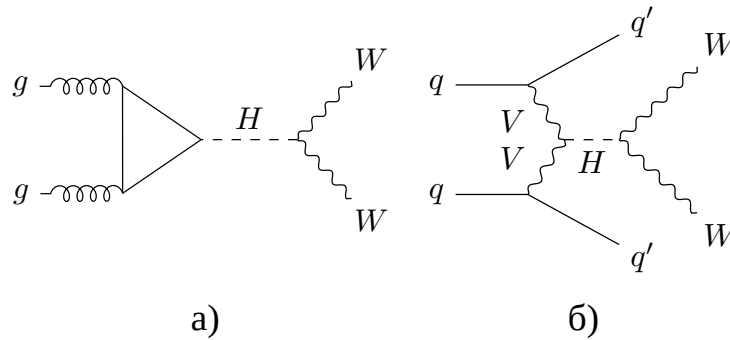


Рисунок 1.1 — Фейнмановские диаграммы для тяжёлого бозона Хиггса модели NWA в механизме рождения ggF (а) и VBF (б)

Рассматривается также и модель Джорджи-Мачасек (GM), описанная подробно в [30; 31]. В этой модели предсказывается пять бозонов Хиггса: один – нейтральный, два – с одиночным и два – с двойным зарядом. Они предпочитают связываться с векторными бозонами [32], обеспечивая меньшую ограниченность модели для случая рождения в механизме VBF [33]. В модели немало параметров, но в нулевом приближении можно считать, что сечение рождения (в механизме VBF) и относительные вероятности распадов в VV прямо пропорциональны параметру $\sin^2 \theta_H$, а фейнмановские диаграммы идентичны ранее представленным на правом рисунке.

Отметим, что искомый резонанс, распадающийся на WW , может быть не только скалярным, но и векторным или тензорным. Одной из реализацией последнего является модель Рэндалл-Сандрума (RS). В ней постулируются дополнительные размерности пространства-времени, а переход в них приводит к возбуждениям в виде гравитонов Калуцы-Клейна (G_{KK}) и полей СМ. Существует несколько разновидностей моделей [34–36]. В одной из них КК-гравитоны рождаются путём аннигиляции кварков и антикварков или слияния глюонов, при этом последний механизм доминирует из-за подавления констант связи с лёгкими

фермионами. G_{KK} могут рождаться и посредством слияния векторных бозонов. На Рисунке 1.2 показаны соответствующие диаграммы Фейнмана. Наибольшая относительная вероятность распада гравитона КК предсказывается для канала $t\bar{t}$ с величиной от 42 % при $m_{G_{KK}} = 0.5$ ТэВ до 65 % при $m_{G_{KK}} \geq 1$ ТэВ. Соответствующие величины для конечных состояний WW (ZZ) меняются от 34 % до 20 % (от 18 % до 10 %).

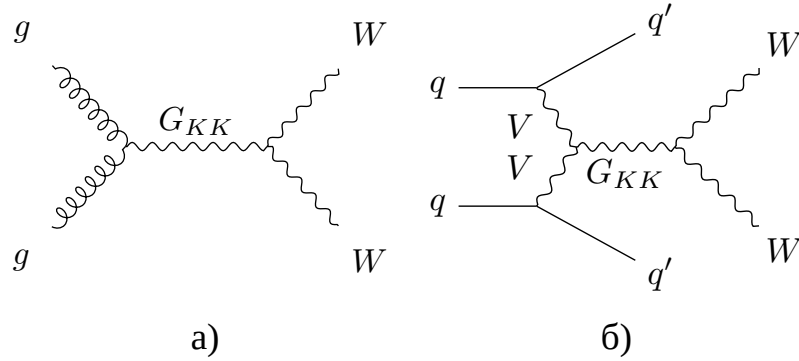


Рисунок 1.2 — Фейнмановские диаграммы для гравитона в одной из разновидностей модели RS в механизме рождения ggF (а) и VBF (б)

Интересно, что в модели [34] некоторые флуктуации приводят к скалярным полям, известным как радионы [36]. Они приобретают массу путём специального механизма. Константа связи радиона с фермионом пропорциональна массе последнего, но для векторных бозонов эта зависимость квадратичная. Соответственно, радион с массой ≥ 1 ТэВ должен распадаться на пару векторных бозонов. Предсказанная его ширина составляет около 10% от его массы, поэтому наблюдаемая его ширина в бозонных каналах распада будет сравнима с разрешением детектора. Диаграммы представлены на Рисунке 1.3.

Последняя модель, которая рассматривается в нашем исследовании, — тяжёлый векторный триплет (HVT), где в качестве резонансов выступают тяжёлые нейтральные векторные бозоны Z' . Эта модель представляет собой обширную феноменологическую среду с различными сценариями с новыми векторными бозонами (V') и их константами связи [37; 38]. В ней поле триплета взаимодействует с хиггсовским полем и с продольно поляризованными W - и Z -бозонами. В указанной среде относительные вероятности распадов $W' \rightarrow WZ$, $W' \rightarrow WH$, $Z' \rightarrow WW$ и $Z' \rightarrow ZH$ равны для $m_{V'} \geq 1.5$ ТэВ. Что касается других ди-бозонных состояний, то они либо запрещены, либо подавлены. Два сценария HVT рассматриваются в качестве эталонных для представленного

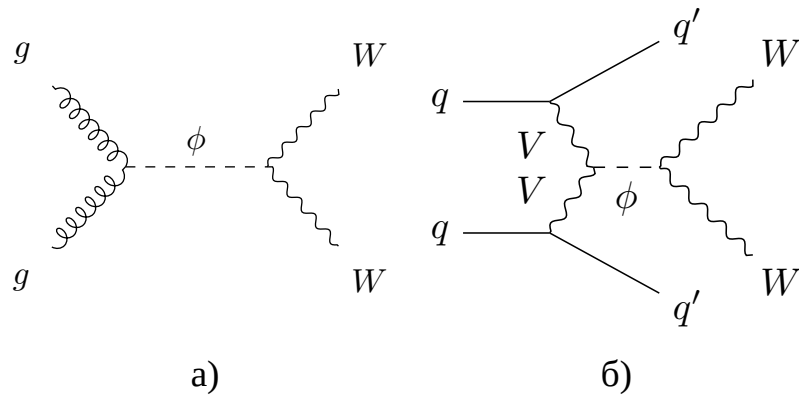


Рисунок 1.3 — Фейнмановские диаграммы для радиона в одной из разновидностей модели RS в механизме рождения ggF (а) и VBF (б)

анализа. Первый из них – Дрелл-Яновский (DY) механизм рождения qqA , второй – VBF, соответствующие фейнмановские диаграммы показаны на Рисунке 1.4. Величина ширины резонансов предсказывается на уровне менее 5% от их массы, т. е. меньше, чем разрешение детектора, для случая DY. В случае рождения за счёт слияния векторных бозонов соответствующая константа связи с фермионами принимается равной нулю, и DY-механизм рождения не может быть реализован.

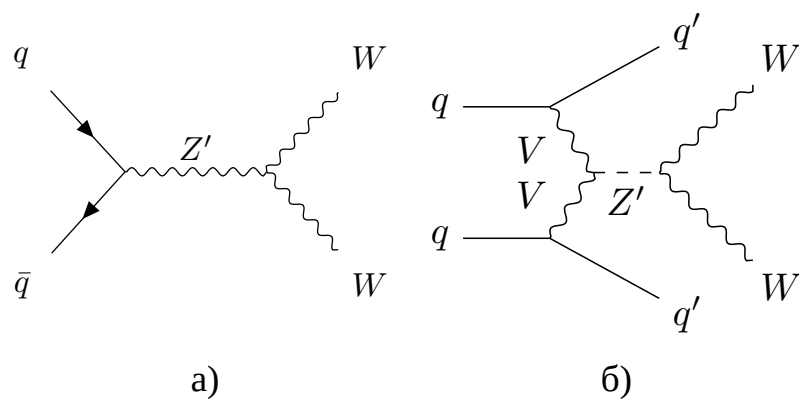


Рисунок 1.4 — Фейнмановские диаграммы для Z' модели HVT в механизме рождения qqA (а) и VBF (б)

1.3 Большой адронный коллайдер и установки на нём

Основной задачей Большого адронного коллайдера (LHC [39]) является изучение СМ при рекордно высоких энергиях в системе центра масс сталкивающихся протонов (от 5 до 14 ТэВ) и поиск новых, скорее всего, тяжёлых частиц за её пределами. К ключевым моментам можно отнести и исключительно высокую светимость LHC (номинально $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, но в реальности уже вдвое больше) по сравнению со всеми существовавшими до него адронными коллайдерами. На LHC работает 4 больших экспериментальных установки: ATLAS [40], CMS [41], LHCb [42] и ALICE [43]. С 2014 г. автор в составе группы сотрудников своего Института в рамках большого международного сотрудничества проводит исследования на первой из них. ATLAS и CMS – два самых крупных из перечисленных экспериментов. В эти международные сотрудничества суммарно входит более 10 тыс. физиков, инженеров и технических специалистов из сотен научных институтов из десятков стран, вклад учёных из России в них весьма существенен. Эти гигантские установки весом в несколько тысяч тонн имеют габаритные размеры порядка нескольких десятков метров. Они выполнены по классической схеме многофункциональных 4π -детекторов. Различия в использованных технологиях обеспечивают ATLAS преимущество в адронной калориметрии, а CMS – в определении параметров частиц, оказывающих преимущественно электромагнитное влияние. К этим детекторам предъявляются следующие требования (в скобках указаны достигнутые показатели в эксперименте ATLAS):

- высокое разрешение по поперечному импульсу заряженных частиц во внутренних трекерах и магнитных спектрометрах ($\sigma(p_T)/p_T = 0.05\% \times p_T \oplus 1\%$ в интервале псевдобыстрот $|\eta| \leq 2.5$, p_T в ГэВ);
- быстрота отклика (сгустки-банчи на LHC следуют каждые 25 нс) и высокая радиационная стойкость (до сотен МРад в год в наиболее опасных местах);
- максимально возможная герметичность (полное перекрытие по азимутальному углу и почти полное – по полярному, $|\eta| \leq 5$);
- хорошая идентификация мюонов в широком диапазоне их импульсов;
- высокое разрешение мюонов по импульсу в спектрометрах установок с возможностью однозначно определять их знак заряда при очень

- больших поперечных импульсах (разрешение по импульсу мюонного спектрометра – $\sigma(p_T)/p_T = 10\%$ при $p_T = 1$ ТэВ с перекрытием для измерений области до $|\eta| \leq 2.7$, а для триггера – $|\eta| \leq 2.4$);
- очень хорошая электромагнитная калориметрия (энергетическое разрешение электромагнитного калориметра в области $|\eta| \leq 3.2$ (для триггера до $|\eta| \leq 2.5$) – $\sigma(E)/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$ (E в ГэВ)) с надёжной идентификацией электронов и фотонов. Она должна быть дополнена адронной калориметрией с максимально большим перекрытием для точного измерения адронных струй (энергетическое разрешение баррельного и торцевого адронных калориметров к струям в области $|\eta| \leq 3.2$ – $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$, а переднего в области $3.1 \leq |\eta| \leq 4.9$ – приблизительно $\sigma(E)/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$) и вектора недостающей поперечной энергии;
 - размещение вершинных детекторов максимально близко к точкам взаимодействия пучков для возможности мечения струй, связанных с тяжёлыми кварками, и идентификации тау-лептонов (нахождение вторичных вершин);
 - возможность отбора полезных событий по объектам с малым поперечным импульсом одновременно с высокой эффективностью и большим коэффициентом подавления фона, что важно для достижения высокой скорости набора событий.

ЛНС начал работу в конце 2009 г. С 2010 по 2011 г. энергия соударения сталкивающихся протонов была равной 7 ТэВ, а временной интервал между банчами – 50 нс. Накопленная статистика соответствовала интегральной светимости около 6 фб^{-1} . В 2012 г. набор данных продолжился уже при энергии 8 ТэВ, а светимость постепенно увеличивалась, в итоге она составила почти 25 фб^{-1} . Напомним, что основным достижением сотрудничества ATLAS и CMS было обнаружение бозона Хиггса в неполной экспозиции данных, набранных в указанные годы [1; 2], и экспериментальное наблюдение трёх его основных каналов распада и двух основных механизмов рождения на полной статистике 2011 – 2012 гг. (Run1 [44; 45]). Было также доказано, что бозон Хиггса скалярный и имеет положительную чётность [3; 4]. После остановки ЛНС и проведения модернизации в 2013 – 2014 гг. энергия была повышена до 13 ТэВ, увеличилась светимость и произведён переход к номинальному интервалу между сгустками 25 нс. В итоге во время второй экспозиции (Run2), продолжавшейся с 2015 по

2018 г., была достигнута рекордная светимость $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, которая вдвое превысила проектную. Было накоплено около 160 фб^{-1} данных, т. е. в 5 раз больше, чем в Run1. Среди важнейших достижений анализа указанного образца событий – измерение полного сечения рождения бозона Хиггса с точностью 6% в каждом из экспериментов, надёжное детектирование пяти основных каналов его распада со значимостью, сильно превышающей 5σ [5; 6], и обнаружение ассоциативного рождения бозона Хиггса с векторными бозонами и топ-кварками [46; 47]. С 2019 по 2021 г. проводилась вторая плановая модернизация LHC и экспериментов с целью повышения энергии протонов почти до номинального значения 14 ТэВ (в реальности получилось до 13.6 ТэВ) и увеличения светимости до $3 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ с её последующем выравниванием на уровне $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в точках пересечения пучков в экспериментах ATLAS и CMS. С 2022 по 2025 г. (Run3) планируется набрать статистику, эквивалентную интегральной светимости 300 фб^{-1} . Следующие за ними три года будут посвящены большой модернизации LHC и экспериментов на нём для работы при светимостях от 5 до $7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и энергии 14.0 ТэВ (HL-LHC). С 2029 по 2041 г. планируется набрать 3000 фб^{-1} данных, что позволит с точностью в несколько процентов измерить константы связи бозона Хиггса во всех четырёх механизмах рождения и пяти основных каналах распада, увидеть более редкие его каналы распада и даже, вероятно, обнаружить парное рождение бозонов Хиггса и грубо оценить величину тройной константы связи HHH . В планах CERN также увеличение энергии пучков протонов HL-LHC почти вдвое после 2041 г. (проект HE-LHC).

1.4 Детектор ATLAS

Подробное описание установки ATLAS на LHC представлено в статье [40]. Ниже представлено её краткое изложение, которое в значительной степени повторяет тексты в [48] и [27], хотя и содержит ряд существенных изменений и дополнений. Несколько более подробно описывается калориметрическая система детектора, поскольку автор непосредственно занимался проверкой качества данных с жидкоаргонового калориметра и изучением свойств адронных струй.

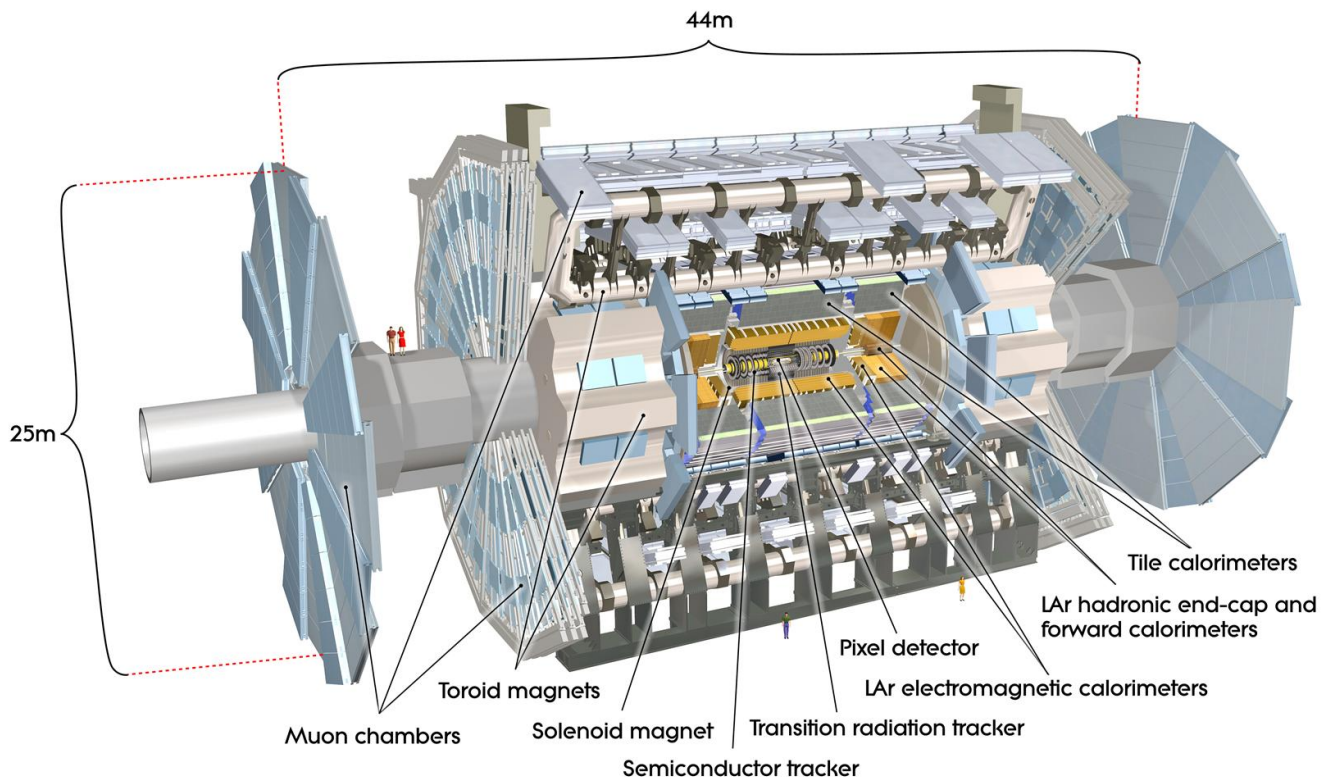


Рисунок 1.5 — Схематическое изображение детектора ATLAS в разрезе [40]

Детектор ATLAS (Рисунок 1.5) состоит из внутреннего трекового детектора (ID), окружённого сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем около 2 Тл, электромагнитных и адронных калориметров и мюонного спектрометра (MS), в который входит три больших сверхпроводящих тороидальных магнита. ID перекрывает область псевдобыстрот $|\eta| \leq 2.5$ и состоит из нескольких слоёв кремниевых пиксельных и микростриповых детекторов и детектора переходного излучения. Система калориметров (Рисунок 1.6) расположена в области $|\eta| \leq 4.9$. При $|\eta| \leq 3.2$ электромагнитная калориметрия обеспечивается баррельным и торцевыми жидкоаргоновыми (LAr) калориметрами высокой гранулярности с поглотителями из свинца. Дополнительный тонкий LAr-детектор (т. н. «presampler»), перекрывающий область $|\eta| \leq 1.8$, используется для внесения поправки на потерю энергии в веществе перед калориметрами. Адронная калориметрия обеспечивается калориметром со сцинтиллирующими пластинами (tiles) и с поглотителем из стали в области $|\eta| \leq 1.7$ и двумя торцевыми LAr-калориметрами с поглотителем из меди. Перекрытие по телесному углу завершается модулями передних жидкоаргоновых калориметров с поглотителями из меди и вольфрама, оптимизированными для измерений электромагнитных

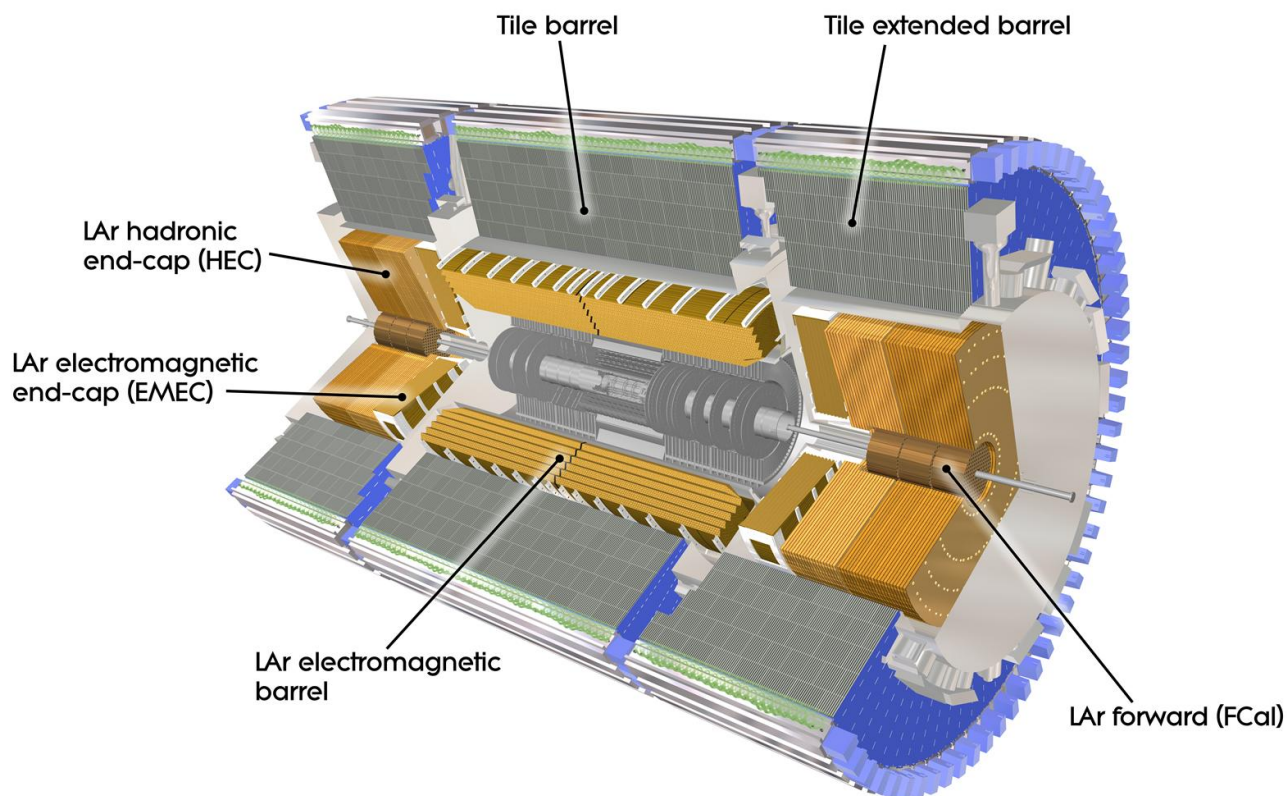


Рисунок 1.6 — Схематическое изображение калориметров ATLAS в разрезе [40]

и адронных ливней, соответственно. MS состоит отдельно из триггерных и высокоточных трековых камер, измеряющих отклонение мюонов в магнитном поле, которое вырабатывается сверхпроводящими воздушными тороидами. Система прецизионных камер перекрывает область $|\eta| \leq 2.7$. Она оснащена тремя станциями из мониторируемых слоёв дрейфовых трубок, за исключением передней области, где внутренняя станция оборудована катодными стриповыми камерами. Мюонная триггерная система перекрывает область $|\eta| \leq 2.4$. В неё входят резистивные плоские камеры в баррельной области и камеры с тонким зазором в торцевой области.

Используется трёхуровневая триггерная система. Аппаратный триггер первого уровня использует часть информации с детектора, уменьшая скорость событий до 75 кГц. За ним следуют два программных триггерных уровня, которые вместе уменьшают её до 1000 Гц.

Ниже более подробно описывается процедура обработки данных с жидкоаргоновых калориметров, поскольку автор неоднократно принимал непосредственное участие в этой процедуре, будучи сменным дежурным

(сменщиком). Эти данные проходят через автоматическую и ручную проверку сменщиками (во многом описанное ниже применимо и для других подсистем). Каждый прогон набора данных проходит две стадии обработки, которые выполняются системой распределённых вычислений GRID [49]. Первая (экспресс-стадия) обычно длится 48 часов, за это время обрабатывается лишь небольшая часть данных, подготавливаются необходимые распределения и применяются автоматические алгоритмы (например, накладывание временного вето вокруг области, специально помеченной, как имеющую высокий уровень шумов), а затем результат просматривается сменщиком для оценки эффективности автоматических алгоритмов. Обнаруженные проблемы обсуждаются с экспертами. В случае необходимости сменщик вручную отмечает часть набранных данных как дефектную или применяет специальные калибровки. При этом рассматриваются все многочисленные потоки данных. Например, один из потоков содержит сигналы, снятые в промежутках между событиями столкновений протонов, а значит, по определению должен быть практически пустым. По такому потоку удобно вычленять шумящие ячейки и затем маскировать их.

На второй стадии обрабатываются уже все события, в том числе составляющие поток физических данных, выявляются остаточные проблемы, упущенные во время экспресс-обработки, а также проверяется действенность принятых мер. По результатам каждой стадии заполняется специальная база данных (с дефектами, замаскированными ячейками, параметрами высокого напряжения и т. п.), используемая в дальнейшем при реконструкции. После выполнения всей процедуры обработка прогона отмечается как завершённая.

1.5 Моделирование и реконструкция событий в установке ATLAS

Для моделирования, обработки и набора данных в эксперименте ATLAS используется специально разработанная информационная среда ATHENA [50]. Важнейшей частью анализа данных является математическое моделирование методами Монте-Карло (МС) как искомым физическим процессом (в нашем случае – рождение бозона Хиггса с его распадом $h \rightarrow \nu\nu$), так и фоновых процессов. Это моделирование состоит из нескольких стадий.

Стадия 1. Моделирование физического события. Для этих целей уже десятки лет разрабатываются и улучшаются т. н. MC-генераторы, в которых задаются начальные условия для сталкивающихся протонов, матричные элементы, функции распределения партонов в нуклоне, функции фрагментации и в итоге разыгрываются полноценные события. Отметим, что розыгрыш ведётся в высоком порядке по теории возмущений. Спецификой экспериментов на LHC при высокой светимости является наложение событий, при этом каждые 25 нс искомое (как правило, с большой передачей Q^2) событие сопровождается несколькими десятками сторонних (как правило, с небольшой передачей Q^2). Соответственно, эти мягкие события тоже детально моделируются [51].

Стадия 2. Симуляция взаимодействия получившихся частиц с веществом установки. Есть несколько вариантов такого моделирования: полный и быстрый. В первом случае используется широко распространённый в физике высоких энергий пакет программ GEANT4 [52]. Итогом его работы служат оцифрованные массивы сработавших элементов детектора, содержащие энерговыделение, координаты частиц, их 4-импульс и временные характеристики. Процедура полного моделирования установки требует колоссальных затрат компьютерного времени и используется в особых случаях, более часто применяется сильно упрощённая процедура, в которой используются библиотеки электромагнитных и адронных ливней и параметризованные функции отклика детекторов [53].

Стадия 3. Восстановление событий, аналогичное тому, которое осуществляется для реальных данных. В эксперименте ATLAS реконструируются электроны, фотоны, мюоны, адронные струи, отдельно струи, содержащие c - и b -кварки, тау-лептоны и вектор недостающего поперечного импульса. Кинематические характеристики электронов и фотонов измеряются в электромагнитном калориметре, а треки электронов ещё и в магнитном поле ID. Импульсы мюонов восстанавливаются сначала в ID, а потом и в тороидальном магнитном поле мюонного спектрометра с учётом их прохождения через систему калориметров. Первичные и вторичные вершины взаимодействия реконструируются по трекам заряженных частиц, вторичные вершины, как правило, связаны с короткоживущими частицами, такими, как тау-лептоны, а также c - и b -струи. Адронные струи восстанавливаются в электромагнитных и адронных калориметрах. Наиболее сложной измеряемой величиной, для вычисления которой используются все подсистемы установки ATLAS, является вектор недостающего поперечного импульса E_T^{miss} . Отметим, что он включает в

себя не только векторную сумму импульсов всех восстановленных объектов, рассмотренных выше, но и тех «протообъектов», из которых не удалось восстановить частицы или струи (например, кластеров в калориметре, из которых не удалось построить адронную струю). С точки зрения физики, ненулевое значение E_T^{miss} означает наличие недетектируемых частиц (нейтрино или экзотических) в событии. Однако отличная от нуля восстановленная величина E_T^{miss} может быть связана и с неточным измерением энергии или импульса (т. е. разрешением установки), а также с частицами, попавшими вне области захвата установки.

На процедуру реконструкции событий расходуется существенно меньше компьютерного времени, чем на полное моделирование установки. Отметим, что размер события составляет около 1 МБ, а триггерная система позволяет записывать не более десятков млрд реальных событий в год. Число смоделированных событий – ещё в десятки раз больше, причём размер события может сильно превышать 1 МБ, поскольку записывается ещё и «истинная» информация о частицах. Записанные события могут анализироваться с помощью широко используемой физиками информационной среды ROOT [54] с надстройками ATLAS. Все указанные выше стадии обработки событий осуществляются с использованием GRID [49].

1.6 Восстановление адронных струй

Как известно, итогом фрагментации партонов (кварков или глюонов), участвовавших во взаимодействии с заметным Q^2 , являются адронные струи. В последнее время в экспериментах ATLAS и CMS использовались два типа алгоритмов их реконструкции. Первый основан на т. н. топологических кластерах, восстановленных в калориметре, а второй, более новый и перспективный, – на потоке частиц, при этом используется и трековая, и калориметрическая информация.

Рассмотрим оба алгоритма более подробно. Входными данными первого алгоритма являются энергетические топологические кластеры, построенные на основе энергосделения в тех ячейках калориметров, где наблюдается существенное превышение сигнала над средним шумом [55; 56].

Если получившаяся реконструированная поперечная энергия E_T адронной струи превышает порог 7 ГэВ, она считается восстановленной, если нет, соответствующие топологические кластеры используются только для вычисления E_T^{miss} . Процедура калибровки энергетической шкалы струй подробно описывается в [57]. Она представляет собой многоступенчатую процедуру. В качестве начальной берётся электромагнитная энергия струи, т. е. без поправок на некомпенсированность калориметров. Затем вводится коррекция на нецентральность вылета струи и на эффекты наложения событий. Выполняется абсолютная калибровка шкалы энергии, глобальная последовательная калибровка. Реальные данные дополняют калибровкой по хорошо восстановленным фотонам и Z -бозонам. Точность восстановления шкалы энергии струй (для типичного алгоритма с радиусом конуса $\Delta R = 0.4$) составляет в среднем 4.5 % при $p_T = 20$ ГэВ, 1 % при 200 ГэВ и 2 % при 2 ТэВ. Есть зависимость этой величины и от $|\eta|$. Например, для струй с $p_T = 80$ ГэВ она меняется от 1.5 % при $|\eta| = 0$ до 2.4 % при $|\eta| = 4 - 4.5$. Энергетическое разрешение к струям варьирует от ≈ 20 % при $p_T = 20$ ГэВ до 5 % при $p_T = 200$ ГэВ, см., например, [58]; при малых углах постоянный член близок к 10 %.

В алгоритме, основанном на потоке частиц [59], производится удаление всех калориметрических кластеров, связанных с треками заряженных частиц, найденных в ID. Затем реконструкция струй производится над совокупностью «объектов потока частиц» – оставшегося энерговыделения в калориметре и треков, связанных с вершиной жёсткого взаимодействия. Такой подход позволяет, во-первых, использовать информацию из трекера, в то время как энергетическое разрешение калориметра к заряженным пионам в центре детектора составляет $\sigma(E)/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3.4\% \oplus 1\%/E$, разрешение к их поперечному импульсу в среднем гораздо лучше: $\sigma\left(\frac{1}{p_T}\right) \cdot p_T = 0.036\% \cdot p_T \oplus 1.3\%$ (энергия и импульс выражены в ГэВ). Благодаря использованию трекера удаётся более точно измерить и угол вылета струи по отношению к начальным пучкам. Также расширяется чувствительность к мягким заряженным частицам с импульсами $p_T > 400$ МэВ, чьего энерговыделения не всегда бывает достаточно, чтобы преодолеть порог шума в ячейке калориметра и образовать топологический кластер. Прежде чем достигнуть калориметра, мягкие заряженные частицы могут быть вынесены магнитным полем далеко за пределы конуса восстановления «своей» адронной струи, и только по первоначальной касательной к треку можно

вернуть их вклад в струю. Наоборот, можно исключить сигнал, связанный с треками, не происходящими из вершины жёсткого взаимодействия. В то же время в алгоритме учитывается способность калориметра к реконструкции нейтральных частиц, чего нельзя сделать с помощью трекера. Для частиц, летящих вне области перекрытия трекера, тоже используется калориметрическая информация. Отметим также, что для частиц очень высокой энергии, летящих в центральную область, информация с калориметра более точная, чем с трекера (см. формулы выше).

1.7 Анализ событий в ATLAS на примере $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$

Группой HWW (в сотрудничестве с некоторыми другими группами) разработана, эксплуатируется и постоянно развивается программная база САФ для выполнения рутинных операций анализа данных. Общая идея состоит в преобразовании набора индивидуальных событий с присущими им характеристиками, такими как поперечные импульсы лептонов и адронных струй, в графики распределений и таблицы числа событий. Используется концепция вложенных директорий. Например, важные процессы, такие как рождение пар W -бозонов, подразделяются на их рождение за счёт кварков ($qqWW$) или за счёт глюонов ($ggWW$), каждому случаю соответствует свой физический генератор события. В то же время могут использоваться общие калибровки или нормировки на уровне родительской директории. Критерии отборов тоже представляются в виде вложенной древовидной структуры директорий. На определённой глубине противоположные критерии отбора сигнальной и контрольных областей будут представлены разными директориями. Анализ выполняется путём последовательного прогона четырёх сценариев, написанных на языке высокого уровня Python [60]:

- `prepare.py`. Создаётся базовая структура для реальных данных и смоделированных физических процессов, которые необходимы для конкретного анализа;
- `initialize.py`. Прочитывается полный набор входных файлов, вычисляются нормировки процессов в соответствии с количеством и весом

смоделированных событий и сечением соответствующего физического процесса;

- `analyze.py`. События, содержащиеся во входных файлах, прогоняются через всю структуру отборов. На каждом уровне отбора прошедшие события увеличивают счётчики числа событий и заполняют указанные в настройках гистограммы отдельно для каждого процесса;
- `visualize.py`. Собранная информация представляется в виде набора файлов. Счётчики объединяются в таблицы, гистограммы в графики. Возможно выполнение нормировки МС процессов (или подпроцессов) в соответствии с их соотношением с данными в контрольных областях.

Собранная с помощью `analyze.py` информация также используется для гораздо более сложной процедуры подгонки, учитывающей систематические неопределённости и вычисляющей статистическую значимость наблюдений или верхние пределы.

Глава 2. Исследование качества восстановления адронных струй в событиях с двумя лептонами в конечном состоянии

Прежде чем перейти к изучению свойств стандартного и поиску тяжёлого бозона Хиггса в канале распада $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$, мы внимательно изучили свойства адронных струй в событиях $Z \rightarrow ee$ и $Z \rightarrow \mu\mu$, которые вносят основной вклад в такое состояние. Огромная статистика таких событий позволяет выявить недостатки детектора, например, даже в таких малозаселённых областях, как в переходной области между торцевым и передними калориметрами при максимальной светимости ЛНС.

2.1 Развитие модуля профильных гистограмм

Пакет программ САФ, описанный в предыдущем разделе 1.7, обладает огромным арсеналом средств для анализа данных, начиная от построения и визуализации всевозможных гистограмм и заканчивая их сложнейшим статистическим анализом. Напомним, что он основан на информационной среде ROOT [54], которая широко используется в физике высоких энергий. Однако изначально в её рамках отсутствовал интерфейс к построению т. н. «профильных гистограмм», которые показывают зависимость среднего значения одной переменной от неусреднённого значения другой переменной. Их преимуществом является возможность одновременного визуального анализа сразу нескольких зависимостей (например, для сигнала с разной массой и нескольких фонов) на одном рисунке, тогда как в случае имевшихся в САФ двумерных гистограмм, несмотря на их другие очевидные преимущества, такой анализ сделать очень трудно.

Нами был успешно разработан пакет для построения и визуализации профильных гистограмм и, соответственно, модернизирован САФ, в том числе осуществлена поддержка возможности строить графики в логарифмическом масштабе. Помимо базовой функциональности, важно было включить автоматический выбор отображаемого на графиках диапазона оси ординат с фильтрацией значений, имеющих большие погрешности. Обычно такие значения

присутствуют в хвостах распределений, где остаётся мало событий. Тогда на профильной гистограмме отображается большое значение неопределённости среднего значения. Соответствующая точка на графике не предоставляет значимой информации, но попытка отобразить её вместе с большими значениями погрешностей расширяет диапазон по оси ординат и в итоге ухудшает воспринимаемость остальной части графика. Поэтому значения со слишком большими ошибками игнорировались, и этот диапазон рассчитывался исходя из требования уместить остальные точки вместе с их значениями неопределённости.

Чтобы определить допустимую неопределённость для точек на профильной гистограмме, мы рассматриваем распределение погрешностей всех соответствующих значений и исключаем из рассмотрения 5% из них с наибольшими ошибками. Для этого распределения вычисляются значения среднего и стандартного отклонения. Величина, равная сумме этого среднего и утроенного стандартного отклонения, определяет величину допустимой неопределённости. Для исключения избыточно жёсткой фильтрации в программе гарантируется минимально допустимая неопределённость в размере одной десятой от величины диапазона, заданного пользователем. Увидеть примеры работы данного алгоритма можно в разделе 2.2.3.

В 2020 г. за разработку пакета для построения и визуализации профильных гистограмм нами было получено Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ TQProfiles v1.1 [61].

2.2 Изучение событий $Z \rightarrow ee$ и $Z \rightarrow \mu\mu$

2.2.1 Анализ данных 2015 – 2016 гг.

Отбираются события с двумя качественно восстановленными лептонами одного аромата с инвариантной массой ($m_{\ell\ell}$) в области $m_Z \pm 10$ ГэВ. Откалиброванные струи, восстановленные алгоритмом на основе топологических кластеров, должны иметь поперечный импульс $p_T \geq 30$ ГэВ в области $|\eta| \leq 4.5$, при этом они должны пройти стандартную процедуру очистки (см. ранее Главу 1.6). Учтены систематические погрешности, связанные со струями.

Как указано нами в [10], они включают в себя большое число компонентов. Эти компоненты связаны с неточностью определения шкалы энергии струй в калориметрах и ограниченностью энергетического разрешения калориметров, с неточностью знания абсолютной нормировки в зависимости от числа струй, с неточностью процедуры калибровки энергии струй, с необходимостью вычитания вклада от сторонних струй и др. Каждый из этих двух десятков компонентов варьируется на величину $\pm 1\sigma$ от его номинального значения в каждом смоделированном событии. По этой причине анализ десятка миллионов событий требует больших затрат компьютерных мощностей (как CPU, так оперативной и дисковой памяти компьютера) и оптимизации счёта. Нам удалось создать небольшой вычислительный комплекс, который успешно справляется с таким анализом.

В Таблицах 3 и 4 показано количество событий после ограничения $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10 \text{ ГэВ}$ в зависимости от числа струй для конечных состояний ee и $\mu\mu$, соответственно. Всего было обнаружено 13.5 млн (18.3 млн) событий с двумя электронами (двумя мюонами) в данных 2015 – 2016 гг., соответствующих интегральной светимости ЛНС 36 фб^{-1} . Аббревиатура VV обозначает все процессы парного рождения векторных бозонов, исключая WW . Было проверено, что почти 100% событий VV связаны с рождением $Z\gamma$. Отношение числа реальных и смоделированных событий (data/МС) не сильно зависит от числа струй N_{jet} и составляет 1.06 (1.03) в случае ee ($\mu\mu$).

N_{jet}	WW	VV	топ	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	Полный фон	Данные	Data/МС
Любое	4.4	156	19.0	12548	0.8	12728	13545	1.06
0	2.6	86.3	0.5	9456	0.6	9546	10221	1.07
1	1.1	40.6	3.6	2220	165	2265	2384	1.05
2	0.5	18.4	7.1	633	0.06	659	687	1.04
≥ 3	0.24	10.3	7.8	239	0.02	257	252	0.98

Таблица 3 — Число событий в тыс. с $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10 \text{ ГэВ}$ в зависимости от числа адронных струй для конечного состояния ee в данных 2015 –16 гг.

Распределение по N_{jet} показано на Рисунке 2.1. Моделирование методом МС неплохо описывает данные вплоть до четырёх струй, несколько переоценивая число реальных событий для случая пяти и более струй, однако расхождение покрывается систематическими погрешностями.

N_{jet}	WW	VV	Топ	$Z \rightarrow \mu\mu$	$Z \rightarrow \tau\tau$	Полный фон	Данные	Data/MC
Любое	5.6	204	22.4	17590	1.0	17823	18318	1.03
0	3.4	115	0.6	13413	0.7	13532	13984	1.03
1	1.4	53.2	4.2	3032	0.2	3091	3132	1.01
2	0.5	23.7	8.3	834	0.07	866	884	1.02
≥ 3	0.3	12.5	9.1	312	0.02	334	318	0.95

Таблица 4 — Число событий в тыс. с $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10$ ГэВ в зависимости от числа адронных струй, для конечного состояния $\mu\mu$ в данных 2015–16 гг.

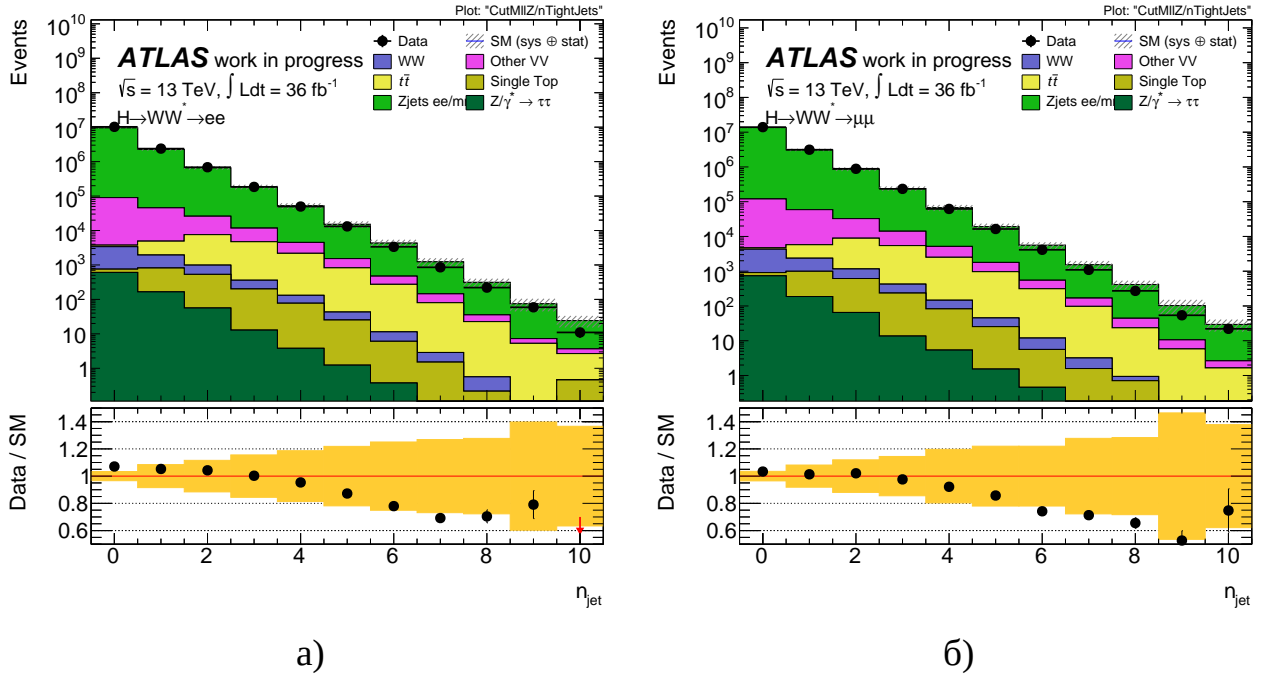


Рисунок 2.1 — Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий 2015–2016 г. Конечное состояние $Z \rightarrow ee$ (а). Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ (б)

Распределение по числу струй в специфических областях по $|\eta|$, не перекрываемых трекером ATLAS, показаны на Рисунке 2.2 для случая ee . Видно, что разница между данными и МС в обеих областях ($2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ и $3.25 \leq |\eta| \leq 4.5$) незначительна. Она получилась несколько большей для случая $\mu\mu$, но в пределах систематических погрешностей.

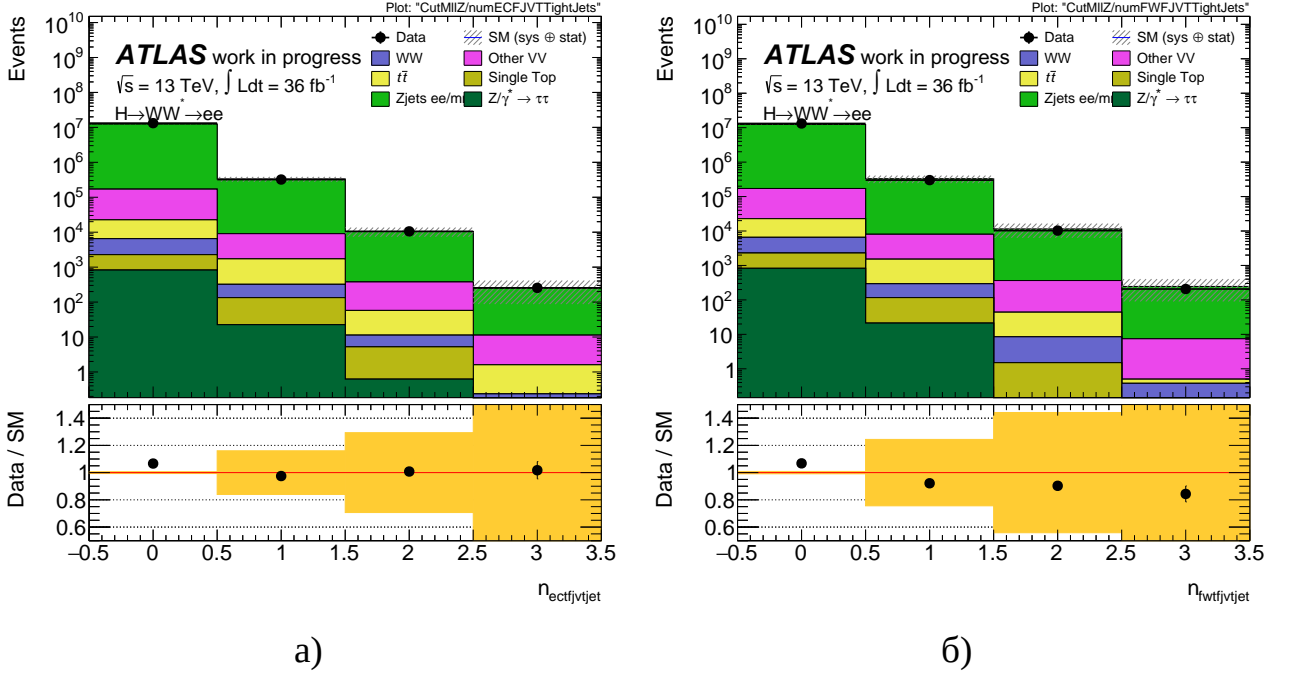
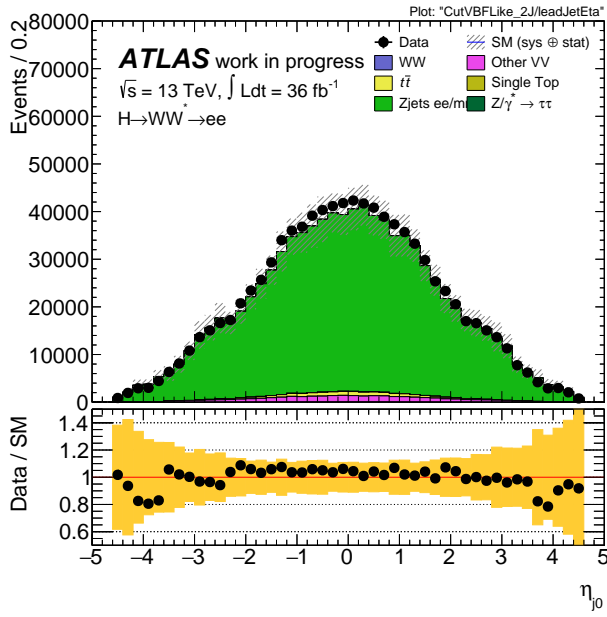
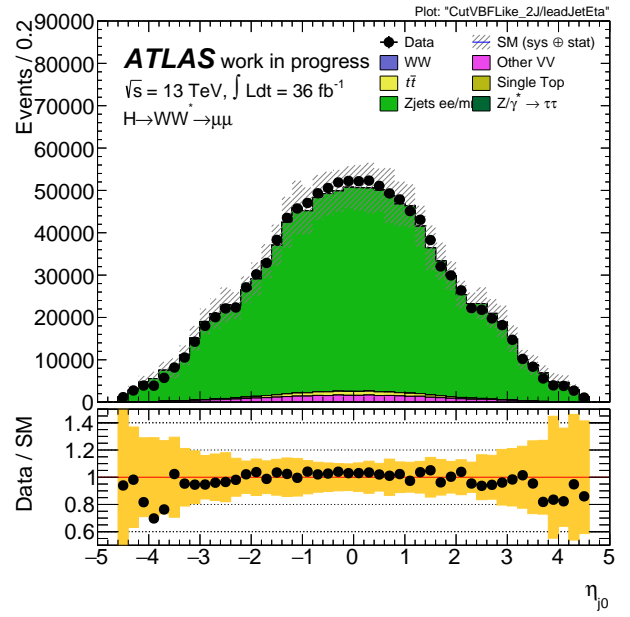


Рисунок 2.2 — Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2015 – 2016 г. в области $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ (а) и в области $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ (б)

Рисунок 2.3 показывает распределение по псевдобыстроте лидирующей струи для $N_{jet} \geq 2$. В области $|\eta| \leq 3.5$ данные и результаты моделирования согласуются друг с другом. Однако в области $3.6 \leq |\eta| \leq 4.2$ наблюдается 15%-ный дефицит событий в данных, причём резкое уменьшение отношения data/МС происходит при $|\eta| = 3.6$. Частично это может быть связано с изменением схемы калибровки энергии струй при указанном значении псевдобыстроты. С другой стороны, указанное отношение совместимо с единицей в пределах систематических погрешностей. Аналогичные спектры для второй струи показаны на Рисунке 2.4. Около $|\eta| = 2.9$ наблюдаются небольшие вторичные максимумы. Распределения в области $|\eta| \leq 3.5$ не так хорошо описываются МС, а в области $3.6 \leq |\eta| \leq 4.2$ тоже наблюдается дефицит событий в реальных данных, как и для лидирующей струи.

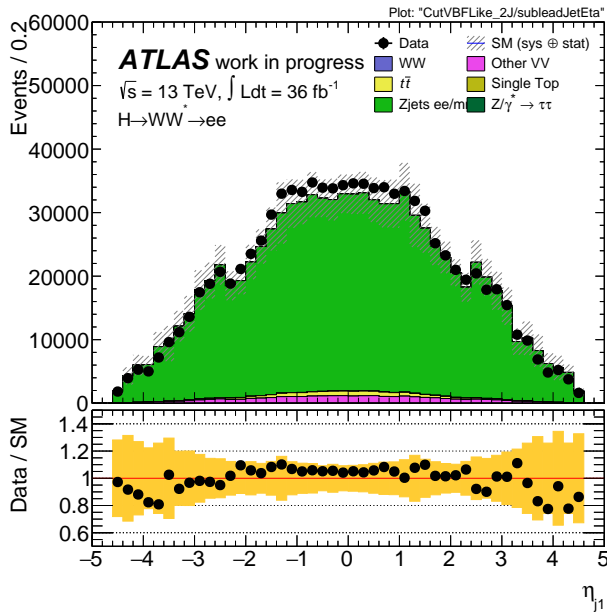


a)

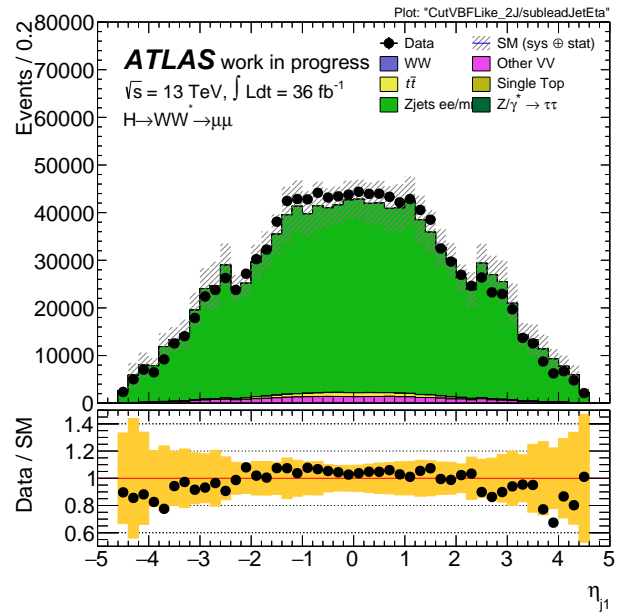


б)

Рисунок 2.3 — Распределения по псевдобыстроте лидирующей струи для событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Конечное состояние $Z \rightarrow ee$ [10] (а). Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ (б)



a)



б)

Рисунок 2.4 — Распределения по псевдобыстроте второй струи для событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Конечное состояние $Z \rightarrow ee$ (а). Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ (б)

В распределениях по поперечному импульсу лидирующей и второй струи в пределах 10% величина отношения data/МС не отличается от единицы. Заметной разницы между спектрами для ee и $\mu\mu$ конечных состояний также не было обнаружено.

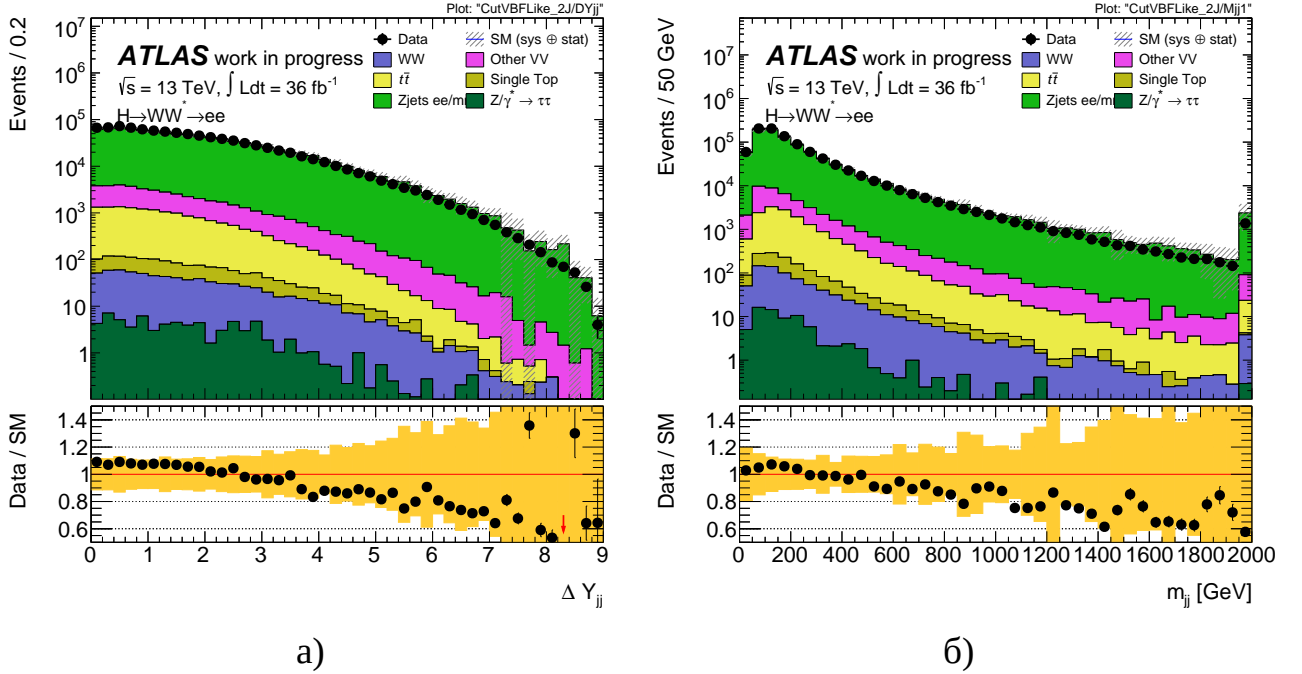


Рисунок 2.5 — Распределения по разнице быстрот лидирующей и второй струи (а) и по их инвариантным массам (б) для событий $Z \rightarrow ee$ с $N_{\text{jet}} \geq 2$

Распределения по разнице быстрот лидирующей и второй струи (Δy_{jj}) и по их инвариантным массам (m_{jj}) показаны на Рисунке 2.5. Величина отношения data/МС близка к единице в области $\Delta y_{jj} \leq 3.0 - 3.5$. Однако при больших величинах Δy_{jj} начинает появляться дефицит событий в данных, который составляет до 40% при $\Delta y_{jj} = 7$. При этом он все же покрывается систематическими ошибками. Распределения по инвариантной массе неплохо описываются моделированием в области $0 - 600$ ГэВ, но при больших m_{jj} величина отношения data/МС постепенно уменьшается, достигая величины 0.6 при $m_{jj} = 2000$ ГэВ. Наблюдаемые расхождения между реальными данными и результатами моделирования для спектров по Δy_{jj} и m_{jj} связаны с известным недостатком генератора Sherpa, который был исправлен позднее. Мы также проверили, что отличий в распределениях для ee и $\mu\mu$ конечных состояний снова не наблюдается.

Как уже было отмечено в Главе 1, особенностью экспериментов ATLAS (и CMS) на LHC является их способность надёжно реконструировать событие с искомым, как правило, жёстким взаимодействием в условиях наложения на него значительного количества, как правило, мягких, событий в одном пересечении пучков коллайдера. Мерой количества наложенных событий служит количество взаимодействий (μ), определяемое мониторами светимости.

На Рисунке 2.6 показана зависимость среднего значения множественности адронных струй от числа взаимодействий в одном пересечении банчей LHC [9]. Мы обнаружили заметный (и линейный) рост среднего числа адронных струй с увеличением μ . Видна чёткая корреляция между указанными величинами.

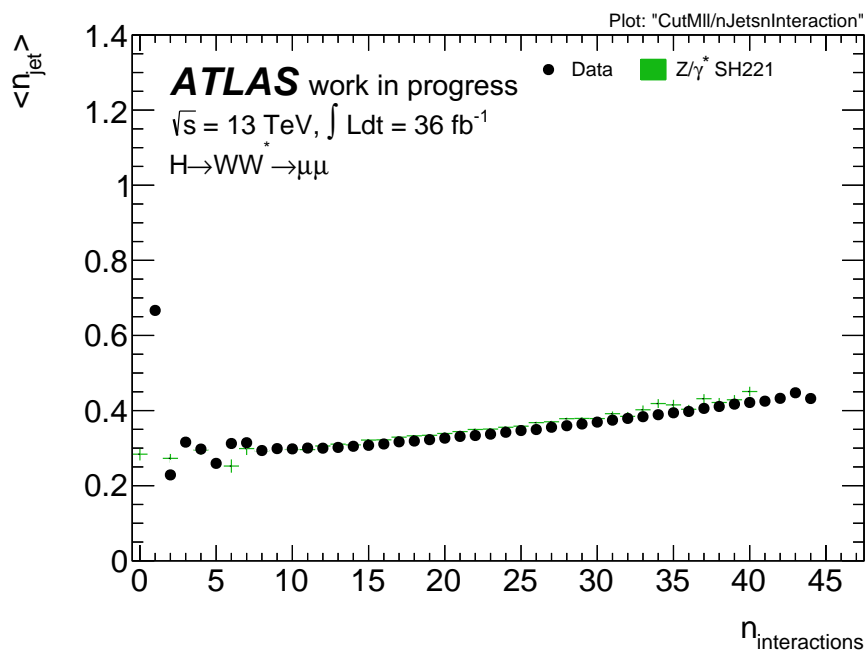


Рисунок 2.6 — Зависимость среднего значения множественности адронных струй от числа наложенных событий в одном пересечении банчей 2015 – 2016 г. Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ [9]

Чтобы лучше понять последствия эффекта наложения событий на свойства адронных струй, особенно в области, не перекрываемой трекером, мы поделили образец событий на две примерно равные части – с $\mu < 22$ и $\mu \geq 22$. Ниже представлены только результаты для конечного состояния $\mu\mu$; было проверено, что для ee получаются аналогичные результаты.

В Таблице 5 показано число событий, удовлетворяющих требованию $|m_{ee} - m_Z| \leq 10$ ГэВ, отдельно для $\mu < 22$ и $\mu \geq 22$ для конечного состояния $\mu\mu$ [62]. Аббревиатуры те же, что и в Таблицах 3–4. Видно, что величина отношения

data/МС на 5% меньше в случае $\mu \geq 22$ по сравнению со случаем $\mu < 22$; это отношение ближе к единице при больших μ . Примесь различных фонов примерно одинакова для обоих случаев.

$\mu < 22$	WW	Z γ	топ	Z $\rightarrow \mu\mu$	Z $\rightarrow \tau\tau$	Полный фон	Данные	Data/МС
Все	3.1	113	12.3	9716	0.6	9844	10299	1.05
2 струи	.29	12.8	4.6	436	0.04	453	475	1.05
$\mu \geq 22$	WW	Z γ	топ	Z $\rightarrow \mu\mu$	Z $\rightarrow \tau\tau$	Полный фон	Данные	Data/МС
Все	2.5	91.1	10.0	7910	0.4	8013	8019	1.00
2 струи	0.3	10.8	3.7	397	0.03	411	409	0.99

Таблица 5 — Число событий в тыс. с $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10$ ГэВ в зависимости от числа адронных струй для конечного состояния $\mu\mu$ для $\mu < 22$ и $\mu \geq 22$ [62]

На Рисунке 2.7 показаны распределения лидирующей струи по η . В области $|\eta| \leq 3.5$ данные и МС огласуются друг с другом. Резкое падение величины отношения data/МС на 15% в области $|\eta| = 3.6$ наблюдается в обоих случаях $\mu < 22$ и $\mu \geq 22$. Вторичные максимумы в области $|\eta| = 2.9$ заметны только в случае $\mu \geq 22$ и, вероятно, связаны с известным нетривиальным эффектом в торцевых калориметрах, который обсуждается в [27].

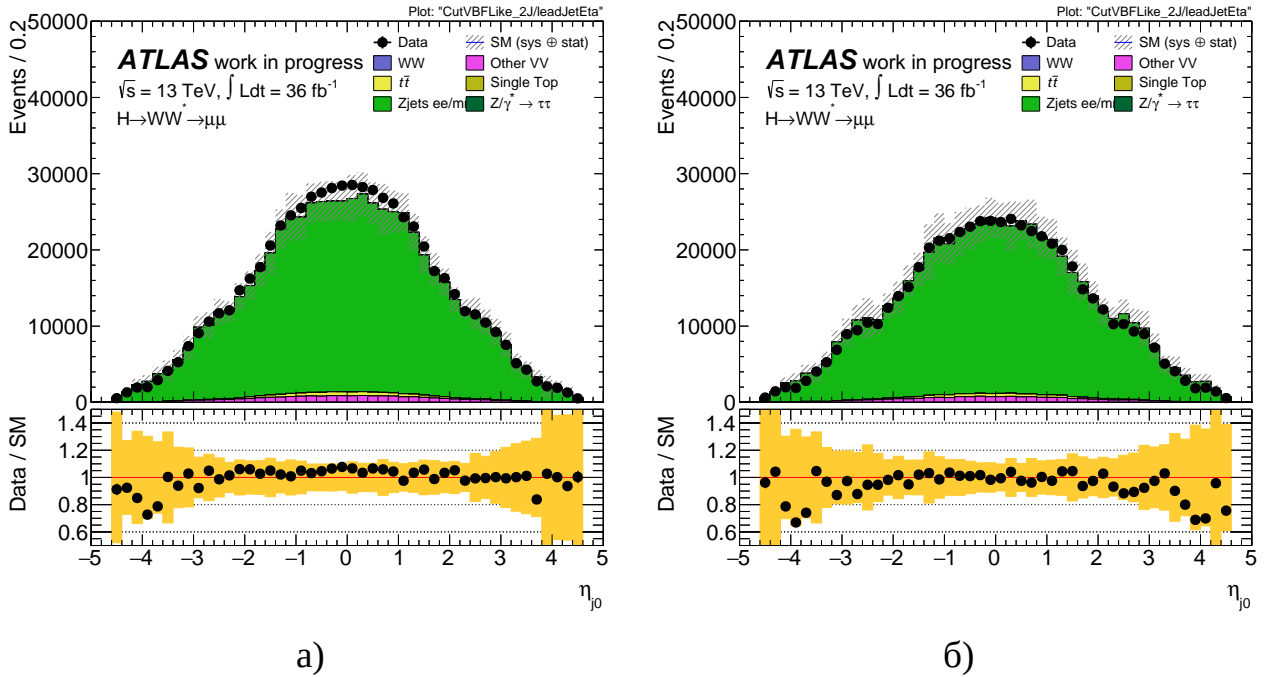


Рисунок 2.7 — Распределения по псевдобыстроте лидирующей струи для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Случай $\mu < 22$ (а). Случай $\mu \geq 22$ (б)

Аналогичные спектры для второй струи показаны на Рисунке 2.8. Здесь максимумы в области $|\eta| = 2.9$ ещё более заметны, чем для лидирующей струи. Это связано с её меньшим p_T в сравнении с лидирующей струей. Снова независимо от μ есть 15%-ный дефицит событий в реальных данных в области $3.6 \leq |\eta| \leq 4.2$, который покрывается систематическими погрешностями.

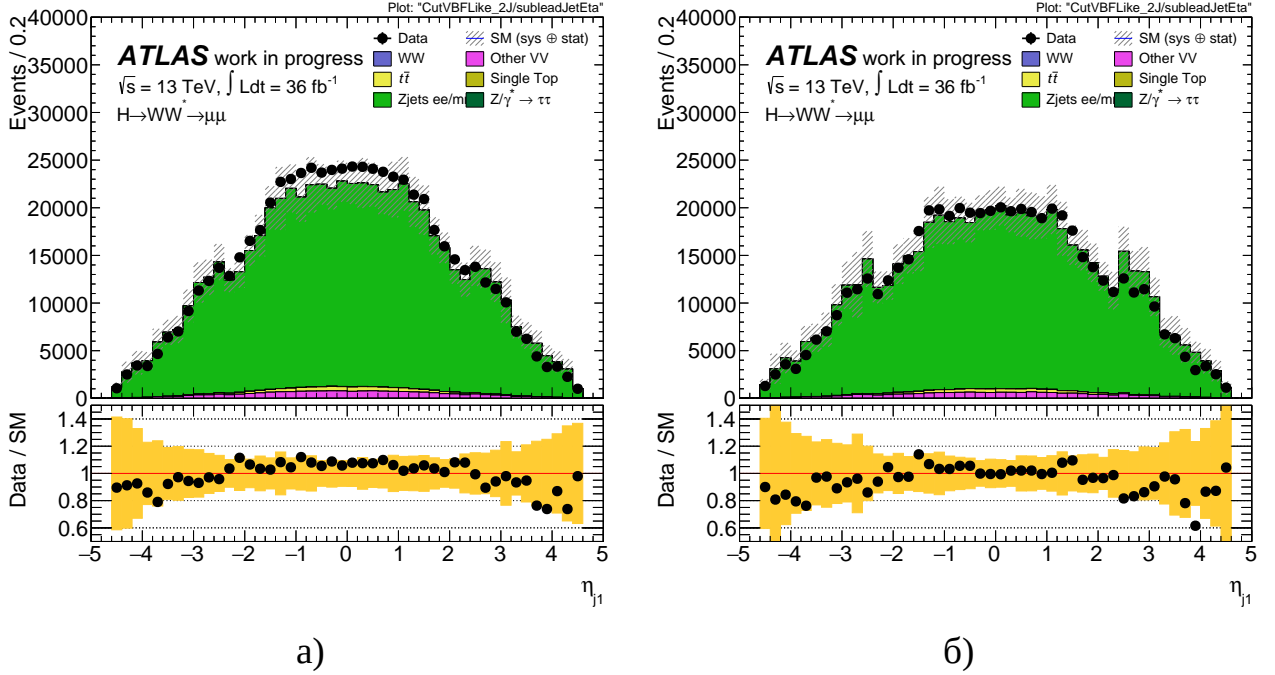


Рисунок 2.8 — Распределения по псевдобыстроте второй струи для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Случай $\mu < 22$ (а). Случай $\mu \geq 22$ (б)

В также проверенных нами распределениях по p_T лидирующих и вторых струй, по Δy_{jj} и m_{jj} при $\mu \geq 22$ никаких интересных особенностей не было обнаружено.

Рост среднего числа адронных струй от μ выражен сильнее в передней области (Рисунок 2.9 [10]) в событиях $Z \rightarrow \mu\mu$. Он по прежнему неплохо описывается МС моделированием; с другой стороны, сама множественность немного переоценена в МС.

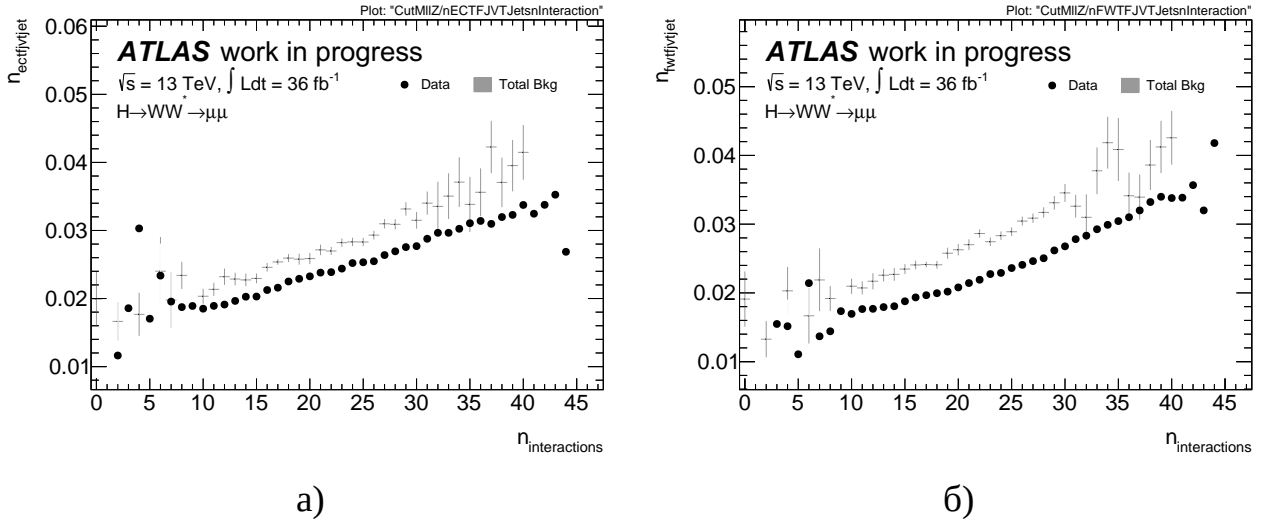


Рисунок 2.9 — Зависимость среднего числа адронных струй в области $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ (а) и в области $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ (б) от μ для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ 2015 – 2016 г. [10]

Таким образом, проведено сравнение свойств адронных струй в реальных и смоделированных событиях с двумя мюонами или двумя электронами в конечном состоянии. Оно основано на полной статистике $Z \rightarrow ee$ и $Z \rightarrow \mu\mu$ событий, набранных в экспозициях 2015 – 2016 гг. при 13 ТэВ. Были учтены все систематические погрешности, связанные с адронными струями. Оказалось, что:

- величина отношения data/МС оказалась равной 1.06 (1.03) для случаев ee ($\mu\mu$), соответственно, и практически не зависит от множественности адронных струй N_{jet} ;
- распределения по N_{jet} в целом неплохо воспроизводятся МС-моделированием, небольшие расхождения наблюдаются только в передней области псевдобыстрот, не перекрываемых трекером. Однако указанные расхождения лежат в пределах систематических погрешностей;
- кинематические спектры адронных струй хорошо моделируются, за исключением переменных Δy_{jj} и m_{jj} . Для последних двух переменных при больших их величинах наблюдается существенный дефицит событий в данных по сравнению с МС, который обнаружили и представители других групп сотрудничества ATLAS. Этот дефицит связан с известными недостатками генератора Sherpa;

- были специально изучены области около $|\eta| = 2.9$ и 3.6 , где можно было ожидать сложностей с поведением торцевых и передних калориметров, соответственно, при высокой светимости LHC. Небольшие проблемы при $|\eta| = 2.9$ наблюдаются лишь при очень больших μ . В области $|\eta| = 3.6$ наблюдается резкое падение отношения data/MC ratio, что может быть частично связано с изменением схемы энергетической калибровки струй в этой области.

2.2.2 Сравнение двух алгоритмов восстановления адронных струй на основе данных 2017 – 2018 гг.

В 2017 – 2018 гг. светимость LHC была существенно увеличена по сравнению с 2016 г., что позволило набрать почти втрое большую статистику за указанные два года по сравнению с периодом 2015 – 2016 гг. Однако, как уже было отмечено, повышение светимости приводит к росту среднего числа взаимодействий в одном пересечении пучков (μ) и усложняет реконструкцию событий, в частности адронных струй, особенно вне области перекрытия трекера. По этой причине специалистами был разработан новый алгоритм их восстановления на основе потока частиц (EMPFLOW), существенно более устойчивый к эффекту наложения событий, чем основанный на топологических кластерах EMTo (см. раздел 1.6). Ниже представлены проведённые нами результаты детальной проверки нового алгоритма на событиях с двумя лептонами одного знака. Сначала процедура проверки была отлажена на данных 2015 – 2016 г., и было показано, что эта новая версия может быть использована для физического анализа данных по бозону Хиггса. Следует также отметить, что по техническим причинам схема циркуляции сгустков на LHC в 2017 г. была нестандартной, и опробовалась процедура выравнивания светимости (такая процедура будет активно использоваться во время Run3), что не было отражено в моделировании. По этой причине мы приводим отдельно результаты обработки данных 2017 и 2018 гг. и их сравнение с результатами моделирования. Систематические погрешности, связанные с адронными струями, в данном исследовании не оценивались.

В 2017 г. (2018 г.) всего было восстановлено 15.8 млн (20.5 млн) событий $Z \rightarrow ee$ после ограничения $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10$ ГэВ на статистике, соответствующей интегральной светимости 44 фб^{-1} (58 фб^{-1}), соответственно. Аналогичное число для состояния $Z \rightarrow \mu\mu$ составило 21.4 млн (27.6 млн). Существенно большее количество событий $Z \rightarrow \mu\mu$ по сравнению с $Z \rightarrow ee$ связано с более высокой эффективностью реконструкции мюонов по сравнению с электронами (см. раздел 1.5). Таким образом, при 13 ТэВ на статистике, эквивалентной 139 фб^{-1} , было восстановлено более 100 млн распадов $Z \rightarrow \ell\ell$. Отметим, что в моделировании нами был добавлен неучтённый ранее вклад от $W \rightarrow \ell\nu$, который составляет в среднем около 1%, он несколько больше для конечного состояния ee . Для случая EMPFlow величина отношения data/МС хорошо согласуется с единицей при $N_{\text{jet}} \leq 2$. Было также проверено, что для случая ЕМТоро оно близко к единице лишь для $N_{\text{jet}} \leq 1$, но составляет 1.07 для $N_{\text{jet}} \geq 2$.

Ниже результаты сравнения двух алгоритмов адронных струй показаны на примере данных $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Спектры по множественности струй показаны на Рисунке 2.10. Для случая EMPFlow МС хорошо описывает данные для $0 \leq N_{\text{jet}} \leq 3$, согласие намного хуже для случая ЕМТоро.

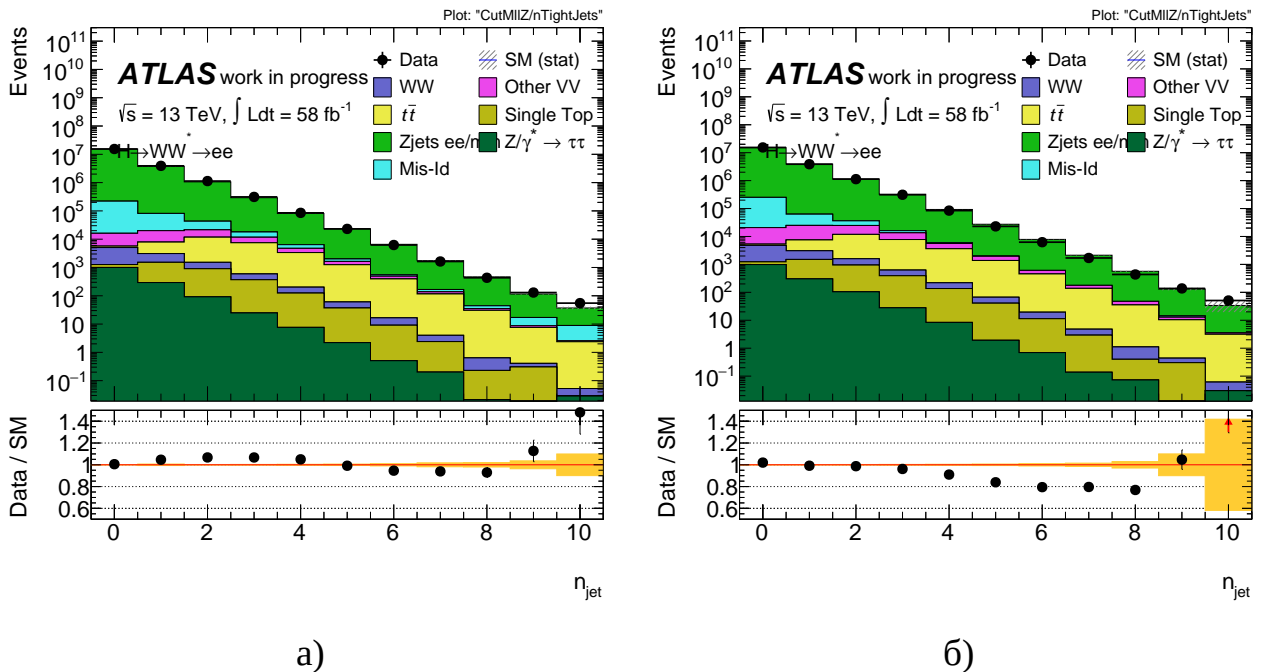


Рисунок 2.10 — Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

Распределения по числу струй, имеющих $|\eta| \geq 2.75$, показаны на Рисунке 2.11 и Рисунке 2.12. Для случая EMPFlow данные довольно неплохо

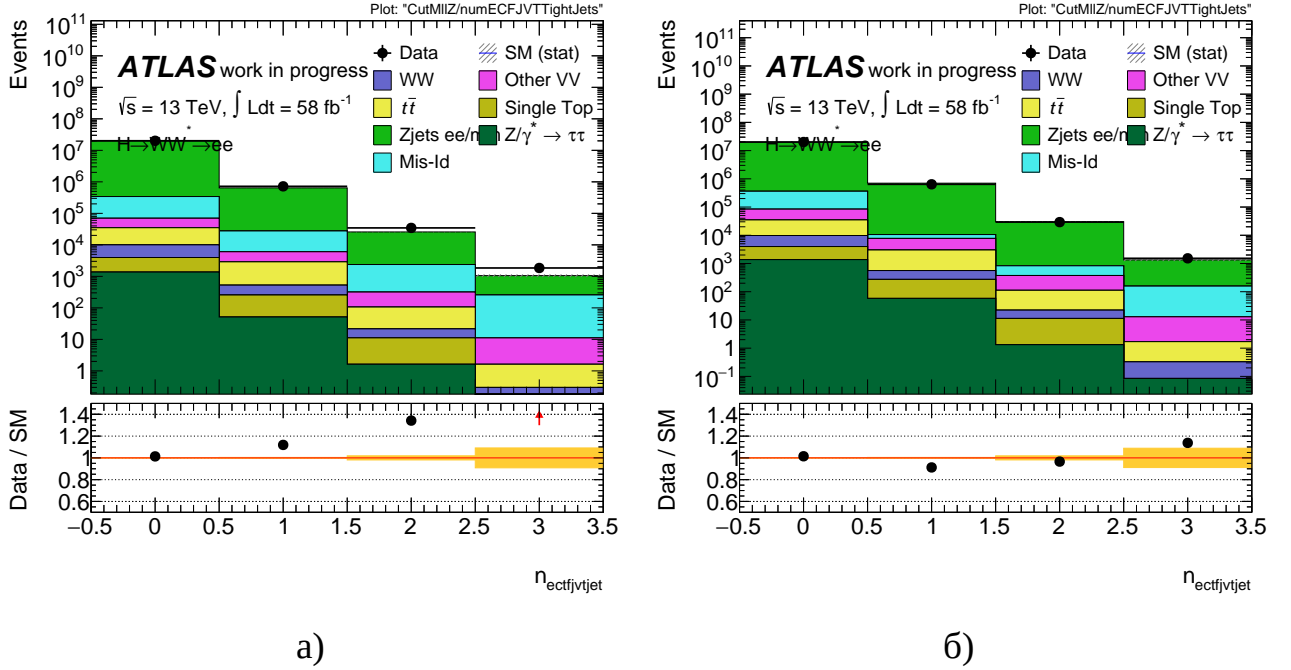


Рисунок 2.11 — Распределение по множественности адронных струй с $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

воспроизводятся моделированием, если $0 \leq N_{\text{jet}} \leq 2$ в интервале $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$, тогда как отношение data/МС для $N_{\text{jet}} = 2$ в случае EMТоро составляет 1.4. Для струй, летящих в передний калориметр, т. е. в интервал $3.25 \leq |\eta| \leq 4.5$, МС разумно согласуется с данными при $0 \leq N_{\text{jet}} \leq 2$ ($N_{\text{jet}} \leq 1$) для струй, восстановленных EMPFlow (EMТоро) алгоритмами, соответственно.

На Рисунке 2.13 показаны распределения лидирующих струй по η в событиях с $N_{\text{jet}} \geq 2$. В центральной области псевдобыстрот согласие данных и МС неплохое для обоих случаев, однако при больших $|\eta|$ расхождения между данными и МС заметно существеннее для случая EMТоро, так при $|\eta| \geq 4.0$ наблюдается 20–30% избыток событий в реальных данных. Для случая EMPFlow, наоборот, есть тенденция к $\approx 10\%$ дефициту событий в передней области. Видны также вторичные максимумы около $|\eta| = 2.9$, при этом они неплохо описываются моделированием только в случае EMPFlow. Аналогичные выводы можно сделать для распределений вторых струй по псевдобыстроте (см.

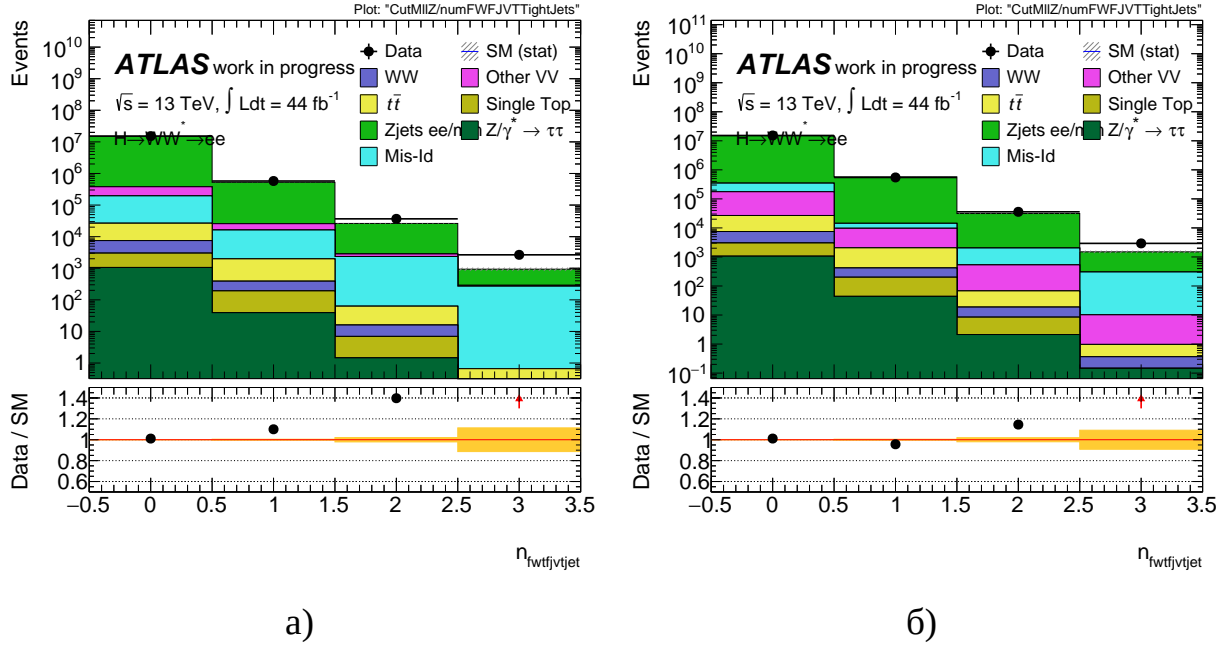


Рисунок 2.12 — Распределение по множественности адронных струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

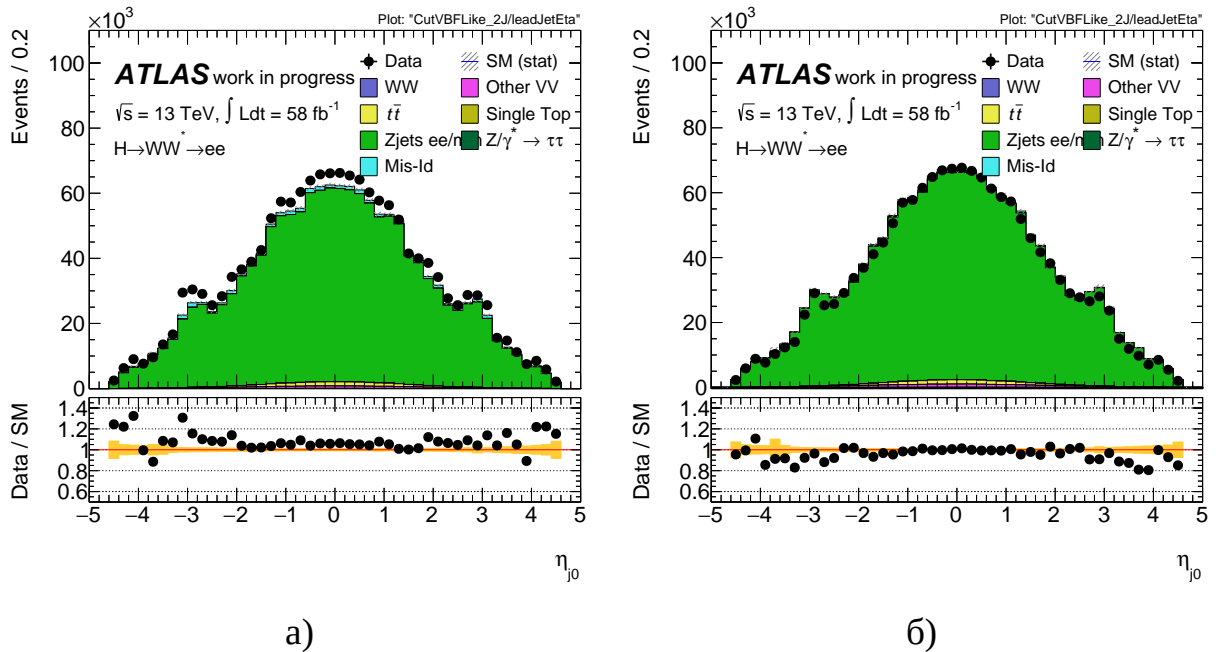
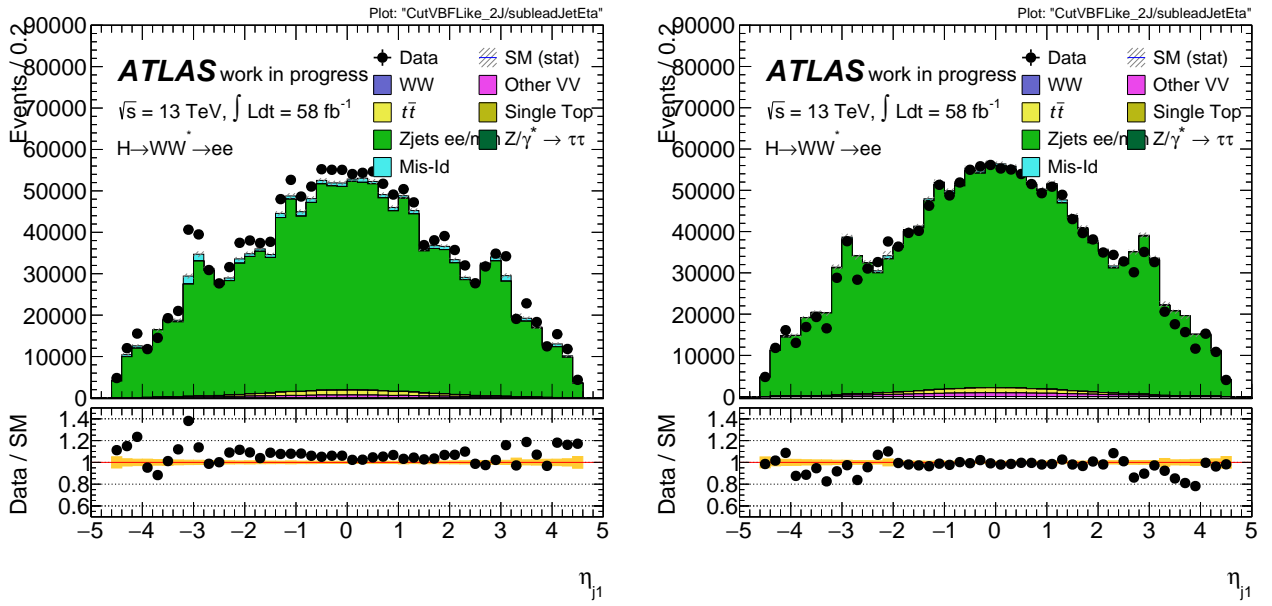


Рисунок 2.13 — Распределение по псевдобыстроте первой струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{jet} \geq 2$. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

Рисунок 2.14 [11]), причём максимумы около $|\eta| = 2.9$ ещё более заметны. Они



а)

б)

Рисунок 2.14 — Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$ [11]. Струи восстановлены алгоритмом EMTopo (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

связаны с эффектом наложения событий (см. далее).

Мы также проверили, что распределения по поперечным импульсам первой и второй струй неплохо описываются МС, причём даже несколько лучше для случая EMPFlow.

Спектры по разнице быстрот первой и второй струи Δy_{jj} приведены на Рисунке 2.15. Для случаев EMTopo (EMPFlow) отношение data/МС демонстрирует известный наклон вниз, связанный с недостатками генератора Sherpa, вплоть до величин $\Delta y_{jj} = 4$ (6), соответственно. Однако при больших значениях наблюдается обратный ход этого отношения. Похожий наклон виден и в распределениях по m_{jj} , причём тенденция к обратному ходу наблюдается только для случая EMTopo. Это связано с большей чувствительностью к эффекту наложения событий для струй, восстановленных EMTopo алгоритмом, чем алгоритмом EMPFlow.

Чтобы лучше понимать последствия эффекта наложения событий, интересно исследовать зависимость средних значений переменных, характери-

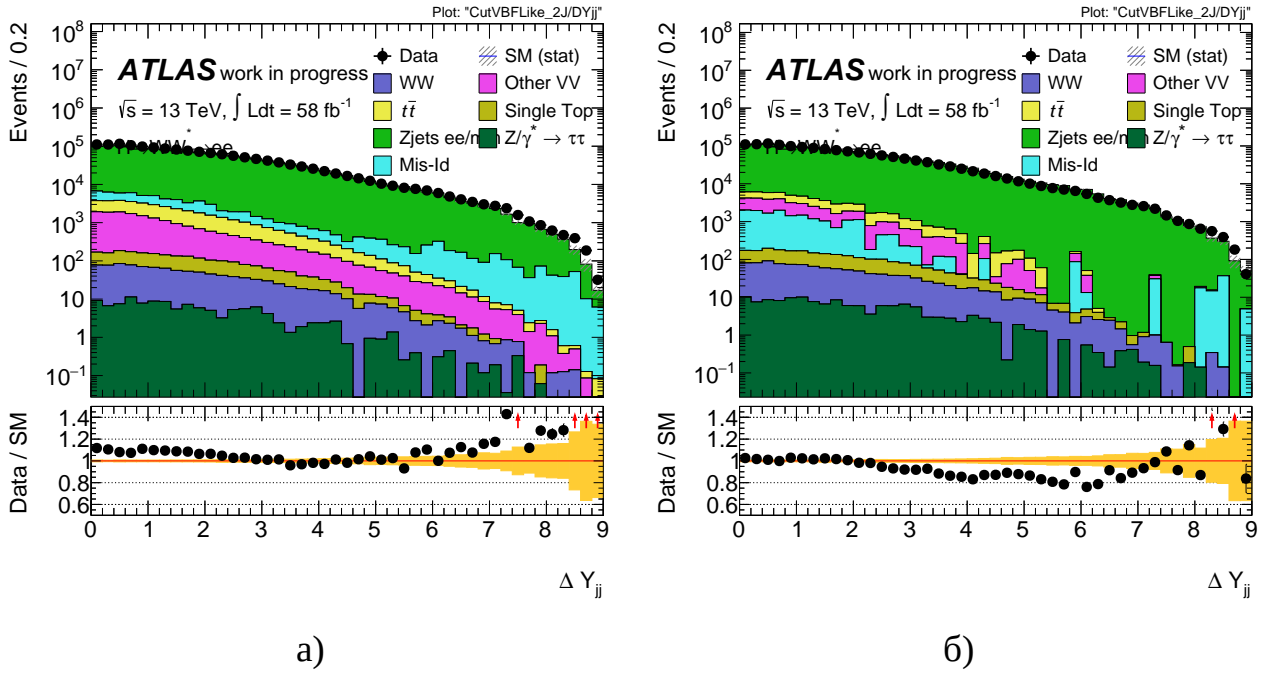
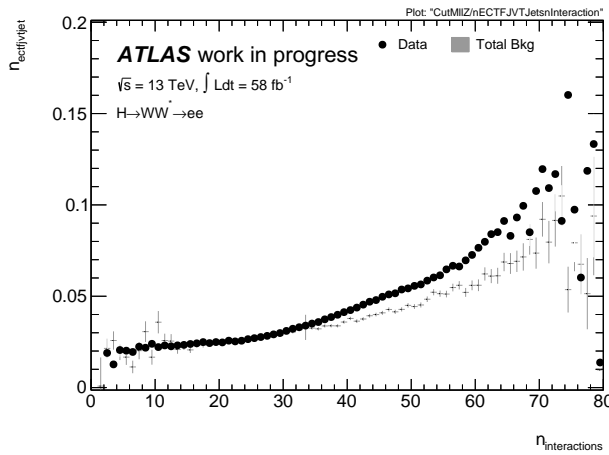


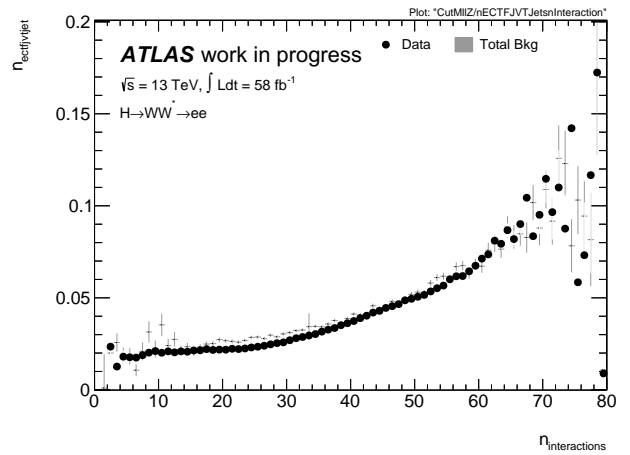
Рисунок 2.15 — Распределение по разнице быстрот лидирующей и второй струй после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Струи восстановлены алгоритмом EMTopo (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

зующих свойства адронных струй, от числа взаимодействий в одном пересечении пучков (μ). Видно, что среднее число струй, летящих в область $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$, сначала линейно зависит от μ (до значений около 40), а затем – параболически (Рисунок 2.16). Хотя упомянутый линейный рост воспроизводится MC во всех случаях, нелинейная часть неплохо описывается лишь для алгоритма EMPFlow. Похожие выводы можно сделать и для передних струй (Рисунок 2.17).

Известно, что струи, связанные с эффектом наложения событий (сторонние струи), имеют обычно меньшую величину p_T по сравнению со струями, идущими из вершины жёсткого (искомого) взаимодействия. Напомним, что по умолчанию нижний порог на поперечный импульс составляет 30 ГэВ как для лидирующей, так и для второй струи. Мы также посмотрели результаты при более высоком пороге 35 ГэВ. Для примера спектры по η в этом случае представлены на Рисунке 2.18 и Рисунке 2.19; для случая EMTopo спектры в передней области лучше описываются расчётами, чем при 30 ГэВ, тогда как в случае EMPFlow это описание неплохое при обеих величинах порога.

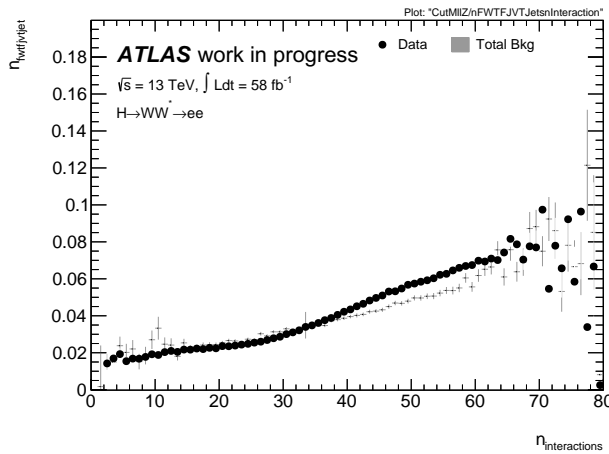


a)

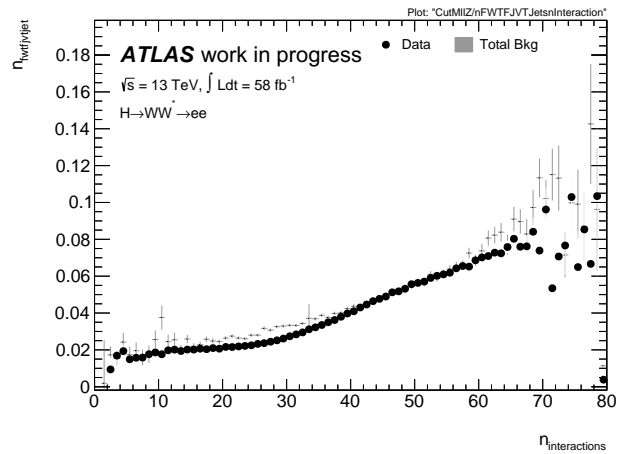


б)

Рисунок 2.16 — Зависимость средней множественности адронных струй с $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ от μ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

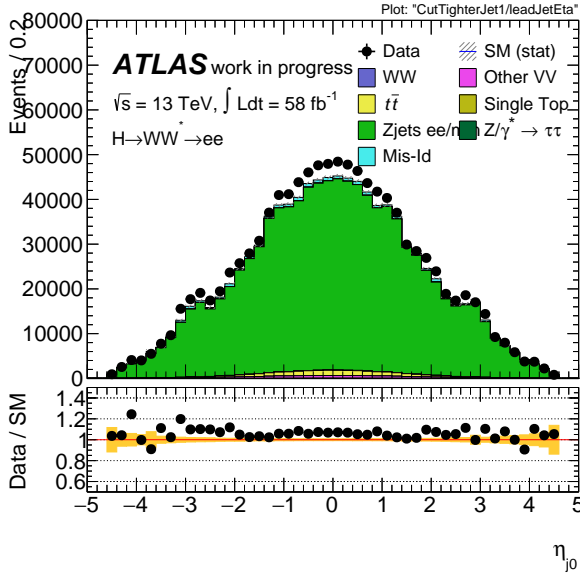


a)

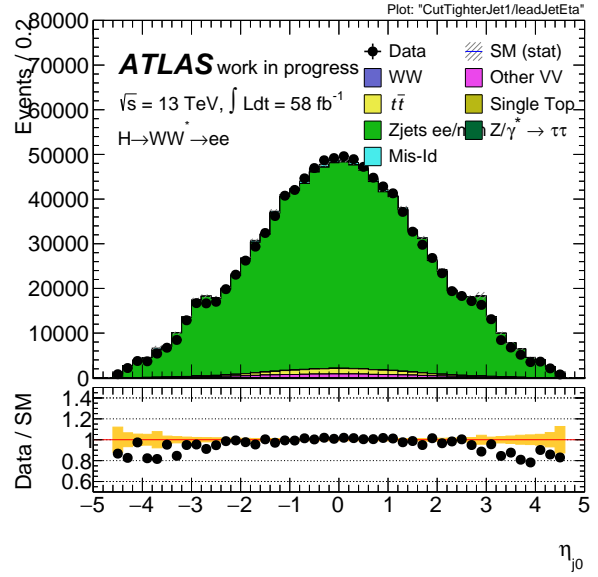


б)

Рисунок 2.17 — Зависимость средней множественности адронных струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ от μ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

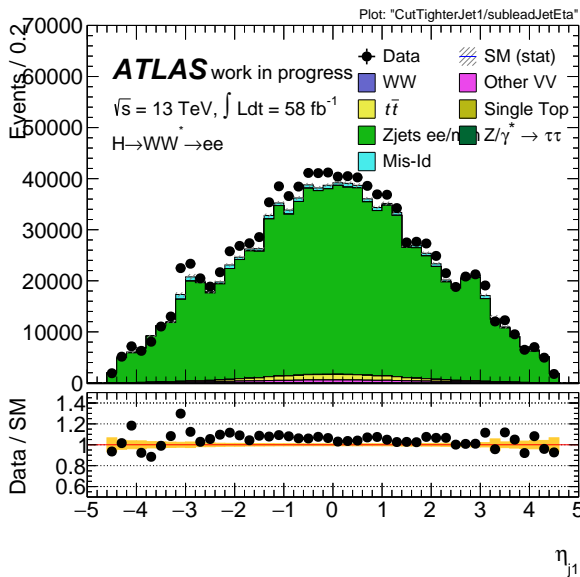


a)

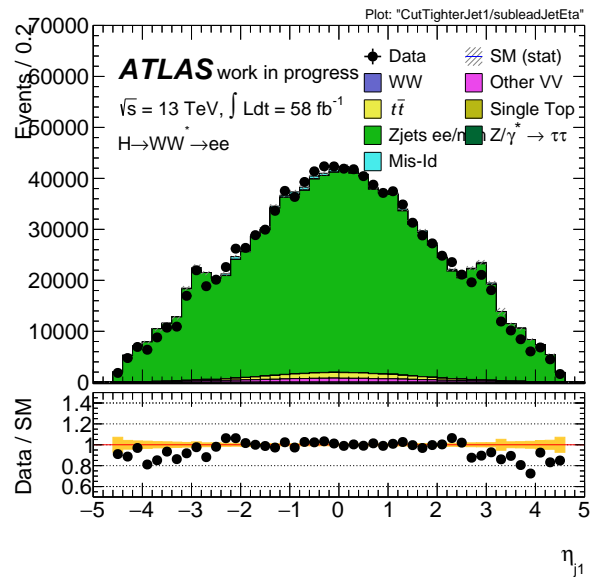


б)

Рисунок 2.18 — Распределение по псевдобыстроте лидирующей струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$ при нижнем пороге 35 ГэВ на поперечный импульс первых двух струй. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)



a)



б)

Рисунок 2.19 — Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$ при нижнем пороге 35 ГэВ на поперечный импульс первых двух струй. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMPFlow (б)

Все характеристики адронных струй, представленные в этом разделе для событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г., также проверялись и для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г., они смотрелись и для двухлептонных событий, набранных в 2017 г.

Таким образом, для дальнейшего анализа был выбран алгоритм восстановления струй EMPFlow вместо ранее используемого EMToro. Были сделаны следующие выводы:

- множественности струй лучше описываются MC для случая EMPFlow, чем для случая EMToro, особенно в области больших псевдобыстрот, где нет трекера;
- распределения струй по псевдобыстроте показывают существенный избыток данных в передней области для случая EMToro, и наоборот, наблюдается некоторый недостаток данных для случая EMPFlow;
- при $|\eta| = 2.9$ наблюдаются небольшие вторичные максимумы, которые неплохо воспроизводятся MC только для случая EMPFlow;
- среднее число струй, особенно летящих под малыми углами, растёт с числом взаимодействий в одном пересечении пучков, причём при малых и средних (больших) μ зависимость от него оказалась линейной (нелинейной), соответственно. Линейный рост неплохо воспроизводится моделированием, а нелинейный хуже описывается MC, особенно для случая EMToro;
- повышение нижнего порога на p_T струй уменьшает расхождения data/MC для случая EMToro, для случая EMPFlow аналогичная процедура не приводит к заметным изменениям и описание данных остаётся удовлетворительным.

2.2.3 Анализ данных 2017 – 2018 гг. с алгоритмом восстановления струй EMPFlow

Был проведён обновлённый анализ данных 2017 – 2018 гг. с алгоритмом восстановления струй EMPFlow. Ниже в основном приводятся результаты анализа данных с двумя электронами 2017 г. и двумя мюонами 2018 г.

В качестве примера в Таблице 6 показано число событий после ограничения $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10$ ГэВ при разных множественностях струй для данных ee 2017 г. [11].

N_{jet}	VV	топ	$Z \rightarrow ee$	$W \rightarrow e\nu$	Полный фон	Данные	Data/МС
Любое	195	22.9	15206	165	15589	15810	1.01
0	107	0.607	11122	137	11367	11643	1.02
1	51.3	4.3	2912	21.1	2989	2956	0.99
2	23.6	8.3	844	5.6	881	872	0.99
≥ 3	13.3	9.7	327	1.6	352	339	0.96

Таблица 6 — Число событий в тыс. с $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 10$ ГэВ в зависимости от N_{jet} для конечного состояния $Z \rightarrow ee$ в данных 2017 г. [11]

Отношение data/МС близко к единице, лишь для случая $N_{\text{jet}} \geq 3$ оно уменьшается до ≈ 0.95 . Отметим, что вклад от процесса $W \rightarrow \ell\nu$ составляет около 1% (он несколько больше для случая ee , чем для случая $\mu\mu$). Напомним, что этот вклад связан с дополнительными лептонами от полулептонных распадов очарованных или прелестных частиц или с неверной идентификацией струй как лептонов. Доля событий с парным рождением векторных бозонов (VV) растёт с 1% при отсутствии струй до 4% при $N_{\text{jet}} \geq 3$ и связана в основном с процессами совместного рождения фотона и Z -бозона. Отметим, что абсолютное отношение data/МС получилось на 3% меньше для событий $Z \rightarrow \mu\mu$, чем для $Z \rightarrow ee$, и не зависит от числа струй. Возможно, это связано с неточностью знания светимости ЛНС. Распределение струй по множественности показано на Рисунке 2.20. Наблюдается неплохое согласие между данными и результатами их моделирования в случае отсутствия или небольшого числа адронных струй, тогда как для многоструйных событий виден некоторый дефицит событий.

Спектры по числу струй, летящих под малыми полярными углами, показаны на Рисунке 2.21 и Рисунке 2.22. В случае, если струи летят в область $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ (Рисунок 2.21), наблюдается хорошее согласие данных и МС при $N_{\text{jet}} = 0$ или 2. Правда, есть небольшой избыток (дефицит) в моделировании, если $N_{\text{jet}} = 1$ (3).

Множественность струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ (Рисунок 2.22) в случае, если $N_{\text{jet}} \leq 1$ неплохо воспроизводится моделированием. Для ee данных 2017 г. наблюдается избыток данных над МС при $N_{\text{jet}} \geq 2$, тогда как для данных $\mu\mu$ 2018 г. [11] он виден только при $N_{\text{jet}} = 3$. Указанное обстоятельство, вероятно,

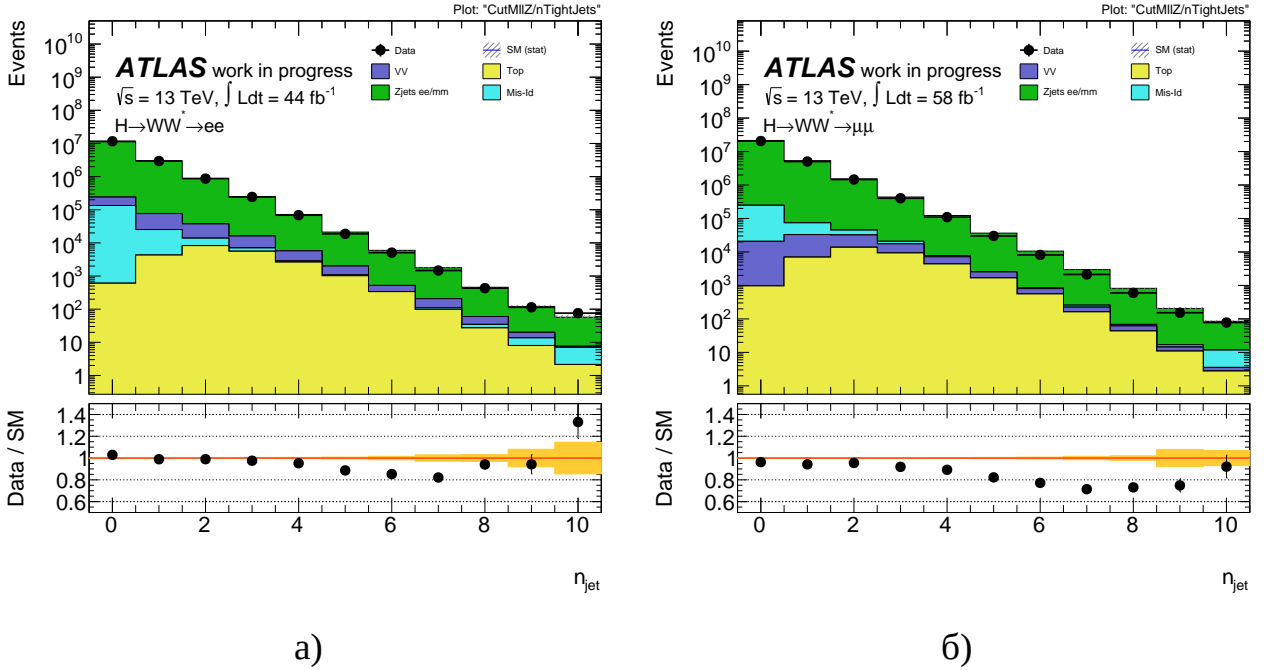


Рисунок 2.20 — Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

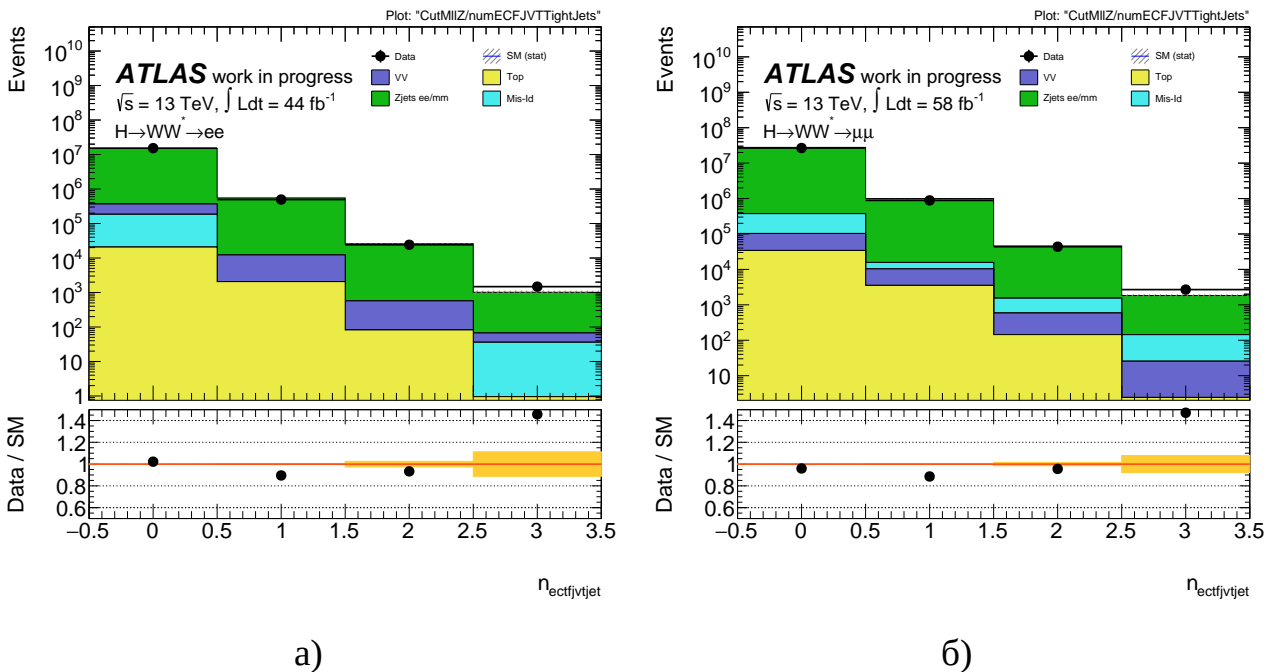


Рисунок 2.21 — Распределение по множественности адронных струй с $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ после предварительного отбора. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

связано с упомянутой ранее нестандартной схемой организации сгустков в 2017 г., которая не была заложена в моделирование, или с процедурой выравнивания светимости, которая проводилась тоже только в 2017 г. и не учитывалась в МС.

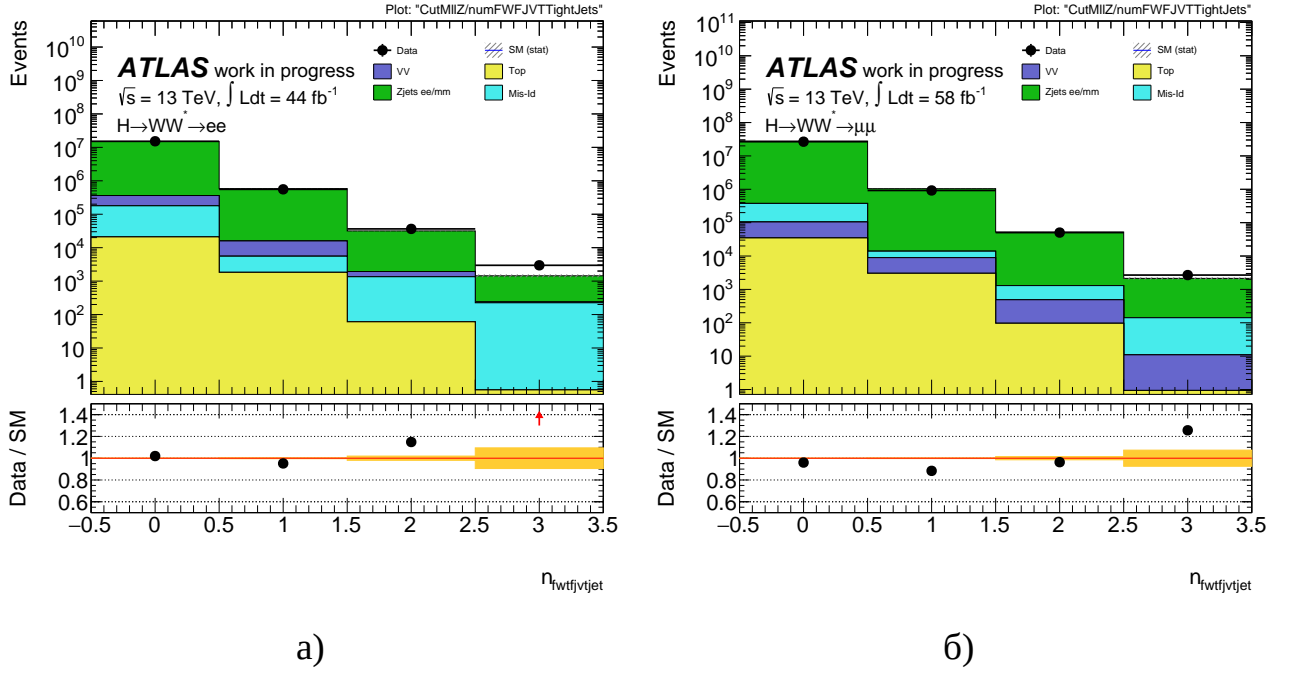
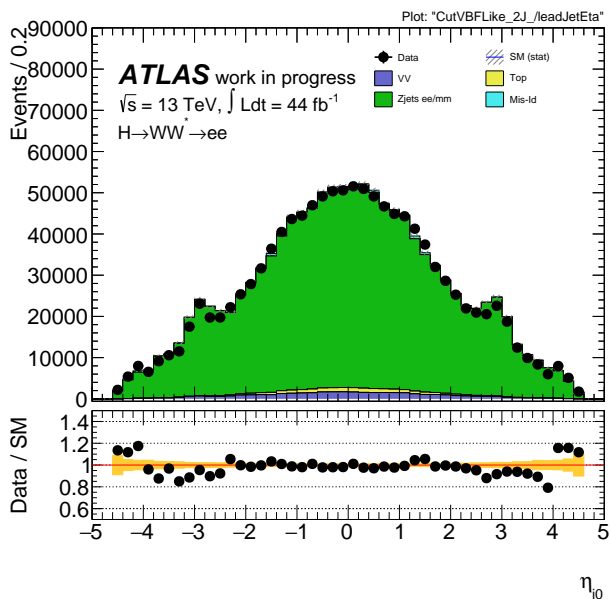


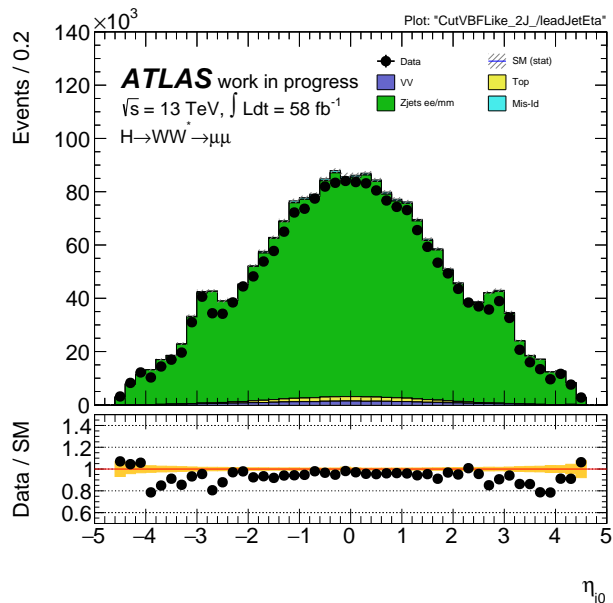
Рисунок 2.22 — Распределение по множественности адронных струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ после предварительного отбора. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

На Рисунке 2.23 показано распределение по η лидирующей струи в событиях с $N_{\text{jet}} \geq 2$. В области $|\eta| = 2.9$ видны вторичные максимумы, которые хорошо описываются МС; качество описания спектров неплохое и в области $|\eta| \leq 2.5$. Виден 10–20% дефицит в данных при $3 \leq |\eta| \leq 4$, при больших псевдобыстротах есть 20% избыток в данных 2017 г. и хорошее согласие данных и МС для данных 2018 г.

Анлогичные спектры для вторых струй представлены на Рисунке 2.24. Здесь максимумы при $|\eta| = 2.9$ более ярко выражены, чем для лидирующих струй, но они также описываются МС. В центральной области псевдобыстрот отношение data/МС близко к единице, как и для лидирующих струй, есть заметный дефицит данных в области $3 \leq |\eta| \leq 4$ и 20% избыток событий в данных 2017 г. при $|\eta| \geq 4$.

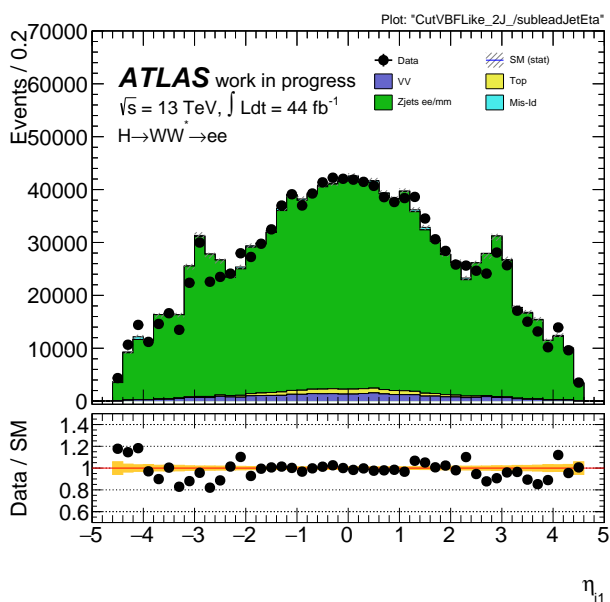


а)

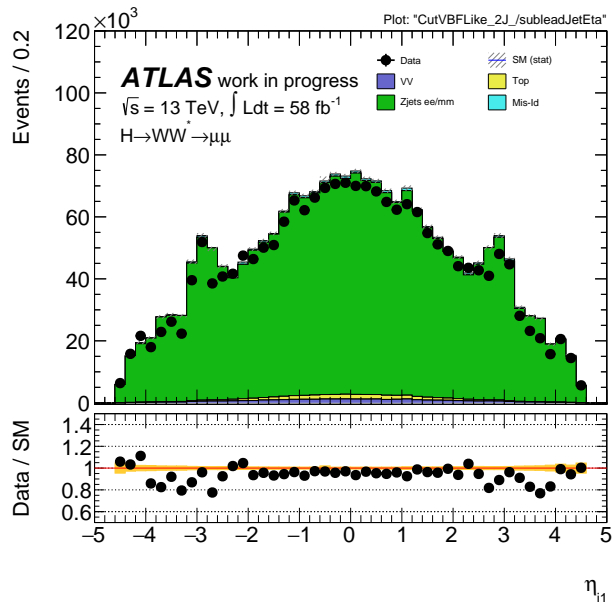


б)

Рисунок 2.23 — Распределение по псевдобыстроте лидирующей струи после предварительного отбора событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)



а)



б)

Рисунок 2.24 — Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий для событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

В распределениях по поперечному импульсу лидирующих струй отношение data/МС отличается от единицы не более, чем на 5% между 30 и 250 ГэВ. Для вторых струй согласие между данными и МС неплохое – вплоть до 150 ГэВ.

Распределения по разнице быстрот лидирующей и второй струй Δy_{jj} и их инвариантной массе m_{jj} показаны на Рисунке 2.25 и Рисунке 2.26. Отношение data/МС имеет отрицательный наклон и достигает величины 0.8 при $\Delta y_{jj} = 5$ и при $m_{jj} = 1000$ ГэВ, что связано с уже упомянутой проблемой в генераторе Sherpa. Однако при больших величинах Δy_{jj} и m_{jj} этот наклон не только исчезает, но и появляется избыток событий в данных (особенно 2017 г.) в большей степени в спектрах по Δy_{jj} .

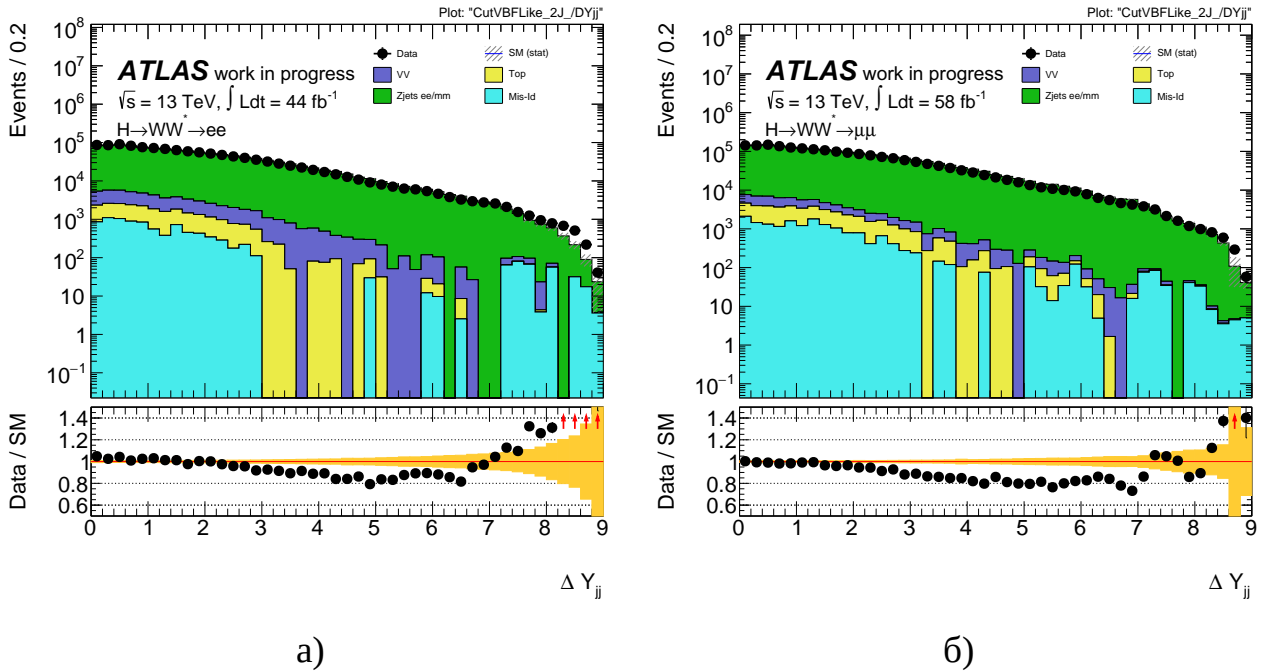
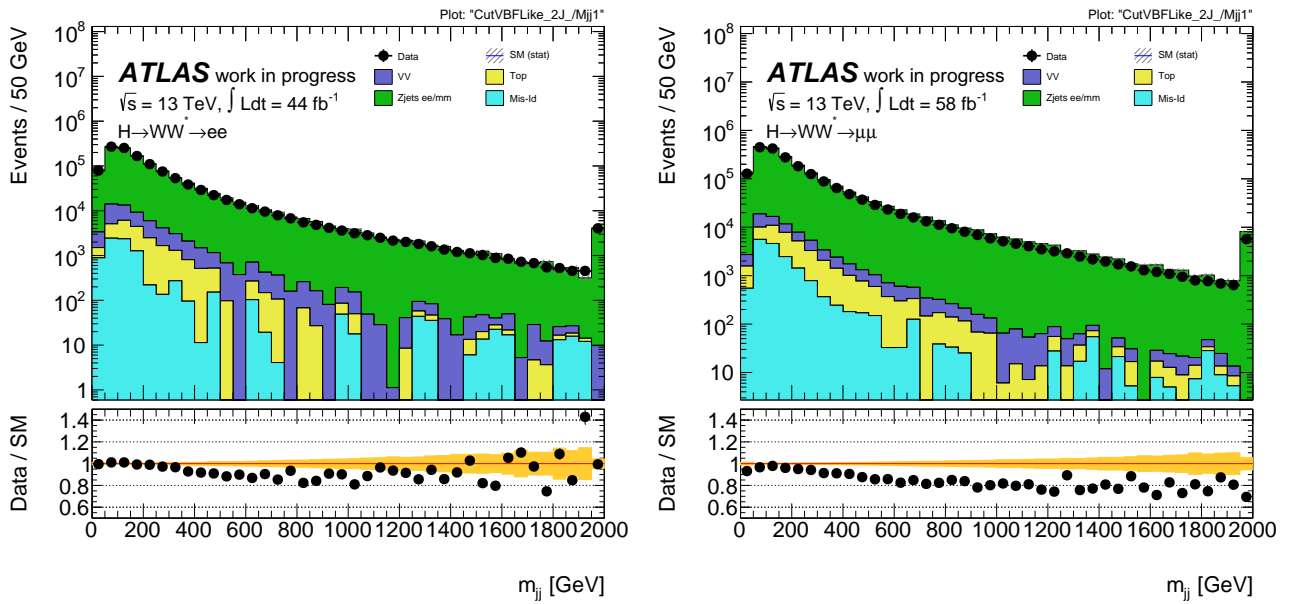


Рисунок 2.25 — Распределение по разнице быстрот лидирующей и второй струи после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{jet} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

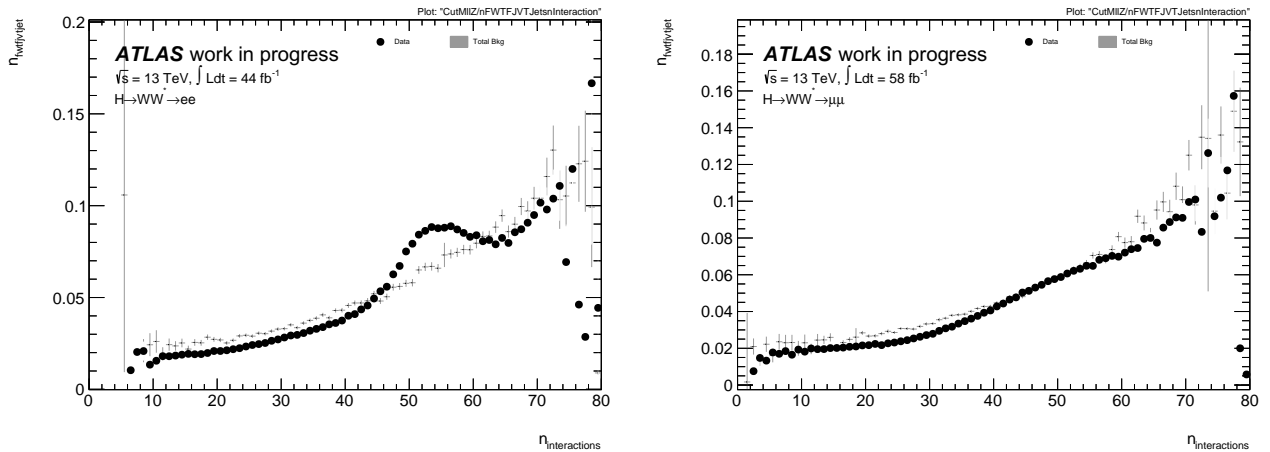
Чтобы лучше понять последствия наложения событий на свойства струй (особенно передних) интересно изучить зависимость средних величин их характеристик от μ . При этом использовался разработанный нами ранее пакет для построения и визуализации профильных гистограмм. Для данных 2017 г. наблюдается рост средней множественности струй от 0.015 до 0.04 при увеличении μ от 10 до 40, при этом есть некоторый дефицит данных перед МС (см. Рисунок 2.27). При $45 \leq \mu < 60$ зависимость от μ нетривиальная.



a)

б)

Рисунок 2.26 — Распределение по инвариантной массе лидирующей и второй струи после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)



a)

б)

Рисунок 2.27 — Распределение по средней множественности струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ от μ после предварительного отбора ди-лептонных событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

По мнению экспертов, это связано как с выравниванием светимости, так и с нетривиальной схемой сгустков 2017 г., которая не моделировалась. При $\mu = 70$ средняя множественность струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ достигает величины 0.1 как в данных, так и в МС. Интересно, что в данных 2018 г. зависимость от μ воспроизводится достаточно неплохо, особенно в области $30 \leq \mu < 60$. Как и в данных 2017 г., при $\mu = 70$ средняя множественность больше в 6 раз, чем при $\mu = 10$. Это обстоятельство приводит к тому, что большая часть струй при таком большом μ , восстановленных в переднем калориметре для процессов $Z \rightarrow \ell\ell$, связана не с жёсткими, а со сторонними мягкими взаимодействиями.

Сходные спектры в области $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ показаны на Рисунке 2.28. В данных виден рост средней множественности от 0.02 до 0.03 при увеличении μ от 10 до 40, при этом в целом МС переоценивает данные. Поведение $\langle N_{\text{jet}} \rangle$ с μ неплохо воспроизводится МС; при этом согласие лучше для данных 2018 г. [11]. При росте μ от 10 до 70 средняя множественность увеличивается вчетверо.

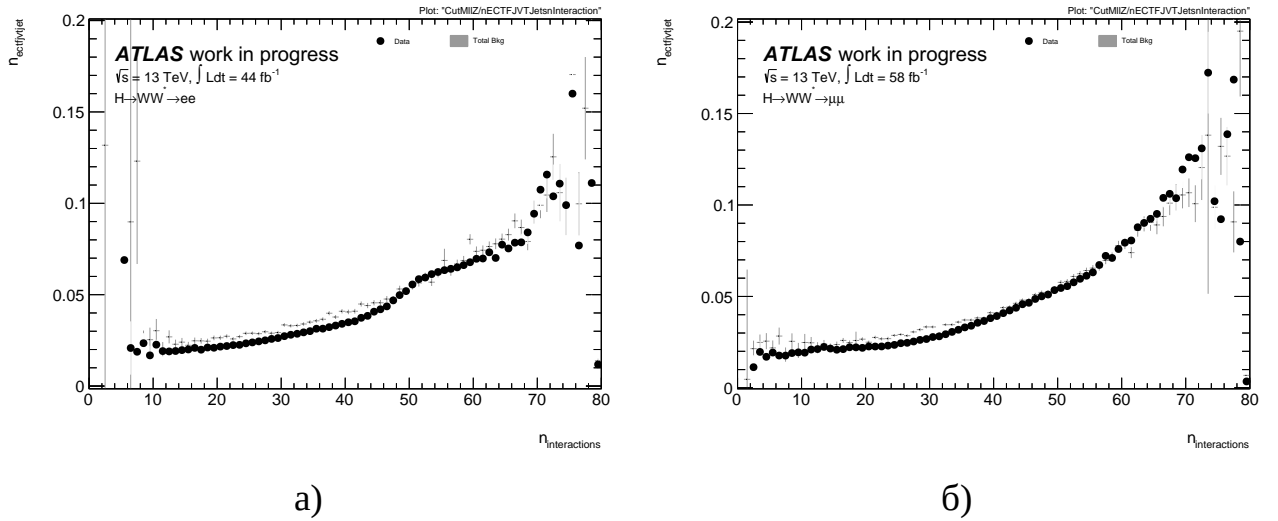
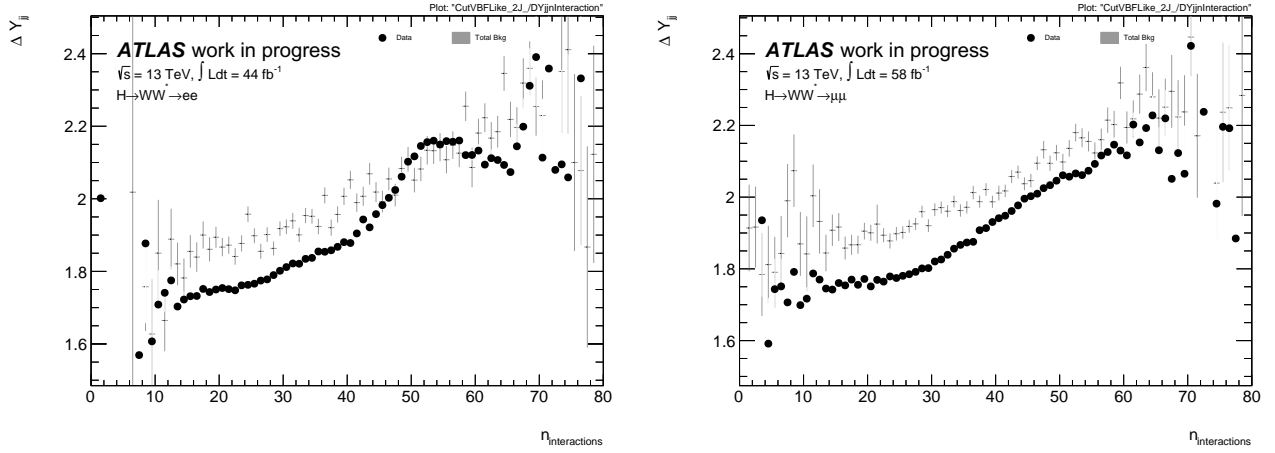


Рисунок 2.28 — Распределение по средней множественности струй с $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ от μ после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

Среднее значение модуля разницы быстрот лидирующей и второй струи показано на Рисунке 2.29. При малых μ оно растёт очень медленно, однако начиная с $\mu = 30 - 40$ этот рост становится быстрым и при $\mu = 70$ $\langle \Delta y_{jj} \rangle$ достигает величины 2.2, тогда как она равна только 1.7 при $\mu = 10$. Уже упоминавшиеся ранее нетривиальности в данных 2017 г. проявляются и здесь.



а)

б)

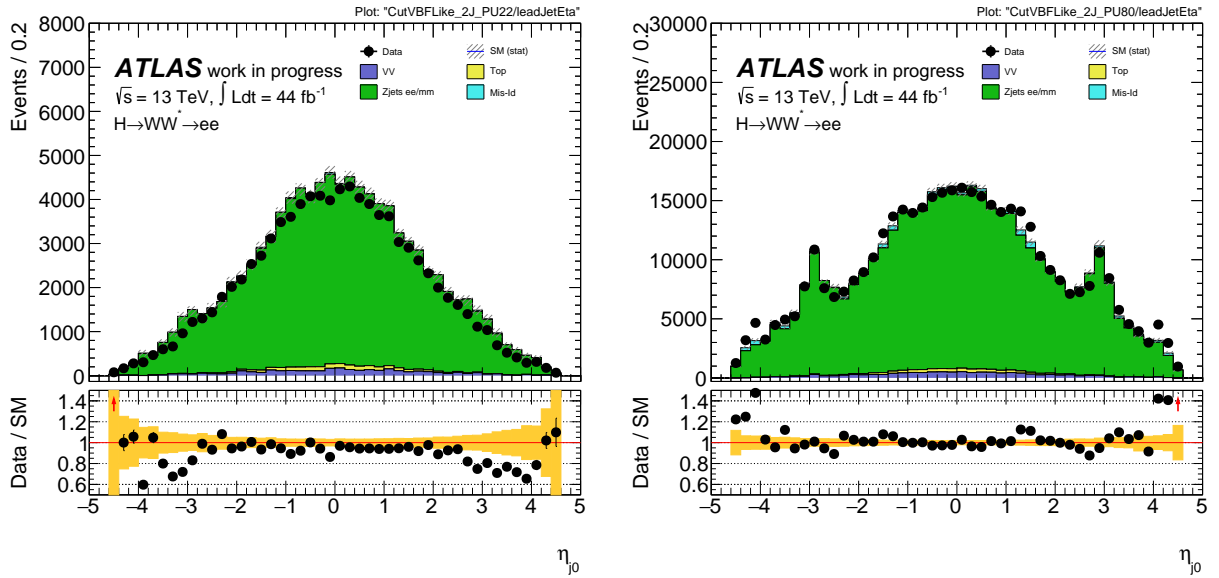
Рисунок 2.29 — Распределение по средней величине Δy_{jj} от μ после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)

Отметим также, что работа разработанного нами алгоритма по построению и визуализации профильных гистограмм (см. раздел 2.1) хорошо заметна на Рисунке 2.29. Здесь для актуальных точек на графиках автоматически выбран оптимальный диапазон отображения, причём проигнорированы гигантские неопределённости нескольких остальных точек, простирающиеся за пределы графика.

Мы поделили образец событий на пять долей с примерно одинаковым их числом в каждой, а именно: $0 \leq \mu < 22$, $22 \leq \mu < 28$, $28 \leq \mu < 34$, $34 \leq \mu < 42$ и $42 \leq \mu < 80$. Наиболее интересно сравнить характеристики струй в первом и последнем случае. Без ограничения общности покажем ниже результаты только для событий e^+e^- , набранных в 2017 г.

Спектры по η лидирующей струи показаны на Рисунке 2.30. Видна значительная разница между распределениями при $0 \leq \mu < 22$ и $42 \leq \mu < 80$. Во-первых, вторичные максимумы при $|\eta| = 2.9$ действительно заметны только при очень больших μ . Во-вторых, в передней области есть некоторый дефицит (избыток) данных при $0 \leq \mu < 22$ ($42 \leq \mu < 80$), соответственно. При этом величина отношения data/МС близка к единице в области $3 \leq |\eta| \leq 4$, а при $|\eta| \geq 4$ она намного больше единицы.

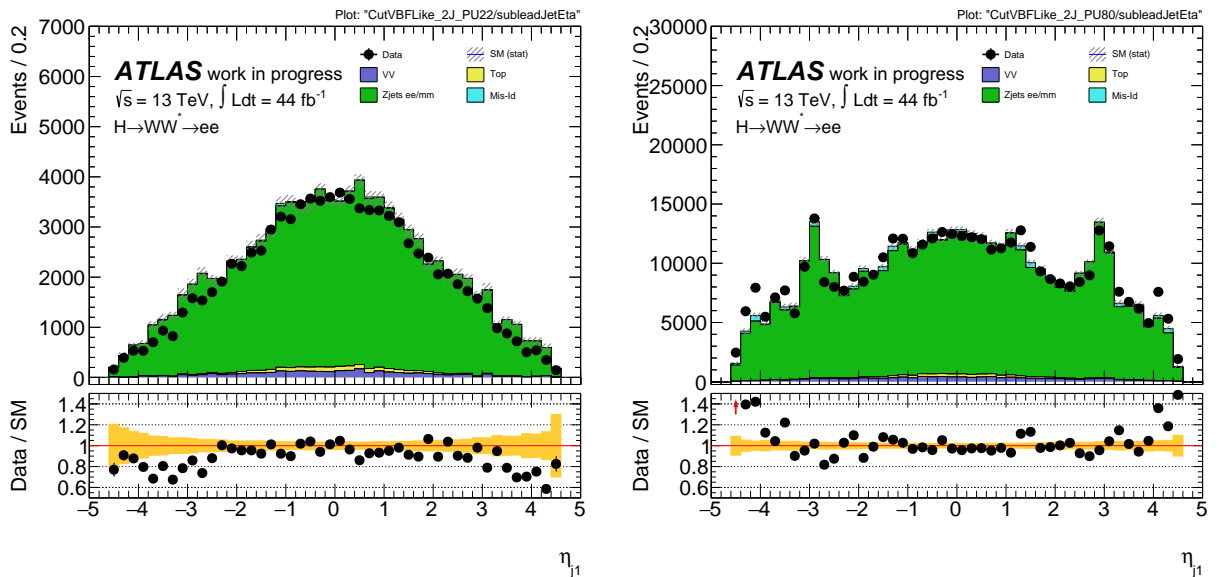
Похожие черты проявляются в распределениях по псевдобыстроте второй струи (Рисунок 2.31), причём упомянутые максимумы более сильно



а)

б)

Рисунок 2.30 — Распределение по псевдобыстроте лидирующей струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. $0 \leq \mu < 22$ (а). $42 \leq \mu < 80$ (б)



а)

б)

Рисунок 2.31 — Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. $0 \leq \mu < 22$ (а). $42 \leq \mu < 80$ (б)

выражены. Важно отметить, что во всех случаях они неплохо воспроизводятся моделированием.

Спектры по Δy_{jj} тоже различны при малых и больших μ (см. Рисунок 2.32). При малых μ наблюдается только отрицательный наклон отношения data/МС, связанный с недостатками генератора Sherpa. Однако при очень больших μ поведение этого отношения меняется в обратную сторону, и в области $|\Delta y_{jj}| \geq 7$ виден избыток в данных.

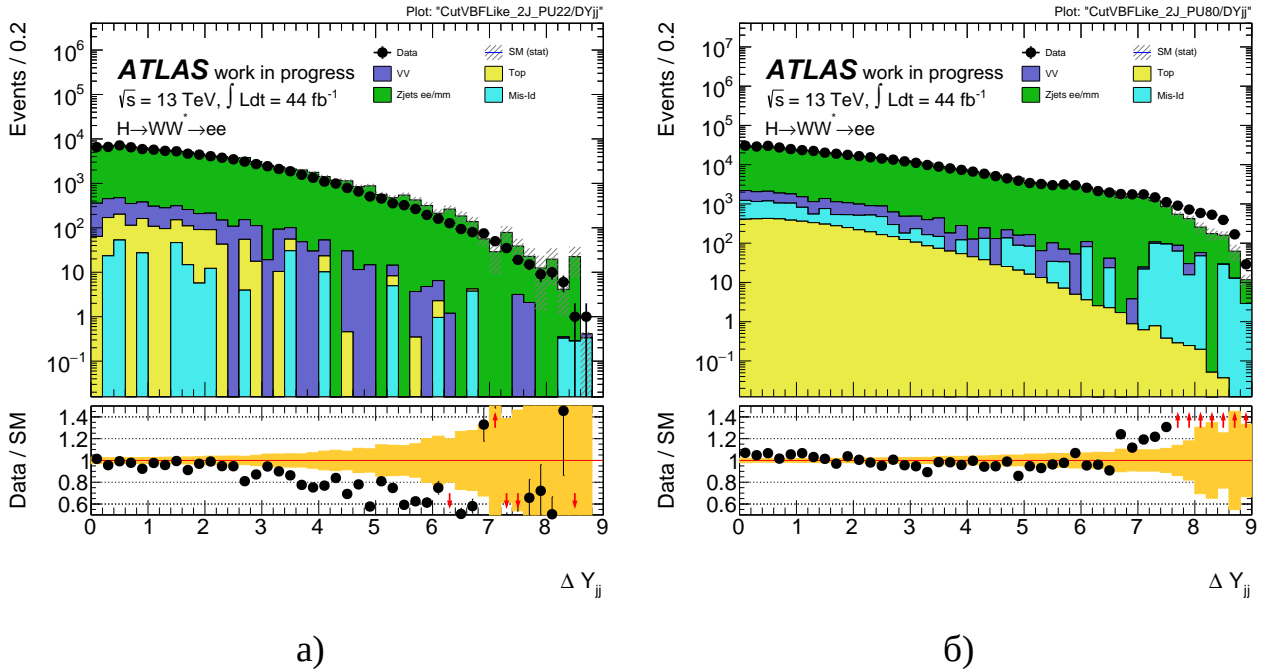


Рисунок 2.32 — Распределение по модулю разницы быстрот лидирующей и второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. с $N_{jet} \geq 2$. $0 \leq \mu < 22$ (а). $42 \leq \mu < 80$ (б)

Нами обнаружены следующие проблемы или интересные черты, связанные со струями в событиях с Z -бозонами:

- что касается общей нормировки, то в $\mu\mu$ событиях величина отношения data/МС на 4% меньше, чем в ee событиях. Эта небольшая разница может быть связана с неопределённостями в расчёте светимости, которая может составлять несколько %;
- что касается множественности адронных струй, то она неплохо описывается моделированием, лишь для $N_{jet} \geq 4$ наблюдается 10 – 20 %-ный дефицит в данных и 10%-ный дефицит событий с одной струей, если она попадает в область $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$. Это не критично для изучения

бозона Хиггса. Позднее было проверено, что это расхождение лежит в пределах систематических ошибок;

- распределения по η для струй имеют вторичные максимумы при $|\eta| = 2.9$, они более выражены при больших μ и уменьшаются при ужесточении нижнего ограничения по p_T струи. Важно, что эти максимумы описываются МС довольно неплохо. Эти максимумы, вероятно, связаны с ложными кластерами в торцевом калориметре, которые вызваны эффектом наложения событий, см. [27];
- в спектрах по Δy_{jj} и m_{jj} наблюдается отрицательный наклон в величине отношения data/МС. Он связан с известными недостатками генератора Sherpa, однако при больших Δy_{jj} даже наблюдается наклон в обратную сторону, особенно при больших μ ;
- данные 2017 г. показывают нетривиальную зависимость множественности передних струй от μ , которая при больших μ не воспроизводится МС. Нами было показано, что исключение из рассмотрения экспозиций с нестандартной схемой банчей LHC и с выравниванием светимости устраняет проблему. Позднее было проверено, что расхождения покрываются систематическими ошибками.

В итоге:

- в целом, МС довольно хорошо описывает множественности струй и их p_T -спектры в событиях с Z бозонами;
- спектры струй по η хорошо описываются моделированием в центральной области, незначительные расхождения есть лишь при больших η .

Таким образом, нет существенных причин применять более жёсткие ограничения снизу на p_T струй в задачах изучения стандартного и поиска тяжёлого бозона Хиггса в данных 2017 – 2018 гг.; существующее ограничение на лидирующую и вторую струю $p_T \geq 30$ ГэВ было сохранено.

2.2.4 Изучение вклада сторонних адронных струй в событиях с Z -бозонами с помощью моделирования

Из реальных данных бывает сложно понять, относится ли отобранная для анализа адронная струя к жёсткому взаимодействию, приводящему к

исследуемому нами физическому событию, или она связана с наложенным событием. Здесь приходит на помощь МС-моделирование, в котором каждая струя была помечена с помощью соответствующего флага. Используя этот флаг, мы провели анализ событий с Z -бозонами. Изучалась средняя доля событий с такими струями в зависимости от кинематики (p_T , η) струй и величины μ . Для этого использовался разработанный нами ранее пакет для построения и визуализации профильных гистограмм.

Напомним, что ранее мы поделили образец событий 2015 – 2018 гг. на пять подобразцов в зависимости от μ , здесь мы сравниваем подобразцы с $\mu < 22$ и $\mu \geq 42$. На Рисунке 2.33 показана средняя доля событий, в которых лидирующая струя не связана с жёстким взаимодействием (f_{PU}) как функция её псевдобыстроты после стандартного отбора событий $Z \rightarrow ee$ с $N_{jet} \geq 2$. Как и ожидалось, в центральной области псевдобыстрот, перекрываемых трекером, эта доля близка к нулю, поскольку используется стандартный алгоритм для подавления сторонних струй. Однако эта доля быстро растёт с $|\eta|$, начиная с $|\eta| \geq 2.5$ (где уже нет трекера), и достигает 30% (60%) для случаев малого (большого) μ при $|\eta| = 4$. $f_{PU} \geq 15\%$ (50%) во всей области $|\eta| \geq 3.0$ для $\mu < 22$ ($\mu \geq 42$), соответственно. Ситуация со вторыми струями аналогична.

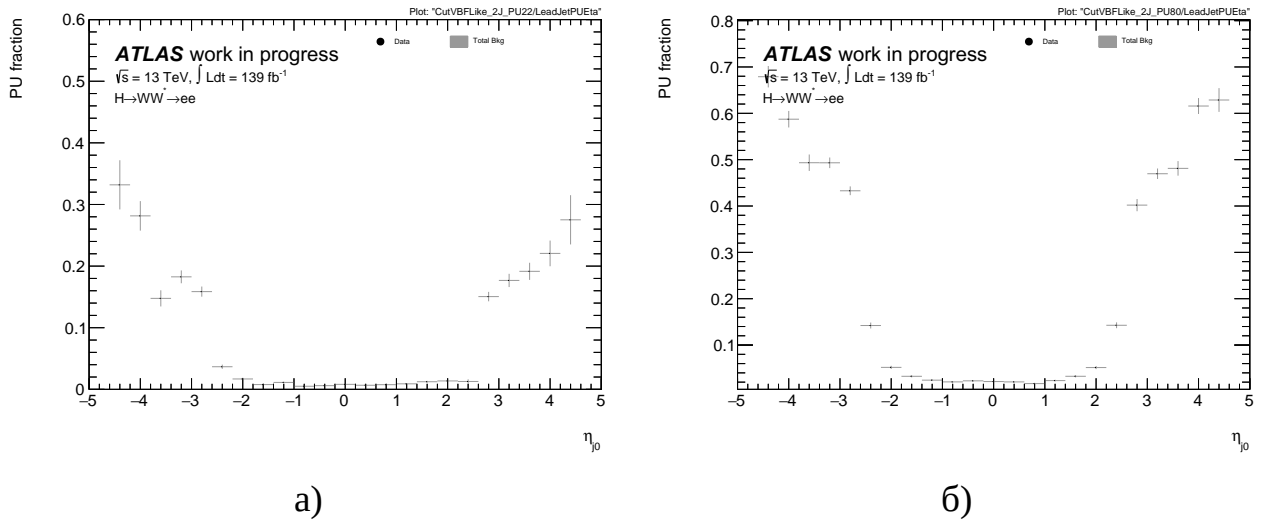


Рисунок 2.33 — Средняя доля событий со сторонней лидирующей струёй, f_{PU} , в зависимости от её η после отбора $Z \rightarrow ee$ событий с $N_{jet} \geq 2$ в данных 2015 – 2018 гг. $\mu < 22$ (а). $\mu \geq 42$ (б)

На Рисунке 2.34 показана зависимость величины f_{PU} от μ при $\mu \geq 42$. Видно, что она линейная, при этом f_{PU} растёт от 12–15% при $\mu = 45$ до 35–40% при $\mu = 80$.

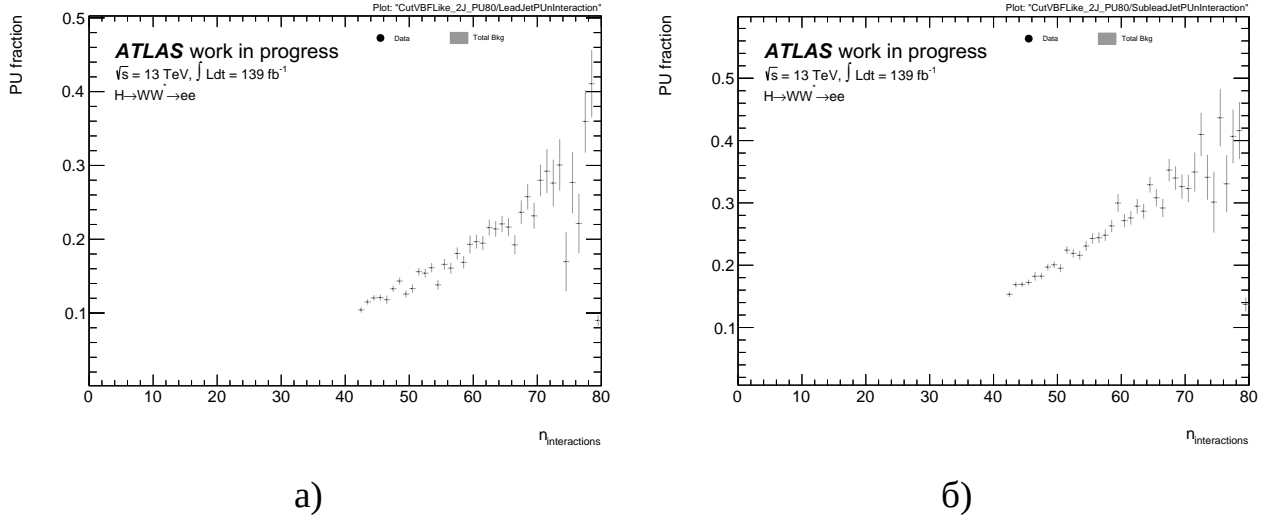


Рисунок 2.34 — Средняя доля событий со сторонней лидирующей (а) и второй (б) струей (f_{PU}) в зависимости от μ после отбора $Z \rightarrow ee$ событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$ и $\mu \geq 42$ в данных 2015 – 2018 гг.

Мы также убедились, что f_{PU} быстро уменьшается с ростом p_T струи для $\mu \geq 42$, а именно с 30–40% при 30–40 ГэВ до нескольких процентов при 100 ГэВ.

Таким образом, струи с большим η и малым p_T в событиях с Z -бозоном с большой вероятностью не идут из жёсткого взаимодействия.

Глава 3. Изучение рождения бозона Хиггса СМ в канале распада

$$H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$$

В разделе 1.1 уже было сказано, что наиболее удобным из всех конечных состояний для экспериментального изучения бозона Хиггса в канале распада является именно состояние $e\nu\mu\nu$. Поясним, почему это так. Если оба (или даже один) W -бозона распадаются адронным образом (что наиболее вероятно), то выделение сигнала от бозона Хиггса над фоном становится практически невозможным из-за колоссального сечения их одиночного рождения. Как показал наш опыт при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [63], из-за большого фона от процессов Дрелла-Яна достаточно нелегко (хотя и возможно) выделить значимый сигнал и в случаях $e\nu e\nu$ и $\mu\nu\mu\nu$, причём задача усложняется ещё и в связи с повышением светимости ЛНС. Поэтому в эксперименте ATLAS было принято решение сосредоточиться сначала на конечном состоянии $e\nu\mu\nu$, а потом уже рассматривать другие конечные состояния с двумя лептонами.

3.1 Анализ, основанный на данных эксперимента ATLAS за 2015 – 2016 гг.

Ниже суммируются результаты анализа данных 2015 – 2016 гг., соответствующих интегральной светимости 36 фб^{-1} [7]. Окончательной целью анализа было измерение сечений рождения бозона Хиггса СМ в механизмах ggF и VBF. Нашей задачей в составе группы HWW было исследование контрольных областей фонов.

3.1.1 Отбор событий и их категоризация

Для отбора событий используются как триггер на один лептон, так и двухлептонный триггер (одновременно на электрон и мюон ($e-\mu$)). В зависимости от периода набора данных [64] нижнее ограничение на поперечный импульс лептона варьируется от 24 до 26 ГэВ для одноэлектронного и от 20 ГэВ до 26 ГэВ

для одномюонного триггеров. Для триггера $e\text{-}\mu$ порог снизу на поперечный импульс лептонов составляет 17 ГэВ для электронов и 14 ГэВ для мюонов.

Кандидаты в электроны восстанавливались из тех энергетических кластеров в электромагнитных калориметрах, которые можно было ассоциировать с качественно восстановленными треками [65; 66]. Электроны должны были удовлетворять требованию по псевдобыстроте $|\eta| \leq 2.47$, при этом исключалась переходная область между баррельным и торцевым калориметрами, $1.37 \leq |\eta| \leq 1.52$. Кандидаты в мюоны отбирались из таких восстановленных во внутреннем детекторе треков, которые имели соответствие с треками, реконструированными в мюонном спектрометре [67]. Они должны были иметь $|\eta| \leq 2.5$. Для отбрасывания частиц, которые ошибочно были приняты за прямые лептоны, применялись различные критерии идентификации и изоляции в калориметре и трекаре [67; 68]. В зависимости от их η и p_T эффективность реконструкции электронов меняется от 88% до 94%; эффективность восстановления мюонов близка к 95%. Для окончательного отбора лептонов требуется, чтобы они были разного аромата и заряда, причём лидирующий по поперечному импульсу (второй) лептон должны иметь $p_T \geq 22$ ГэВ ($p_T \geq 15$ ГэВ), соответственно. По крайней мере один из этих лептонов должен соответствовать именно тому лептону, который вызвал срабатывание триггера. Если же в событии запустился только ди-лептонный триггер, то для каждого из лептонов должны были быть найдены аналоги среди объектов триггера. Адронные струи восстанавливаются с помощью упомянутого в разделе 1.6 ЕМТоро алгоритма [69] с параметром радиуса $R = 0.4$. 4-импульсы струй корректируются с учётом некомпенсированности калориметра, потерь сигнала, связанных с энергетическими порогами для подавления шумов в его ячейках, потерь энергии в неинструментированных областях и вклада от эффекта наложения событий [57]. Требуется, чтобы струи имели $p_T \geq 20$ ГэВ и $|\eta| \leq 4.5$. Для уменьшения влияния эффекта наложения событий применяются специальные алгоритмы к струям с $p_T \leq 60$ ГэВ и $|\eta| \leq 2.4$ [70], которые используют как калориметрическую, так и трековую информацию для разделения струй, идущих от жёсткого взаимодействия, и сторонних струй. Для струй с $p_T \leq 50$ ГэВ и $|\eta| \geq 2.5$ для этой цели используются разница форм струй и их топологических корреляций [71]. Струи с $p_T \geq 20$ ГэВ и $|\eta| \leq 2.5$, содержащие b -кварки (b -струи), идентифицируются с помощью сложной методики, основанной на знании прицельных параметров треков и информации о вторичных вершинах. В

использованной рабочей точке достигалась вероятность ложной идентификации лёгких ароматов (струй с c -кварками) 3% (32%), соответственно, при средней эффективности мечения b -струй 85% согласно [72]. Двойственности, связанные с наложением восстановленных струй и кандидатов в лептоны, разрешались следующим образом. Если реконструированный мюон делил трек во внутреннем детекторе с восстановленным электроном, то такой электрон удалялся. Восстановленные струи, которые геометрически перекрывались в конусе радиуса $R = 0.2$ с электронами или мюонами, тоже удалялись. Недостающий поперечный импульс E_T^{miss} определялся как отрицательная векторная сумма поперечных импульсов всех отобранных лептонов и струй, включая реконструированные треки из вершины первичного взаимодействия, которые не ассоциировались с этими объектами [73]. Второе определение недостающего поперечного импульса (p_T^{miss}) использует треки, ассоциированные со струями, вместо самих струй, измеренных в калориметрах. В процессе оптимизации оказалось, что p_T^{miss} лучше себя ведёт, чем E_T^{miss} , в смысле устойчивости к эффекту наложения событий [73]. Ограничение $p_T^{\text{miss}} \geq 20$ ГэВ служило для дальнейшего уменьшения фона, связанного с непрямыми лептонами, а $m_{\ell\ell} \geq 10$ ГэВ – для подавления вклада от чармониевых и боттомониевых резонансов. События подразделялись на три категории в зависимости от числа струй с $p_T \geq 30$ ГэВ, N_{jet} : случаи $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$ соответствовали механизму рождения бозона Хиггса ggF , а категория $N_{\text{jet}} \geq 2$ относится к механизму рождения VBF. Различие состава фона в зависимости от числа струй также мотивирует разделение образца событий на подобразцы с различным N_{jet} и выделение областей сигнала (SRs). Для уменьшения фона от рождения топ-кварков используется запрет на b -струи с $p_T \geq 20$ ГэВ. События с $N_{\text{jet}} = 0$, в которых недостающий поперечный импульс измерен очень неточно, подавляются нижним ограничением на азимутальный угол между вектором E_T^{miss} и направлением движения лептонов ($\Delta\phi_{\ell\ell, E_T^{\text{miss}}} > \pi/2$). Если ди-лептонная система не балансируется струей, то ожидаемая величина $p_T^{\ell\ell}$ ожидается малой в событиях Дрелла-Яна. Напомним, что в конечном состоянии $e\mu$ они связаны с цепочкой распадов $Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu + X$. Ограничение $p_T^{\ell\ell} \geq 30$ ГэВ уменьшает вклад от процессов DY, оставляя при этом большую часть событий сигнала. В случаях $N_{\text{jet}} = 1$ и $N_{\text{jet}} \geq 2$ инвариантная масса пары тау-лептонов ($m_{\tau\tau}$), вычисленная в т. н. коллинеарном приближении [74], используется для уменьшения фона от парного рождения тау-лептонов. Для $N_{\text{jet}} \leq 1$ были введены ограничения $m_{\ell\ell} \leq 55$ ГэВ и азимутальный угол между

лептонами $\Delta\phi_{\ell\ell} \leq 1.8$, основанные на специфической топологии событий от распада скалярного бозона Хиггса. Сигнальные области определены для каждой категории по N_{jet} после применения всех критериев отбора. Для ggF SRs с $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$ выделяются 8 областей, которые дальше используются в процедуре подгонки, с делением на подобласти с $m_{\ell\ell} \leq 30$ ГэВ и $m_{\ell\ell} \geq 30$ ГэВ, на подобласти с $p_T \leq 20$ ГэВ и $p_T \geq 20$ ГэВ для второго лептона и подобласти по аромату второго лептона (электрон или мюон). Дискриминантом между сигналом и фоном служит поперечная масса (m_T) (см. раздел 1.1). Эта переменная используется в ggF SRs с восемью промежутками при $N_{\text{jet}} = 0$ и шестью при $N_{\text{jet}} = 1$. В случае отбора $N_{\text{jet}} \geq 2$ используется усиленное дерево решений BDT [75] для разделения сигнала и фона, в который здесь входит и процесс рождения бозона Хиггса в механизме ggF. Перед применением этого дерева дополнительно используется запрет на центральные струи (CJV) и на лептон между двумя струями (OLV). В качестве входных данных для этого дерева используется большое количество кинематических переменных. К наблюдаемым величинам, обеспечивающим наилучшее разделение сигнала и фона, относятся инвариантная масса лидирующей и второй струи (m_{jj}) и разница быстрот этих струй (Δy_{jj}) (см. Рисунок 3.1).

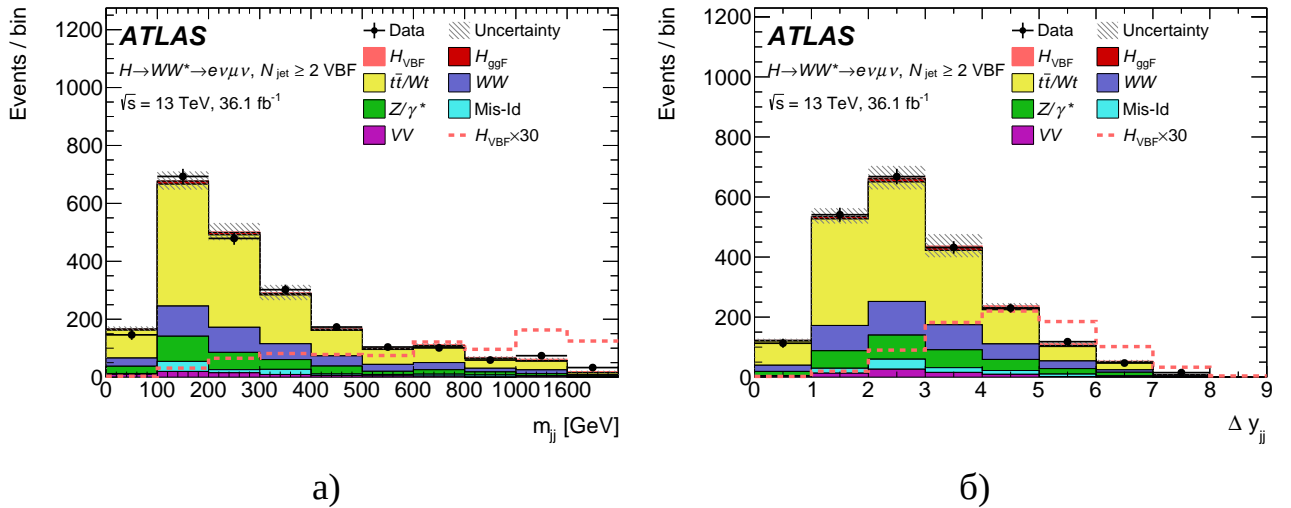


Рисунок 3.1 — Распределения по m_{jj} (а) и Δy_{jj} (б) после подгонки в сигнальной области VBF [7]. Штриховой линией показан смоделированный сигнал от VBF H , увеличенный в 30 раз, а заштрихованной полосой – полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона

Выходной дискриминант BDT (D) отражает совместимость события с кинематикой рождения бозона Хиггса в механизме VBF. События сигнала

имеют тенденцию к большому значению этой величины, а фона – наоборот. Соответственно, примесь сигнала лучше при больших величинах D . Эта величина используется в статистическом анализе с четырьмя интервалами. Границы этих интервалов выбираются так, чтобы максимизировать ожидаемую чувствительность к механизму рождения сигнала через VBF. В самом правом интервале ожидаемое отношение сигнала к фону – около 0.6. BDT распределение для области, обогащённой сигналом от рождения бозона Хиггса в механизме VBF, показано на Рисунке 3.2.

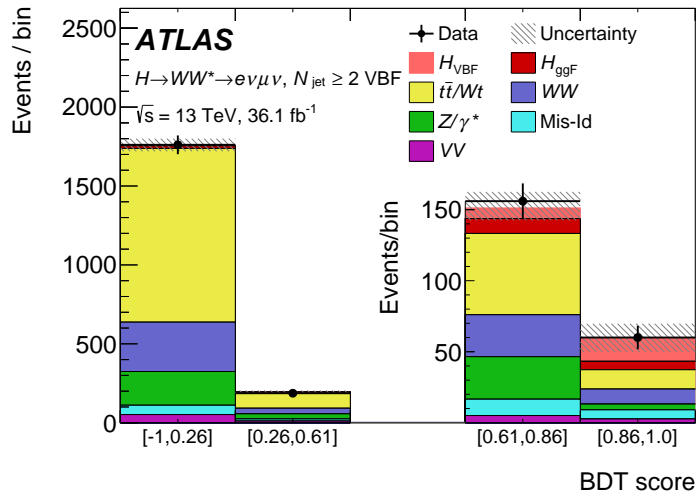


Рисунок 3.2 — Распределение по дискриминанту D BDT в области сигнала от VBF H [7]. Заштрихованной полосой показана полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона

3.1.2 Оценка фона и систематические неопределённости

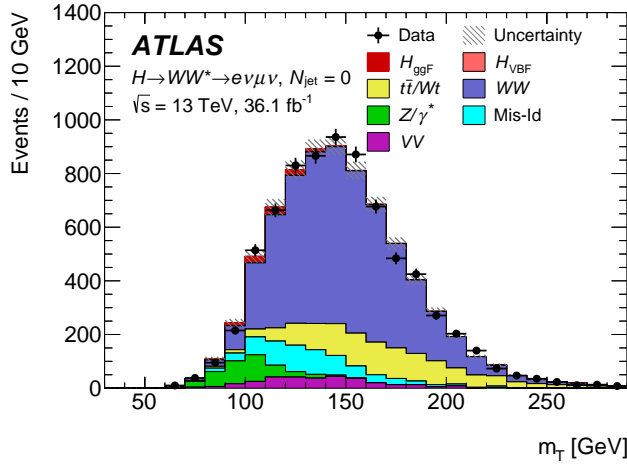
В сигнальные области дают вклад различные процессы: нерезонансное WW -, парное ($t\bar{t}$)- и одиночное (Wt) рождение топ-кварков, рождение пар векторных бозонов (WZ , ZZ , $W\gamma$ и $W\gamma^*$) и процессы Дрелла-Яна (в основном $Z \rightarrow \tau\tau$). Другие фоны связаны с W +jets и многоструйными событиями, в которых есть либо не прямые лептоны из распадов тяжёлых ароматов, либо струи, ошибочно реконструированные как лептоны (Mis-Id). Соответствующие области, называемые контрольными (CRs), используются для нормировки предсказаний основных фонов: WW (только для случаев $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$), $t\bar{t}$ и $Z \rightarrow \tau\tau$.

Для WW CRs применяются отборы, ортогональные по переменной $m_{\ell\ell}$ по отношению к SRs. Для CRs фона от топ-кварков вместо запрета на b -струю требуется её наличие. Наконец, в случае $Z \rightarrow \tau\tau$ инвертируется ограничение на $m_{\tau\tau}$ при ненулевом количестве струй, если же $N_{\text{jet}} = 0$, то инвертируется ограничение на азимутальный угол между лептонами. На Рисунке 3.3 показаны распределения в контрольных областях после подгонки. На Рисунке 3.4 показаны спектры по Δy_{jj} для VBF CRs. Данные и результаты их моделирования согласуются в пределах неопределённостей. Вклады от процессов с непрямыми лептонами оцениваются с использованием реальных данных методом [76]. Нормировочные коэффициенты после подгонки приводятся в Таблице 7.

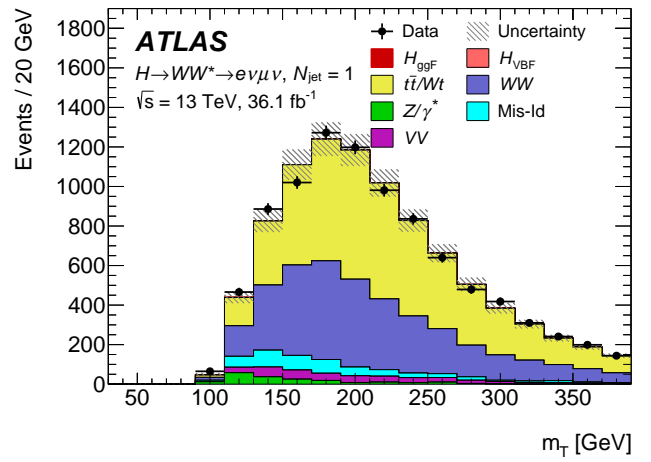
Категория	WW	$t\bar{t}/Wt$	Z^*/γ^*
$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 0$ ggF	1.06 ± 0.09	0.99 ± 0.17	0.84 ± 0.04
$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 1$ ggF	0.97 ± 0.17	0.98 ± 0.08	0.90 ± 0.12
$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} \geq 2$ VBF	–	1.01 ± 0.01	0.93 ± 0.07

Таблица 7 — Нормировочные коэффициенты для пересчёта фонов в сигнальные области [7]. Прочерк показывает, где использовалась нормировка, основанная на MC-моделировании. Учтены как статистические, так и систематические погрешности

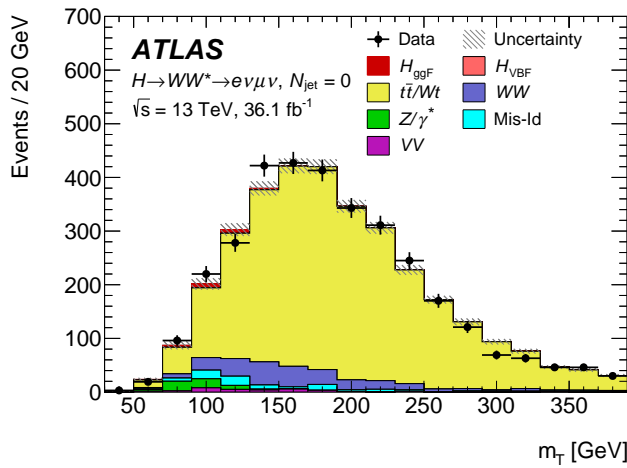
Что касается систематических погрешностей, то они подразделяются на две категории: экспериментальные и теоретические. Основные экспериментальные систематические неопределённости – неточность знания шкалы энергии струй и энергетическое разрешение калориметров к ним [77], эффективность мечения b -струй [77]. К другим источникам относятся неопределённость шкалы энергии (импульса) лептонов и соответствующие разрешения, эффективность их идентификации и изоляции [66; 67; 78], неточность измерения недостающего поперечного импульса [79], неточность моделирования эффекта наложения событий, а также измерения светимости [80]. Неопределённость знания светимости LHC относится только к сигналу от бозона Хиггса и тем фоновым процессам, сечения которых нормируются на теоретические предсказания. Для основных процессов теоретические неопределённости оцениваются из сравнения между номинальными и альтернативными генераторами событий. Кроме того, при оценке систематических погрешностей учитываются эффекты, связанные с



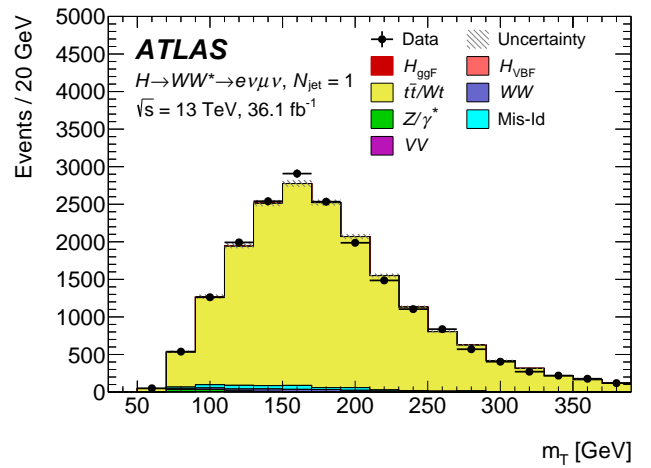
a)



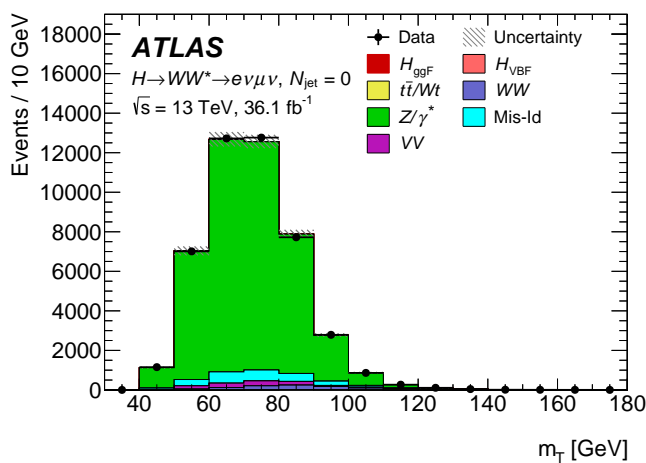
б)



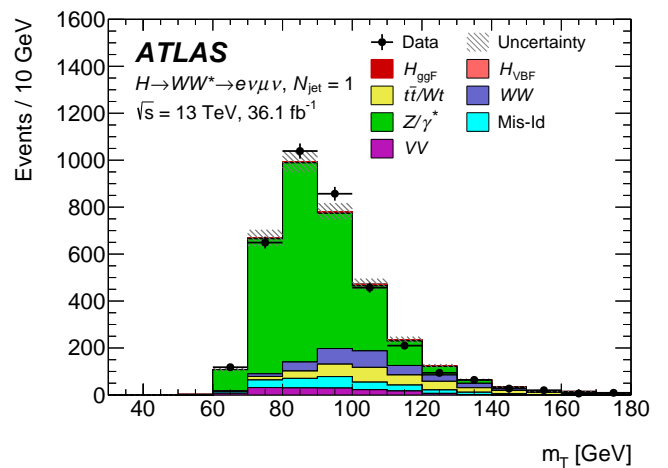
в)



г)



д)



е)

Рисунок 3.3 — Распределения по m_T после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$ CR для фона от WW (а, б), $t\bar{t}/Wt$ (в, г) и Z^*/γ^* (д, е) [7]. Заштрихованной полосой показана полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона

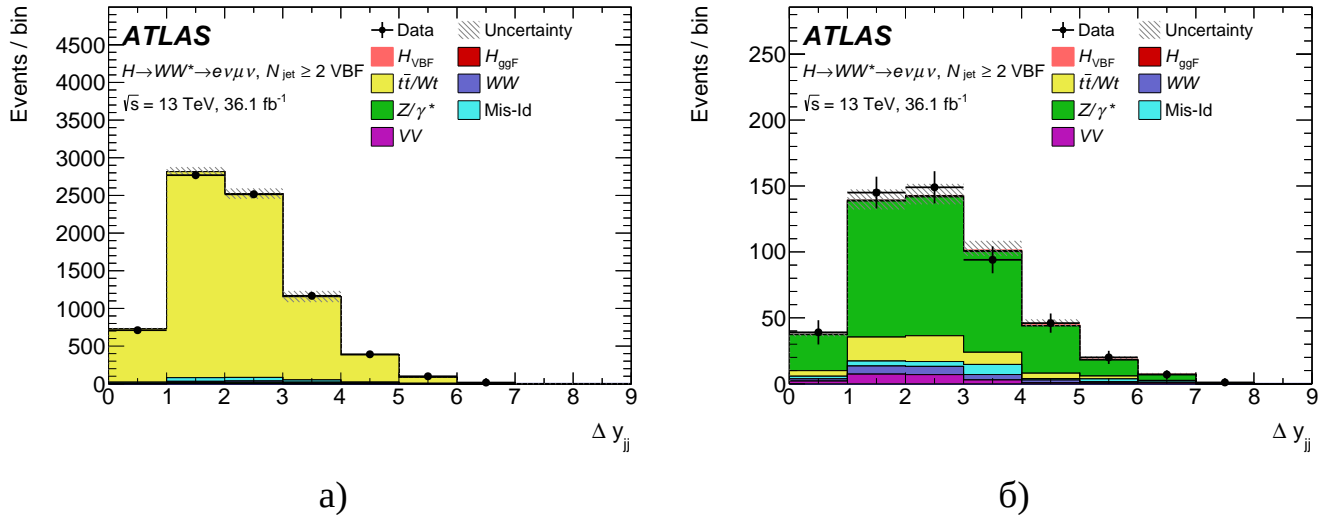


Рисунок 3.4 — Распределения по Δy_{jj} после подгонки в $t\bar{t}/Wt$ (а) и Z^*/γ^* (б) VBF CRs [7]. Заштрихованной полосой показана полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона

факторизацией и перенормировками в КХД, а также неточным знанием функций распределения партонов в протоне.

3.1.3 События в сигнальной области и результаты

Сечения рождения бозона Хиггса в механизмах ggF и VBF получаются из одновременного статистического анализа образцов событий во всех упомянутых ранее SRs и CRs путём максимизации функции правдоподобия при подгонке распределений по поперечной массе. При этом используются масштабные параметры, умноженные на предсказанное сечение для каждого процесса сигнала, и применяется метод профильного правдоподобия. CRs используются для определения нормировок фонов. Систематические неопределённости при подгонке рассматриваются как дополнительные параметры функции правдоподобия. В сигнальных областях ggF с $N_{\text{jet}} = 0$ ($N_{\text{jet}} = 1$) было обнаружено 5 089 (3 264) события, соответственно, при этом было предсказано $5 067 \pm 80$ ($3 296 \pm 61$) событий, включая сигнал и фон, из них 639 (285) событий относятся к ggF H сигналу. В области $N_{\text{jet}} \geq 2$ восстановлены 2 164 события, из которых 60 имеют $D \geq 0.75$ при ожидаемом их числе $2 170 \pm 50$ (60 ± 10). Предсказанное число событий сигнала от VBF H – 28 (16).

Параметр μ определяется как отношение полученного экспериментально числа событий к предсказанному в СМ. Измеренные его величины одновременно для механизмов рождения ggF и VBF составили:

$$\mu_{\text{ggF}} = 1.10_{-0.09}^{+0.10}(\text{стат.})_{-0.11}^{+0.13}(\text{теор. сист.})_{-0.13}^{+0.14}(\text{эксп. сист.}) = 1.10_{-0.20}^{+0.21} \text{ и}$$

$$\mu_{\text{VBF}} = 0.62_{-0.27}^{+0.29}(\text{стат.})_{-0.13}^{+0.12}(\text{теор. сист.})_{-0.15}^{+0.15}(\text{эксп. сист.}) = 0.62_{-0.35}^{+0.36}.$$

Соответствующие сечения рождения бозона Хиггса, помноженные на относительную вероятность по каналу распада WW^* , оказались равными:

$$\sigma_{\text{ggF}} \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW^*) = 11.4_{-1.1}^{+1.2}(\text{стат.})_{-1.1}^{+1.2}(\text{теор. сист.})_{-0.13}^{+0.14}(\text{эксп. сист.})\text{пб} =$$

$$= 11.4_{-2.1}^{+2.2}\text{пб} \text{ и}$$

$$\sigma_{\text{VBF}} \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW^*) = 0.50_{-0.22}^{+0.24}(\text{стат.})_{-0.10}^{+0.10}(\text{теор. сист.})_{-0.13}^{+0.12}(\text{эксп. сист.})\text{пб} =$$

$$= 0.50_{-0.28}^{+0.29}\text{пб}.$$

В Таблице 8 показаны относительные вклады основных неопределённостей в измеренные величины этих сечений. Теоретическая неопределённость для нерезонансного фона WW даёт один из наибольших вкладов (около 6%) в измеренное сечение ggF H . Неопределённость в отношении $gg \rightarrow WW$ к $qq \rightarrow WW$ проистекает из точности вычисления сечения рождения $gg \rightarrow WW$ [81]. Итоговая неопределённость в сечении оценивалась в [82] для $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$ с близким к нашему захвату установки. Для случая VBF погрешность фона составляет 12%. Величина вклада ggF H в область сигнала от VBF H связана с неопределённостями масштабов КХД и составляет 13% в измеренное сечение VBF H . Довольно значителен вклад статистической неопределённости MC-моделирования, особенно в измерение сечения VBF H , где он составляет 21%. Измеренные (ожидаемые) ggF и VBF сигналы имеют значимость 6.0 (5.3) и 1.8 (2.6) стандартных отклонений, соответственно.

Таким образом, в эксперименте ATLAS на четверти статистики при 13 ТэВ удалось измерить сечение рождения бозона Хиггса в основном механизме рождения за счёт слияния глюонов в канале распада на два W -бозона с точностью 19%, при этом сама величина сечения соответствует предсказаниям СМ. Интересно, что в эксперименте CMS [83] на той же статистике произведение сечения рождения бозона Хиггса, помноженное на относительную вероятность распада в канале на два W -бозона ($\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$) составило $1.28_{-0.17}^{+0.18}$ в единицах СМ, $\mu_{\text{ggF}} = 1.38_{-0.24}^{+0.21}$ и $\mu_{\text{VBF}} = 0.29_{-0.29}^{+0.66}$. Отметим, что в отличие от сотрудничества ATLAS, физики CMS включили в этот результат не только

Источник	$\Delta\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ [%]	$\Delta\sigma_{\text{VBF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ [%]
Статистика данных	10	46
Статистика в CRs	7	9
Статистика MC	6	21
Теоретические неопределённости:	10	19
ggF сигнал	5	13
VBF сигнал	<1	4
Фон от WW	6	12
Фон от топ-кварков	5	5
Экспериментальные неопределённости:	8	9
b-мечение	4	6
Моделирование pile-up	5	2
Струи	2	2
Лептоны	3	<1
Ложные лептоны	6	9
Светимость	3	3
ВСЕГО	18	57

Таблица 8 — Основные вклады в неопределённости $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ и $\sigma_{\text{VBF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ [7]. Индивидуальные источники систематических погрешностей сгруппированы вместе

сечения в механизмах рождения ggF и VBF, но и в ассоциативном рождении VH . Кроме того, CMS рассматривал конечное состояние не только $e\mu$, но и ee и $\mu\mu$.

Результаты улучшенного анализа ATLAS, основанного уже на полной статистике для конечного состояния $e\mu$, представлены в разделе 3.2.

3.2 Анализ, основанный на данных эксперимента ATLAS за 2015 – 2018 гг.

В данном разделе рассматривается анализ событий 2015 – 2018 гг., соответствующих интегральной светимости 139 фб^{-1} , с электроном и мюоном в конечном состоянии для определения сечения рождения бозона Хиггса SM в механизме рождения ggF, следуя работе [8]. Выделены отличия нового анализа от предыдущего, описанного в разделе 3.1.

3.2.1 Моделирование событий и их реконструкция

Для бозона Хиггса моделировались события с распадами на два W -бозона или два тау-лептона для четырёх основных механизмов рождения (ggF , VBF , VH и $t\bar{t}H$). Рассматривались фоны с парным рождением векторных бозонов (WW , WZ , $V\gamma^*$, ZZ , $V\gamma$, включая электрослабое рождение $WWjj$), с их тройным рождением (VVV), парное $t\bar{t}$ и одиночное (Wt) рождение топ-кварков, а также процессы Z^*/γ^*+jets и $W+jets$. Во всех случаях учитывался эффект наложения событий.

Первичные вершины восстанавливались из треков во внутреннем детекторе с $p_T \geq 500$ МэВ. Требовалось, чтобы события имели по крайней мере одну первичную вершину с не менее, чем двумя ассоциированными с ней треками. В качестве вершины жёсткого взаимодействия берётся та, в которой скалярная сумма поперечных импульсов выходящих из неё треков максимальна.

По сравнению с предыдущей публикацией [7] были улучшены алгоритмы восстановления электронов [84], мюонов [85], адронных струй [59], b -струй [86], недостающей поперечной энергии [87] и тау-лептонов.

Например, в отличие от [7], струи восстанавливались с помощью алгоритмов, основанных на потоках частиц (EMPFLOW). Напомним, что нами было показано, что такие струи гораздо более устойчивы к эффекту наложения событий, чем струи, восстановленные алгоритмами на основе топологических кластеров в калориметрах (EMToro) (см. раздел 2.2.3).

3.2.2 Отбор событий и категоризация

Предварительный отбор событий практически не отличался от используемого нами ранее (см. раздел 3.1.1). На Рисунке 3.5 показано распределение по множественности струй, которое хорошо описывается моделированием. Как и в [7], образец событий делился на несколько частей в соответствии с числом струй N_{jet} , но была добавлена новая категория событий с $N_{jet} \geq 2$ для выделения дополнительной области сигнала с механизмом ggF . В Таблице 9 суммируются критерии отбора в областях сигнала.

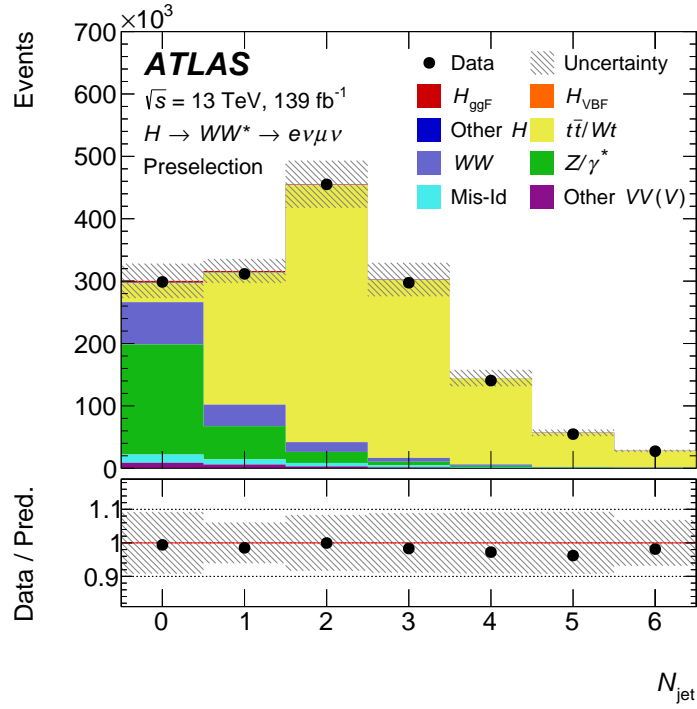


Рисунок 3.5 — Распределение струй с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| < 4.5$ после предварительных отборов [8]. Заштрихованная полоса показывает неопределённости

События, в которых недостающий поперечный импульс измерен очень неточно, подавляются нижним ограничением на азимутальный угол между вектором E_T^{miss} и направлением движения лептонов ($\Delta\phi_{\ell\ell, E_T^{\text{miss}}} > \pi/2$). Если ди-лептонная система не балансируется струёй, то ожидаемая величина $p_T^{\ell\ell}$ ожидается малой в событиях Дрелла-Яна. Ограничение $p_T^{\ell\ell} \geq 30$ ГэВ уменьшает вклад от процессов DY, оставляя при этом большую часть событий сигнала.

Процессы нерезонансного WW -рождения и резонансного рождения бозона Хиггса можно разделить, используя равенство нулю ожидаемого спина бозона Хиггса, что в комбинации с $V - A$ природой распада W -бозона ведёт к малому углу между заряженными лептонами. Ограничение $m_{\ell\ell} < 55$ ГэВ соединяет в себе этот малый угол с кинематикой лёгкого бозона Хиггса ($m_H = 125$ ГэВ) и существенно уменьшает как фон от WW , так и от DY. Сходный критерий $\Delta\phi_{\ell\ell} < 1.8$ заметно уменьшает вклад от оставшегося DY при сохранении большей части сигнала. На Рисунке 3.6(а) и 3.6(б) $m_{\ell\ell}$ и $\Delta\phi_{\ell\ell}$ отборы в категории $N_{\text{jet}} = 0$ показаны штриховыми линиями со стрелкой наверху, которая указывает на оставшуюся область.

Категория	$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 0 \text{ ggF}$	$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 1 \text{ ggF}$	$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} \geq 2 \text{ ggF}$
Предв. отбор	Два изолированных лептона разных ароматов ($\ell = e, \mu$) с разным зарядом		
	$p_T^{\text{lead}} > 22 \text{ ГэВ}, p_T^{\text{sublead}} > 15 \text{ ГэВ}$ $m_{\ell\ell} > 10 \text{ ГэВ}$ $p_T^{\text{miss}} > 20 \text{ ГэВ}$		
Подавление фона	$N_{b\text{-jet},(p_T>20 \text{ GeV})} = 0$		
	$\Delta\phi_{\ell\ell, E_T^{\text{miss}}} > \pi/2$	$m_{\tau\tau} < m_Z - 25 \text{ ГэВ}$	
	$p_T^{\ell\ell} > 30 \text{ ГэВ}$	$\max(m_T^\ell) > 50 \text{ ГэВ}$	
$H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ топология	$m_{\ell\ell} < 55 \text{ ГэВ}$		
	$\Delta\phi_{\ell\ell} < 1.8$		
			не прошёл CJV или не прошёл OLV
			$ m_{jj} - 85 > 15 \text{ ГэВ}$ или $\Delta y_{jj} > 1.2$
Дискриминант	m_T		

Таблица 9 — Критерии отбора событий в сигнальных областях (SRs) [8]. Определения величин переменных представлены в основном тексте

$N_{\text{jet}} = 0$ SR делится ещё на четыре, которые будут использоваться при подгонке для извлечения сигнала с границами по $m_{\ell\ell}$ при $m_{\ell\ell} \leq 30 \text{ ГэВ}$ и $m_{\ell\ell} > 30 \text{ ГэВ}$ и по p_T второго лептона $p_T^{\text{sublead}} \leq 20 \text{ ГэВ}$ и $p_T^{\text{sublead}} > 20 \text{ ГэВ}$.

В категории с $N_{\text{jet}} = 1$ вводится ограничение на т. н. максимальную поперечную массу, определяемую как максимальную величину $m_T^{\ell_i}$ ($\max(m_T^\ell)$) где:

$$m_T^{\ell_i} = \sqrt{2 p_T^{\ell_i} \cdot E_T^{\text{miss}} \cdot (1 - \cos \Delta\phi(\ell_i, E_T^{\text{miss}}))},$$

и ℓ_i может быть либо лидирующим, либо вторым лептоном. Эта величина обычно мала для фона от DY и велика для сигнала. Она мала и для многоструйного фона, где ложно идентифицированные лептоны часто измеряются с энергией, меньшей чем у тех струй, из которых они происходят. Тогда с помощью

ограничения $\max(m_T^\ell) > 50$ ГэВ эти фоны существенно уменьшаются. Наличие струй позволяет также существенно уменьшить фон от процесса $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ путём ограничения $m_{\tau\tau} < m_Z - 25$ ГэВ, аналогичное ограничение применяется и для случая $N_{\text{jet}} \geq 2$. Те же отборы по $\Delta\phi_{\ell\ell}$ и $m_{\ell\ell}$, описанные выше, применяются и в категории $N_{\text{jet}} = 1$ и показаны на Рисунке 3.6(в) и 3.6(г), соответственно. $N_{\text{jet}} = 1$ SR делится на 4 подобласти, как и $N_{\text{jet}} = 0$ SR.

Для измерения сечения рождения в механизме ggF в случае $N_{\text{jet}} \geq 2$ отбираются только события, не прошедшие специфические отборы для категории VBF, не рассматриваемой в настоящей работе. Далее, подавляется вклад от $V(\rightarrow qq)H$ рождения отбрасыванием событий в области $|m_{jj} - 85| \leq 15$ ГэВ и $\Delta y_{jj} \leq 1.2$. Те же отборы по $\Delta\phi_{\ell\ell}$ и $m_{\ell\ell}$, которые были описаны выше, применяются и здесь. Распределения показаны на Рисунке 3.7(а) и Рисунке 3.7(б), соответственно, вместе с отбором по $m_{\tau\tau}$ на Рисунке 3.7(в). Указанный SR делится на две подобласти, которые используются при подгонке с границей при $m_{\ell\ell} = 30$ ГэВ.

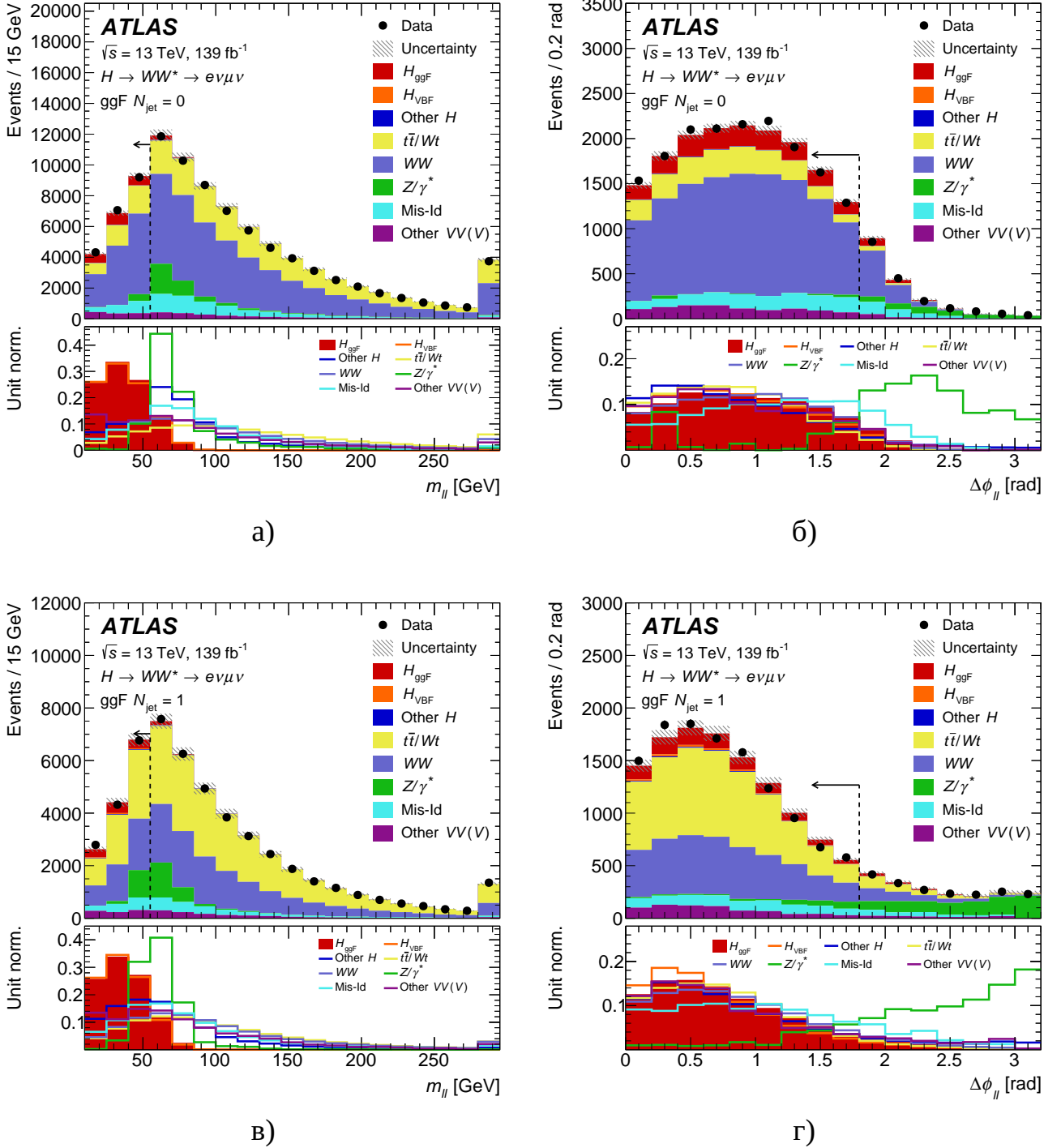


Рисунок 3.6 — Распределения по $m_{\ell\ell}$ (а) и $\Delta\phi_{\ell\ell}$ (б) в категориях $N_{\text{jet}} = 0$, а также $m_{\ell\ell}$ (в) и $\Delta\phi_{\ell\ell}$ (г) в категории $N_{\text{jet}} = 1$ после предварительного отбора событий и подавления фона, а также после отбора по $m_{\ell\ell}$ на рисунках для $\Delta\phi_{\ell\ell}$. Штриховые линии показывают, где делается отбор по данной наблюдаемой величине [8]. Распределения нормированы на номинальные выходы событий перед окончательной подгонкой SRs и CRs. Полоса показывает ошибку нормировки при допущении рождения бозона Хиггса как в СМ. Нижние картинки показывают отнормированные распределения для сигнала и фона, из которых видно, какой из фонов первым удаляется указанными отборами

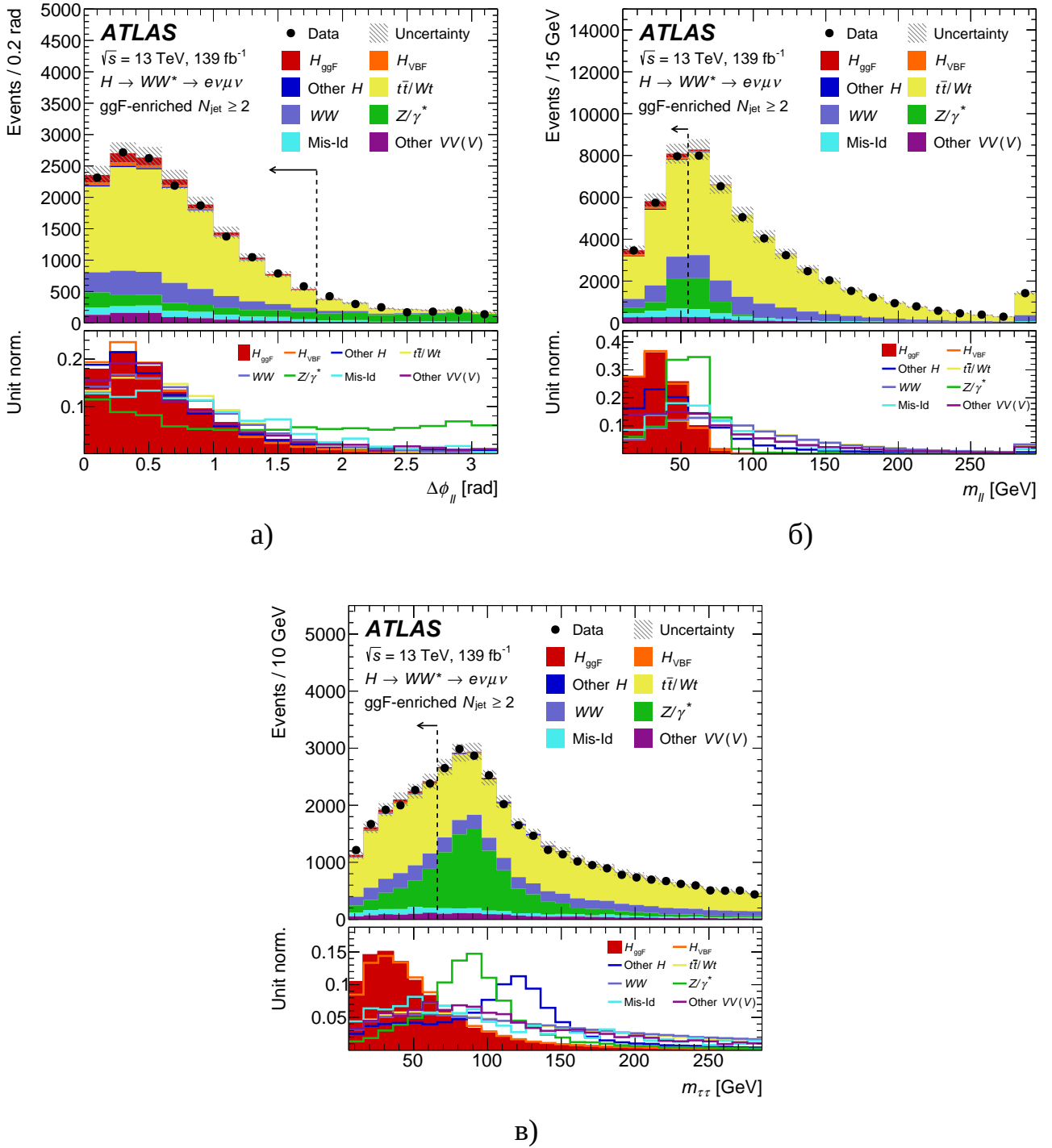


Рисунок 3.7 — Распределения по $\Delta\phi_{\ell\ell}$ (а), $m_{\ell\ell}$ (б) и $m_{\tau\tau}$ (в) в категории $N_{jet} \geq 2$, обогащённой ggF , после всех отборов вплоть до рассматриваемой переменной [8]. Штриховые линии показывают, где делается отбор по наблюдаемой величине. Распределения нормированы на результаты до окончательной подгонки всех SRs и CRs. Заштрихованная область показывает неопределённость нормировки подгонки при допущении рождения бозона Хиггса в СМ. Нижние картинки показывают нормированные распределения для сигнала и фона, из которых можно понять, какие фоновые процессы в первую очередь удаляются указанными отборами

3.2.3 Оценка фона

В Таблице 10 показаны критерии отбора для определения CRs. В Таблице 11

CR	$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 0 \text{ ggF}$	$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 1 \text{ ggF}$	$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} \geq 2 \text{ ggF}$
$qq \rightarrow WW$	$N_{b\text{-jet},(p_T>20 \text{ GeV})} = 0$		
	$\Delta\phi_{\ell\ell, E_T^{\text{miss}}} > \pi/2$ $p_T^{\ell\ell} > 30 \text{ ГэВ}$ $55 < m_{\ell\ell} < 110 \text{ ГэВ}$ $\Delta\phi_{\ell\ell} < 2.6$	$m_{\ell\ell} > 80 \text{ ГэВ}$	
		$ m_{\tau\tau} - m_Z > 25 \text{ ГэВ}$ $\max(m_T^\ell) > 50 \text{ ГэВ}$	$m_{\tau\tau} < m_Z - 25 \text{ ГэВ}$
			$m_{T2} > 165 \text{ ГэВ}$
не проходит запрет на центр. струю или не проходит запрет на внешний лептон		$ m_{jj} - 85 > 15 \text{ ГэВ}$ или $\Delta y_{jj} > 1.2$	
$t\bar{t}/Wt$	$N_{b\text{-jet},(20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV})} > 0$ $\Delta\phi_{\ell\ell, E_T^{\text{miss}}} > \pi/2$ $p_T^{\ell\ell} > 30 \text{ ГэВ}$ $\Delta\phi_{\ell\ell} < 2.8$	$N_{b\text{-jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 1$	$N_{b\text{-jet},(p_T>20 \text{ GeV})} = 0$
		$N_{b\text{-jet},(20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV})} = 0$	
	$m_{\tau\tau} < m_Z - 25 \text{ ГэВ}$		$m_{\ell\ell} > 80 \text{ ГэВ}$ $\Delta\phi_{\ell\ell} < 1.8$ $m_{T2} < 165 \text{ ГэВ}$
	$\max(m_T^\ell) > 50 \text{ ГэВ}$	не проходит запрет на центр. струю или не проходит запрет на внешний лептон	
$ m_{jj} - 85 > 15 \text{ ГэВ}$ или $\Delta y_{jj} > 1.2$			
Z^*/γ^*	$N_{b\text{-jet},(p_T>20 \text{ GeV})} = 0$		
	$m_{\ell\ell} < 80 \text{ ГэВ}$		$m_{\ell\ell} < 55 \text{ ГэВ}$
	нет требования по p_T^{miss}		$m_{\tau\tau} > m_Z - 25 \text{ ГэВ}$ не проходит запрет на центр. струю или не проходит запрет на внешний лептон
	$\Delta\phi_{\ell\ell} > 2.8$	$\max(m_T^\ell) > 50 \text{ ГэВ}$	
$ m_{jj} - 85 > 15 \text{ ГэВ}$ или $\Delta y_{jj} > 1.2$			

Таблица 10 — Критерии отбора событий для определения CRs [8]. Отбор в каждой из контрольных областей начинается с предварительного отбора, указанного в Таблице 9. $N_{b\text{-jet},(20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV})}$ означает число b -струй с $20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV}$

показаны нормировочные коэффициенты после подгонки, на которые надо домножать число событий в сигнальных областях.

Категория	WW	$t\bar{t}/Wt$	Z^*/γ^*
$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 0 \text{ ggF}$	$1.02^{+0.07}_{-0.07}$	$0.93^{+0.22}_{-0.17}$	$0.96^{+0.07}_{-0.06}$
$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} = 1 \text{ ggF}$	$0.85^{+0.16}_{-0.15}$	$1.05^{+0.19}_{-0.16}$	$0.98^{+0.10}_{-0.09}$
$N_{\text{jet},(p_T>30 \text{ GeV})} \geq 2 \text{ ggF}$	$0.81^{+0.34}_{-0.33}$	$0.96^{+0.23}_{-0.18}$	$0.98^{+0.18}_{-0.17}$

Таблица 11 — Нормировочные коэффициенты после подгонки, на которые надо домножать число событий в сигнальных областях [8]. Представленные неопределённости включают в себя как статистические, так и систематические погрешности

Нерезонансный фон от WW в основном связан с процессами, инициированными кварками (обозначается как $qqWW$) с небольшим дополнительным вкладом от процесса, инициированного глюонами через диаграмму в виде коробки ($ggWW$). Вклад от процесса $ggWW$ составляет около 10% от полного сечения рождения WW и оценивается из смоделированных образцов событий с нормировкой на теоретические сечения. Процесс $qqWW$ нормируется на наблюдаемое количество событий в соответствующих CRs. CRs ортогональны SRs и обогащены процессами WW -рождения. Для категории $N_{\text{jet}} = 0$ используются ограничения, $55 < m_{\ell\ell} < 110$ ГэВ и $\Delta\phi_{\ell\ell} < 2.6$. Верхняя граница по $m_{\ell\ell}$ позволяют уменьшить содержание фона от топ-кварков в WW CR, тогда как отбор по $\Delta\phi_{\ell\ell}$ удаляет большую часть вклада от $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. WW CR в категории $N_{\text{jet}} = 1$ отличается от SR отбором $m_{\ell\ell} > 80$ ГэВ и $|m_{\tau\tau} - m_Z| > 25$ ГэВ. Для ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ категории процесс $qqWW$ нормируется на число событий в CR, который определяется требованием $m_{\ell\ell} > 80$ ГэВ и $m_{T2} > 165$ ГэВ. Переменная m_{T2} [88] определяется как:

$$m_{T2} = \min_{p_T^1 + p_T^2 = p_T} (\max(m_T^2(p_T^1, p_T^a), m_T^2(p_T^2, p_T^b)))$$

и представляет собой нижнюю границу массы родительской частицы, а также может быть использована для разделения процессов WW и парного рождения топ-кварков. Для всех WW CRs используется запрет на b -струю, как и в SRs. Примесь WW в указанных CRs составляет 67% ($N_{\text{jet}} = 0$), 34% ($N_{\text{jet}} = 1$) и

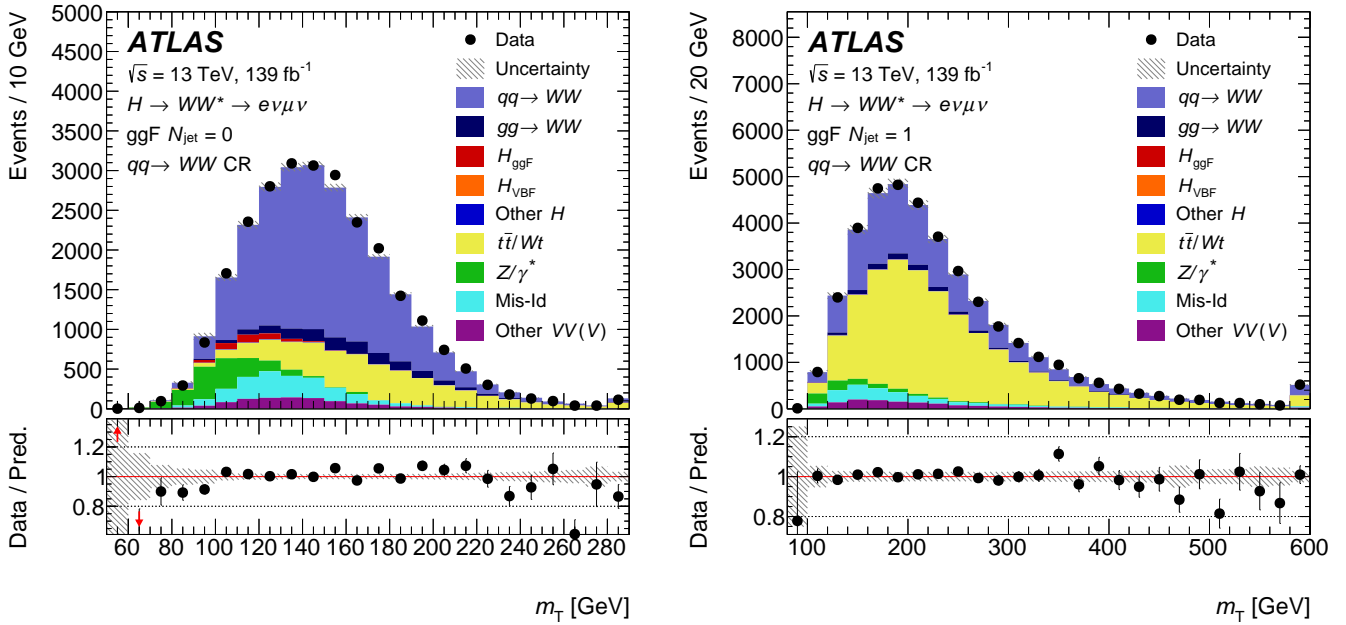
39% (ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$). Нормировочные коэффициенты после подгонки, описанной в разделе 3.2.5, суммируются в Таблице 11. Рисунок 3.8 показывает распределения по m_T после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$, $N_{\text{jet}} = 1$ и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ CRs.

Фоны с топ-кварками ассоциируются с процессами парного их рождения, а также Wt . Они нормируются на наблюдаемое количество событий в CRs, определённых для каждой категории анализа отдельно. CRs ортогональны SRs путём отмены запрета на наличие b -струи. Исключением является категория ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$, где CR определяется с запретом на b -струю и ортогональность с SR и WW CR достигается ограничением $m_{\ell\ell} > 80$ ГэВ и $m_{T2} < 165$ ГэВ, соответственно. Это возможно благодаря большой примеси событий с топ-кварками даже после запрета на b -струю в категориях с $N_{\text{jet}} \geq 2$, и такое определение уменьшает неопределённости, проистекающие из отбора b -струй в этой категории. В категории $N_{\text{jet}} = 0$ в CR требуется присутствие струи с $20 \text{ ГэВ} < p_T < 30 \text{ ГэВ}$, которая идентифицируется как идущая из b -кварка.

Примесь процессов с топ-кварками в CRs составляет 89% ($N_{\text{jet}} = 0$), 98% ($N_{\text{jet}} = 1$) и 71% (ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$). Нормировочные коэффициенты после подгонки представлены в Таблице 11. Рисунок 3.9 показывает m_T распределения после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$, $N_{\text{jet}} = 1$ и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ CRs.

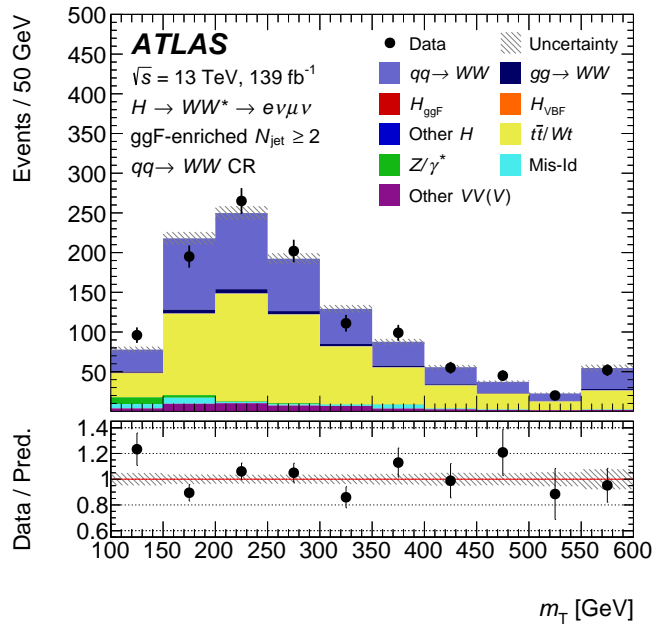
Фон $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ нормируется в соответствующих CRs. Для категории $N_{\text{jet}} = 0$ требуется, чтобы угол раствора между лептонами были велик, $\Delta\phi_{\ell\ell} > 2.8$. Для случаев $N_{\text{jet}} = 1$ и $N_{\text{jet}} \geq 2$ основной отбор, отличающий $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ CR от SR, состоит в том, что в $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ CR включается область по $m_{\tau\tau}$ вокруг номинальной массы Z бозона. Для всех $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ CRs используется запрет на b -струю. Примесь $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ в CRs составляет 94% ($N_{\text{jet}} = 0$), 76% ($N_{\text{jet}} = 1$) и 76% (ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$). Нормировочные коэффициенты после подгонки суммируются в Таблице 11. На Рисунке 3.10 показаны распределения по m_T после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$, $N_{\text{jet}} = 1$ и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ CRs.

Фоны с одним (двумя) ложно идентифицированными лептонами в основном связаны с процессами W +jets (многоструйными) событиями, соответственно. Они оцениваются на основе реальных данных по аналогии с тем, как это делалось в уже упомянутом анализе данных 2015 – 2016 гг. [7; 63].



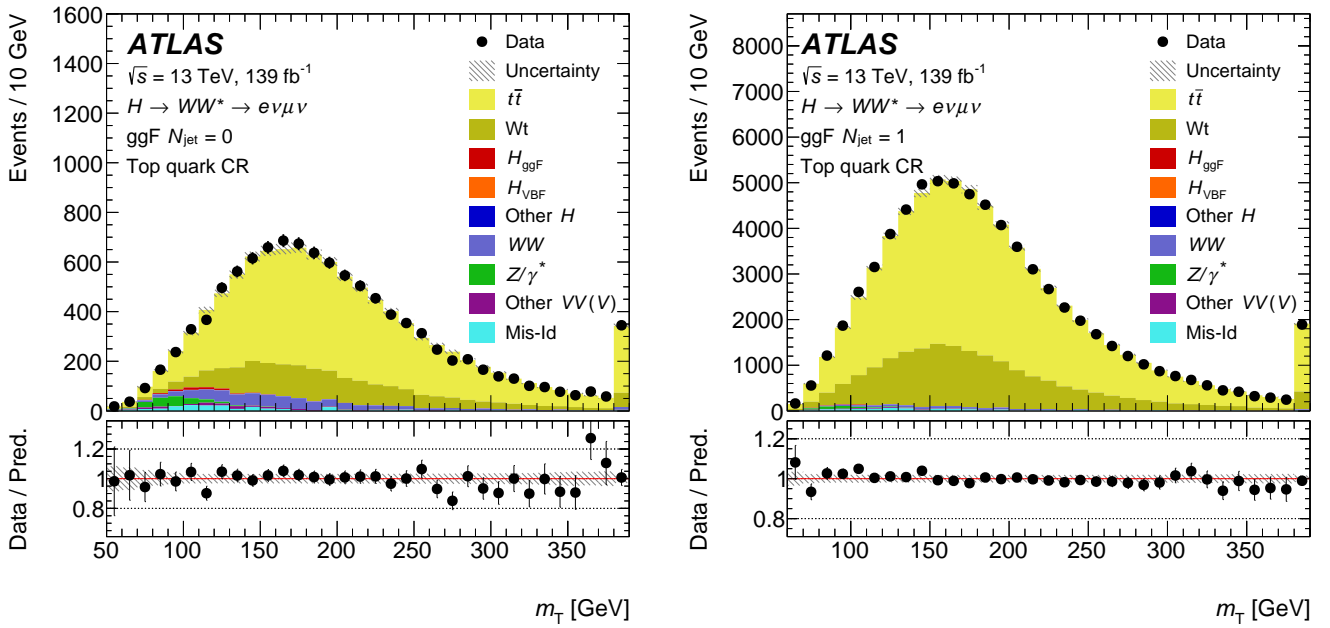
a)

б)



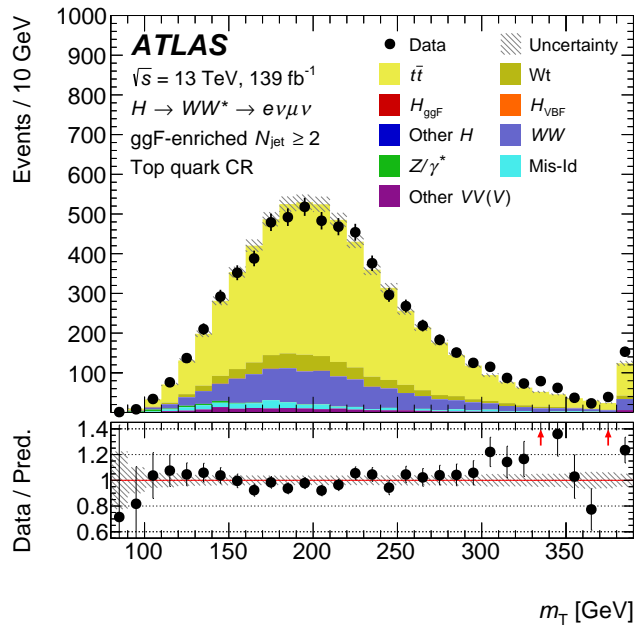
в)

Рисунок 3.8 — Распределения по m_T после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б) и $ggF N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) WW CRs сигналом (нормированным после подгонки) и смоделированным фоном. Последний интервал распределений – инклюзивный (включает переполнение) [8]. Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождении бозона Хиггса в СМ



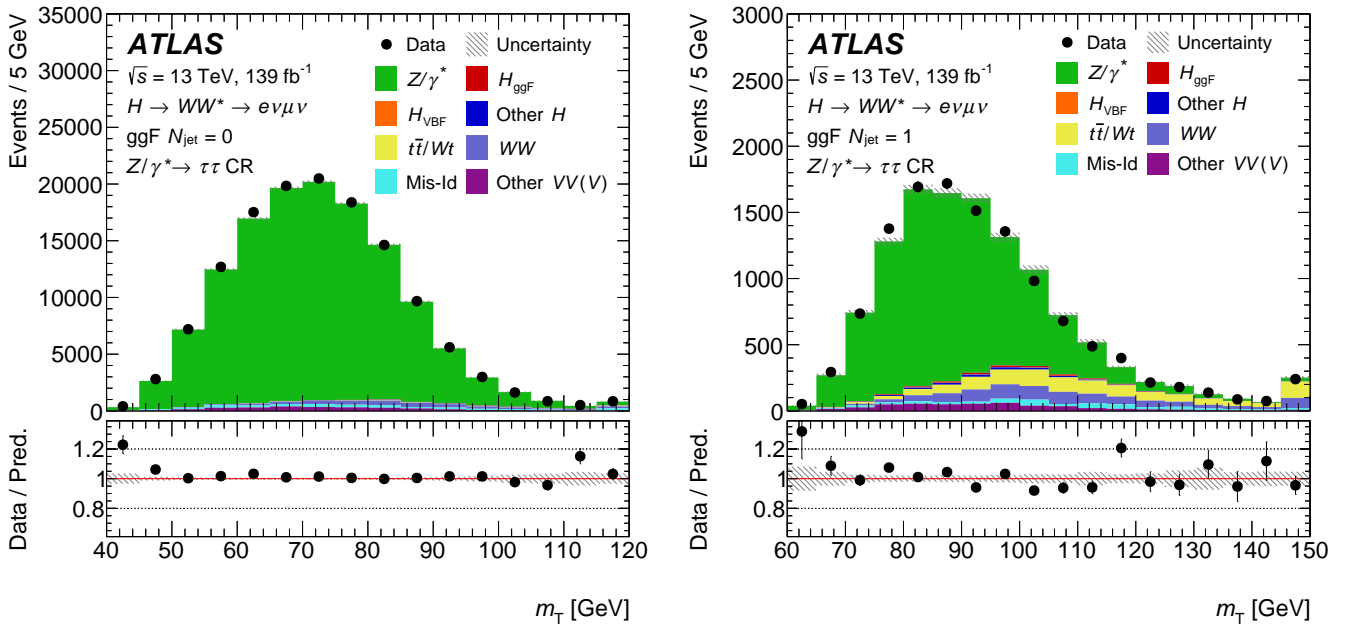
a)

б)



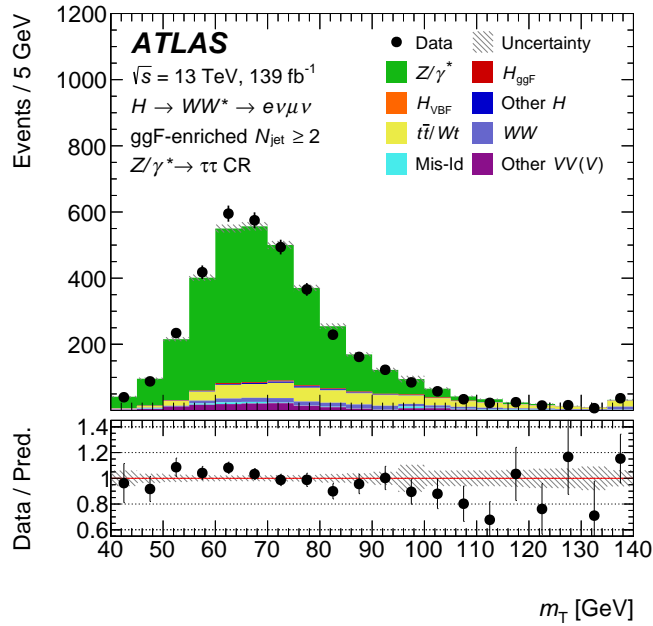
в)

Рисунок 3.9 — m_T распределения после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б) и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) CRs для процессов с топ-кварками с смоделированными вкладами сигнала (нормированного на измерение после подгонки) и фонов [8]. Последний интервал распределений – инклюзивный (включает перепополнение). Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождении бозона Хиггса в СМ



a)

б)



в)

Рисунок 3.10 — m_T распределения после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б) и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ CRs с смоделированными вкладами сигнала (нормированного на измерение после подгонки) и фонов [8]. Последний интервал распределений — инклюзивный (включает переполнение). Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождении бозона Хиггса в СМ

3.2.4 Систематические неопределённости

Оцениваются как экспериментальные, так и теоретические неопределённости для сигнала, фонов, их относительной нормировки и, где это приемлемо, их влияние на форму окончательного дискриминанта. Ниже в основном кратко описываются лишь экспериментальные ошибки.

Неопределённости в отборе лептонов связаны с неточностью знания их эффективностей реконструкции и идентификации, шкалы энергии или импульса, разрешения, а также эффективности изоляции. Для струй рассматриваются неточности измерения их шкалы энергии и разрешения ассоциации струи, и вершины, и идентификации b -струй. Далее, есть погрешности в реконструкции и триггерного отбора. Неопределённость симуляции эффекта наложения событий для смоделированных образцов событий оценивается путём варьирования коэффициента перевзвешивания на профиль данных в пределах неопределённостей. Ошибка в знании интегральной светимости за период 2015 – 2018 гг. составляет 1.7% [89]. Она применяется только к сигналу от бозона Хиггса и тем фоновым процессам, которые нормировались на теоретические предсказания.

К наиболее существенным из экспериментальных неопределённостей, влияющих на измерение сечения рождения в механизме ggF , относятся идентификация b -струй, моделирование эффекта наложения событий, разрешение по энергии струй и оценка фона с ложными лептонами.

Для фонов, нормированных на сечения в CRs, оцениваются неопределённости коэффициентов экстраполяции между CRs и SRs. Они рассматриваются как некоррелированные между различными множественностями струй.

Наибольшая теоретическая неопределённость в измерении сигнала от ggF проистекает из измерения эксклюзивных множественностей струй и партонных ливней. Для фоновых процессов неопределённости фонов от WW и топ-кварков вносят наибольший вклад в полную ошибку.

3.2.5 Процедура подгонки

Процедура подгонки была аналогична описанной ранее для данных 2015 – 2016 гг.

В качестве окончательного дискриминанта используется распределение по m_T в каждой из четырёх областей, задаваемых $m_{\ell\ell}$ и p_T второго лептона как в $N_{\text{jet}} = 0$, так и $N_{\text{jet}} = 1$ категориях. Одно и то же разбиение на интервалы в распределении по m_T используется во всех областях: $[0-90, 90-100, 100-110, 110-120, 120-130, 130-\infty]$. SR в категории ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ делится на две области по $m_{\ell\ell}$, но без деления по p_T второго лептона. В обеих областях распределение по m_T делится на шесть интервалов с одинаковыми границами, как и в категориях $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$.

Сила сигнала и сечения для механизмов рождения ggF и VBF определяются при одновременной подгонке всех номинальных SRs и CRs в категориях $N_{\text{jet}} = 0$, $N_{\text{jet}} = 1$ и $N_{\text{jet}} \geq 2$. Они являются неограниченными существенными параметрами. Затем проводится вторая подгонка этих же областей, но меряется единственный параметр – комбинированная сила сигнала в механизмах ggF и VBF. При обеих подгонках другие механизмы рождения бозона Хиггса зафиксированы на ожидаемых величинах.

3.2.6 События в сигнальной области и результаты

В Таблице 12 показано число событий в SRs во всех ggF категориях, определённых в разделе 3.2.2. Неопределённость ожидаемого полного числа событий отражает знание наблюдаемого их числа в каждой категории и не свидетельствует о точности анализа.

Распределения по m_T отдельно для категорий $N_{\text{jet}} = 0$, $N_{\text{jet}} = 1$ и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ SRs и их комбинация показаны на Рисунке 3.11. Нижние картинки на Рисунке 3.11 показывают разницу между данными и полным оценённым фоном по сравнению с m_T распределением для бозона Хиггса СМ с $m_H = 125.09$ ГэВ. Суммарная величина сигнала во всех категориях составляет около 4 тыс. событий (см. Таблицу 12) в согласии и по количеству событий, и по форме спектров с

Процесс	$N_{\text{jet}} = 0$ ggF	$N_{\text{jet}} = 1$ ggF	$N_{\text{jet}} \geq 2$ ggF
H_{ggF}	2100 ± 220	1100 ± 130	440 ± 90
H_{VBF}	23 ± 9	103 ± 30	46 ± 12
$VH+t\bar{t}H$	40 ± 20	55 ± 28	55 ± 27
WW	9700 ± 350	3500 ± 410	1500 ± 470
$t\bar{t}/Wt$	2200 ± 210	5300 ± 340	6100 ± 500
Z/γ^*	140 ± 50	280 ± 40	930 ± 70
Другие VV	1400 ± 130	840 ± 100	470 ± 90
Mis-Id	1200 ± 130	720 ± 90	470 ± 50
Всего	$16\,770 \pm 130$	$11\,940 \pm 110$	$10\,030 \pm 100$
Обнаружено	16 726	11 917	9 982

Таблица 12 — Количество событий в МС и данных после подгонки в ggF SRs [8]. Представленные неопределённости включают в себя как статистические, так и систематические, экспериментальные и теоретические. Сумма всех вкладов может отличаться от полного вклада по причине округления. Неопределённость полного числа событий отличается от квадратичной суммы неопределённостей одиночных процессов по причине эффектов антикорреляции в их систематике, которые превышают статистические неопределённости МС

ожидаемым сигналом из СМ. Обнаруженное (ожидаемое) число событий сигнала в новой категории ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ имеет значимость 2.2 (1.6) σ .

Сила сигнала при массе бозона Хиггса $m_H = 125.09$ ГэВ в распаде $H \rightarrow WW^*$ оказалась равной

$$\begin{aligned} \mu_{\text{ggF}} &= 1.15^{+0.16}_{-0.15} \\ &= 1.15 \pm 0.06 \text{ (стат.) }^{+0.09}_{-0.08} \text{ (эксп сист.) }^{+0.09}_{-0.07} \text{ (сиг теор.) }^{+0.08}_{-0.07} \text{ (фон теор.)}. \end{aligned}$$

Измеренная величина сечения, помноженная на относительную вероятность распада, $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ составила

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*} &= 12.0 \pm 1.4 \text{ пб} \\ &= 12.0 \pm 0.6 \text{ (стат.) }^{+0.9}_{-0.8} \text{ (эксп сист.) }^{+0.6}_{-0.5} \text{ (сиг теор.) } \pm 0.8 \text{ (фон теор.) пб} \end{aligned}$$

в сравнении с предсказанной в СМ величиной 10.4 ± 0.5 пб [26].

Таблица 13 показывает относительный вклад основных неопределённостей для измеренных величин $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$. Экспериментальные и теоретические неопределённости сравнимы.

Интересно сравнить результаты экспериментов ATLAS и CMS по каналу распада бозона Хиггса на два W -бозона на полной статистике при 13 ТэВ. Результаты были представлены в виде двух публикаций [90] и [91]. В первой публикации приводятся сечения только в рабочем объёме установки, а во второй – сечения в различных механизмах, нормированные на СМ: в частности, $\mu_{\text{ggF}} = 0.92_{-0.10}^{+0.11}$. Видно, что по сравнению с предыдущими измерениями при 13 ТэВ на четверти статистики точность измерений в обоих экспериментах на полной статистике улучшилась примерно вдвое. Она оказалась приблизительно одинаковой в ATLAS и CMS. Стоит отметить, что во втором случае анализировалось не только конечное состояние с электроном и мюоном, но и состояния с двумя электронами и двумя мюонами.

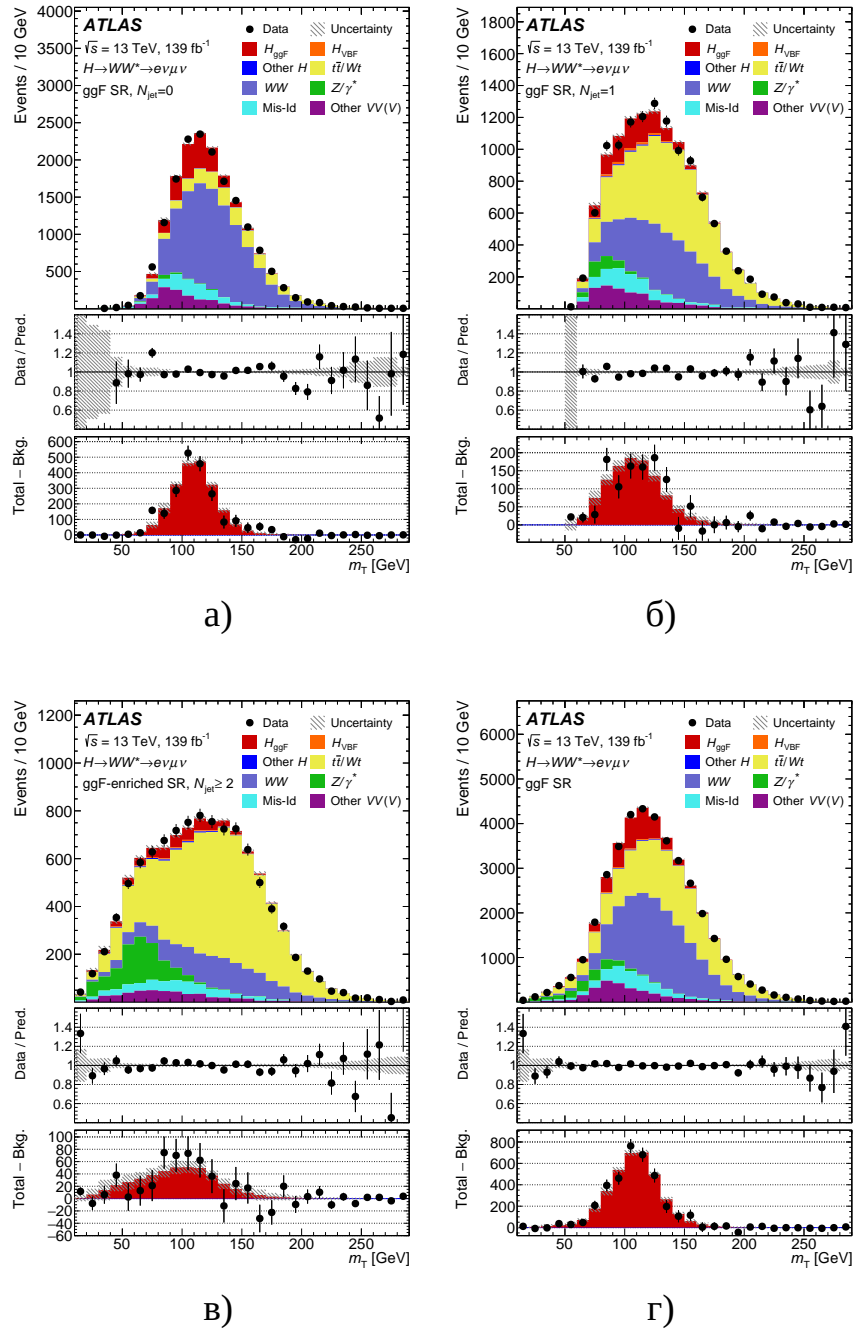


Рисунок 3.11 — Распределения по m_T с моделированными вкладами сигнала и фонов в сигнальных областях $N_{\text{jet}}=0$ (а), $N_{\text{jet}}=1$ (б), ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) и комбинированная (г) [8]. Последний интервал в распределениях – инклюзивный (включает переполнение). Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождения бозона Хиггса как в СМ. Средняя картинка показывает отношение данных к сумме подогнанного сигнала и фона. Нижняя картинка показывает разницу между данными и оценённым фоном по сравнению с распределением сигнала, где заштрихованная полоса показывает комбинированную статистическую и систематическую погрешность подогнанного сигнала и фона

Источник	$\frac{\Delta\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}}{\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}} [\%]$
Стат. неопределённости в данных	5.1
Полная сист. неопределённость	11
Стат. неопределённость в МС	3.8
Экспериментальные неопределённости	6.3
Мечение ароматов	2.7
Шкала энергии струй	1.1
Разрешение к энергии струй	2.4
$E_{\text{T}}^{\text{miss}}$	2.2
Мюоны	2.1
Электроны	1.6
Ложные лептоны	2.4
Наложение событий	2.5
Светимость	2.0
Теор. неопределённости	7.8
ggF	4.3
VBF	0.7
WW	4.2
Топ	3.8
$Z\tau\tau$	2.3
Другие VV	2.9
$VH+tt\bar{H}$	0.4
Нормировки фонов	4.5
WW	2.8
Топ	2.3
$Z\tau\tau$	3.1
ПОЛНАЯ	12

Таблица 13 — Основные вклады в полную неопределённость $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ по отношению к измеренной величине [8]. Индивидуальные источники систематических неопределённостей сгруппированы. Квадратичная сумма индивидуальных компонентов отличается от полной неопределённости по причине корреляций между компонентами

3.2.7 Заключение

Измерено сечение рождения бозона Хиггса в механизме слияния глюонов в канале распада $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$. Измерения основаны на полной статистике протон-протонных столкновений, записанных детектором ATLAS на LHC в 2015 – 2018 гг. при энергии в системе центра масс 13 ТэВ, что соответствует интегральной светимости 139 фб^{-1} . Сечение рождения для механизма ggF, помноженное на относительную вероятность распада $H \rightarrow WW^*$, оказалось равным 12.0 ± 0.6 (стат.) $_{-0.8}^{+0.9}$ (эксп сист.) $_{-0.5}^{+0.6}$ (сиг теор.) ± 0.8 (фон теор.) пб в согласии с предсказаниями стандартной модели 10.4 ± 0.5 пб. Таким образом, сечение рождения бозона Хиггса в основном механизме рождения ggF в канале распада на WW^* измерено с точностью чуть хуже, чем 10%, а само сечение совместимо с СМ.

Глава 4. Поиски тяжёлого бозона Хиггса и других бозонных резонансов

Открытие в 2012 г. сотрудничествами ATLAS и CMS бозона Хиггса и последующие измерения его свойств согласуются с предсказаниями Стандартной Модели. Тем не менее, различные гипотезы о физике за рамками СМ предсказывают существование других тяжёлых резонансов, способных распадаться в те же конечные состояния, что и бозон Хиггса СМ. Среди этих резонансов есть подобные бозону Хиггса скаляры, векторные частицы и тензорные гравитоны.

Был произведён поиск таких тяжёлых нейтральных резонансов в канале распада на пару W -бозонов с последующим распадом каждого из них в лептон и нейтрино.

4.1 Конечное состояние с электроном и мюоном

Представленный ниже анализ практически повторяет ранее проделанное исследование на четверти статистики при 13 ТэВ [92]. Почти не менялись отборы событий в сигнальных областях, небольшие улучшения были сделаны в контрольных областях. Были модифицированы алгоритмы реконструкции событий с учётом увеличения светимости ЛНС в 2017 – 2018 гг., о чем уже было написано в разделе 3.2.

4.1.1 Отбор событий

Использовались те же алгоритмы реконструкции объектов, т. е. электронов, мюонов, тау-лептонов, струй и недостающей поперечной энергии, что и для бозона Хиггса СМ (см. Главу 3). Практически тем же был и предварительный отбор событий. Но поскольку целью настоящего исследования было найти новый резонанс, который намного тяжелее существующего бозона Хиггса (в широком интервале возможных масс, начиная от 200 ГэВ и заканчивая несколькими

ТЭВ), были существенно ужесточены ограничения снизу на поперечный импульс первого ($p_T > 45$ ГэВ) и второго ($p_T > 30$ ГэВ) лептонов. Наибольшее из двух возможных значений m_T^W должно было превышать 50 ГэВ. Для каждого из лептонов величина m_T^W определяется как

$$m_T^W = \sqrt{2p_T^\ell E_T^{\text{miss}} (1 - \cos(\phi^\ell - \phi^{E_T^{\text{miss}}}))},$$

где p_T^ℓ и ϕ^ℓ – поперечный импульс и азимутальный угол выбранного лептона, а $\phi^{E_T^{\text{miss}}}$ – азимутальный угол вектора недостающего поперечного импульса. Для подавления фонов, включая процесс рождения бозона Хиггса СМ, было введено ограничение снизу $m_{\ell\ell} > 55$ ГэВ. Для ортогональности с контрольной областью WW отбираются события с $\Delta\eta_{\ell\ell} < 1.8$. К сожалению, такое ограничение приводит к некоторому падению эффективности отбора векторных резонансов. Запрет на b -струю был нужен для подавления фона от процессов с топ-кварками. Затем область сигнала делилась на три ортогональные категории в зависимости от числа струй в событии. События с $N_{\text{jet}} = 1$, в которых $\eta_j > 2.4$ и $\Delta\eta_{\ell j} > 1.75$, где $\Delta\eta_{\ell j}$ – минимальная разница псевдобыстрот между одним из лептонов и струей, относятся к VBF1J SR. События с $N_{\text{jet}} \geq 2$, в которых $\Delta y_{jj} > 4.0$ и $m_{jj} > 500$ ГэВ относятся к SR области VBF2J. Остальные события со струями, не прошедшие этот отбор, или события без струй принадлежат области сигнала ggF, инклюзивной по числу струй. Окончательным дискриминантом во всех SR служит поперечная масса, определяемая так же, как и для изучения бозона Хиггса СМ.

4.1.2 Контрольные области

В контрольных областях для фона от топ-кварков ggF CR использовались те же ограничения, что и в соответствующей области сигнала, но вместо запрета на b -струю требовалось наличие ровно одной b -струи. Из-за малого количества событий в двух VBF категориях используется объединённый CR, здесь отбор был аналогичен использованному в VBF SR, но было необходимо наличие хотя бы одной b -струи. Коэффициенты для нормировки числа событий указанного фона оказались равными 1.00 ± 0.14 (0.98 ± 0.17) для ggF (VBF) категорий, соответственно, а примесь основного процесса в его CR – 97.7% (97.5%).

Также была введена небольшая поправка на недостаточно точное моделирование лидирующего лептона в событиях $t\bar{t}$.

В WW CR и ggF SR использовались одинаковые отборы за исключением инвертирования ограничения по $\Delta\eta_{\ell\ell}$ и дополнительного требования к значимости недостающего поперечного импульса \mathcal{S} [93] (\mathcal{S} характеризует р-значение того, что наблюдаемое значение E_T^{miss} совместимо с гипотезой нулевого реального значения E_T^{miss}), такого, что $\frac{\mathcal{S}(E_T^{\text{miss}})}{E_T^{\text{miss}}} > 0.8 \text{ ГэВ}^{-1}$.

Коэффициент нормировки составил 1.00 ± 0.07 , а доля WW -событий – 63.2%. В области WW CR для VBF1J SR использовались существенно более мягкие ограничения на поперечный импульс обоих лептонов ($p_T > 25 \text{ ГэВ}$), а ограничение на их поперечную массу пропускалось. Ортогональность с SR достигалась отбором событий или с $\Delta\eta_{\ell\ell} > 1.8$, или с $m_{\ell\ell} < 55 \text{ ГэВ}$. Нормировочный коэффициент составил 1.17 ± 0.12 , а доля WW -событий – 47.0%. Для области VBF2J сконструировать WW CR сложно, и этот фон оценивался напрямую из результатов моделирования.

На Рисунке 4.1 показаны распределения по m_T в Top CRs, а на Рисунке 4.2 –

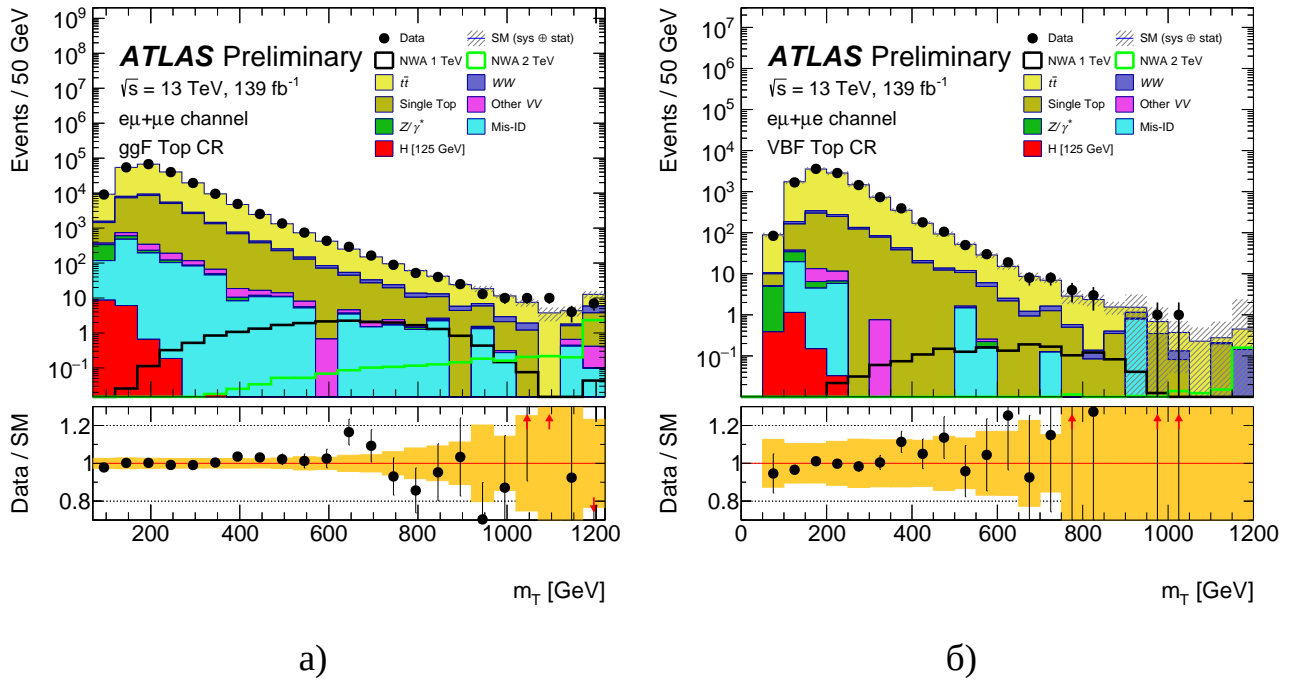


Рисунок 4.1 — Распределения по m_T в ggF (а) и VBF (б) top CR [14]. Полоса на нижнем рисунке показывает статистические и экспериментальные систематические неопределённости

в WW CRs. Наблюдается хорошее согласие между данными и MC. На всех рисунках, где показаны предсказания для скаляра в модели NWA сигнала с

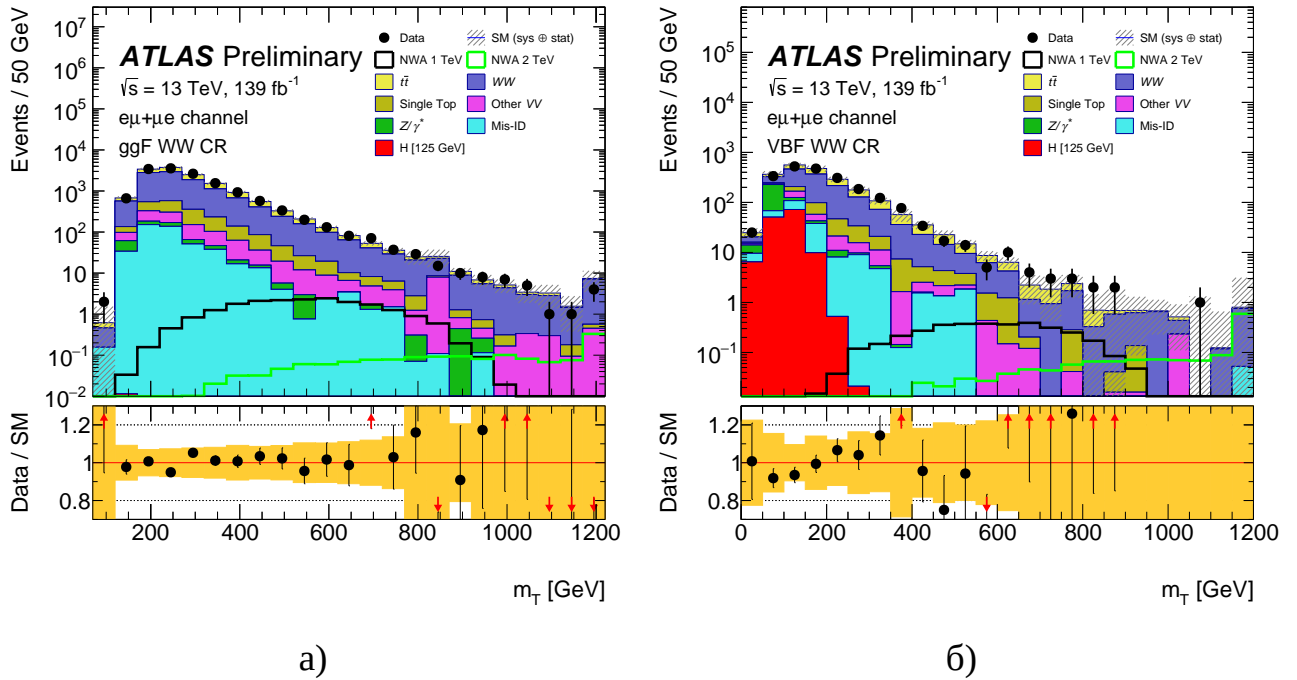


Рисунок 4.2 — Распределения по m_T в ggF (а) и VBF (б) в WW CR [14]

массой 1000 ГэВ, они нормированы на $\sigma \times \mathcal{B}(WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu) = 1.4 \times 10^{-5}$ нб (3.7×10^{-6} нб) для механизмов рождения ggF (VBF), соответственно. В последних интервалах распределений показано полное число событий выше его левой границы.

Рисунок 4.3 показывает качество моделирования основных фонов и предсказания для нескольких значений масс скаляра для случая ggF, а Рисунок 4.4 и 4.5 – аналогичные результаты для случаев VBF1J и VBF2J, соответственно, в распределениях по ключевым переменным. Оценка для сигнала приведена увеличенной в 50 раз. Красная вертикальная линия указывает на выбранные пороги при отборе. Каждая гистограмма строилась с учётом всех отборов, за исключением той переменной, по которой приводится спектр.

Распределения по m_T , которые используются в статистическом анализе, показаны на Рисунке 4.6. Ни в одном из SR не видно значимого превышения над фоном. Заштрихованные полосы показывают статистические, теоретические и экспериментальные неопределённости предсказаний. Фоны от топ-кварков и WW домножены на нормировочные коэффициенты, полученные из сравнения данных с моделированием в контрольных областях при подгонке.

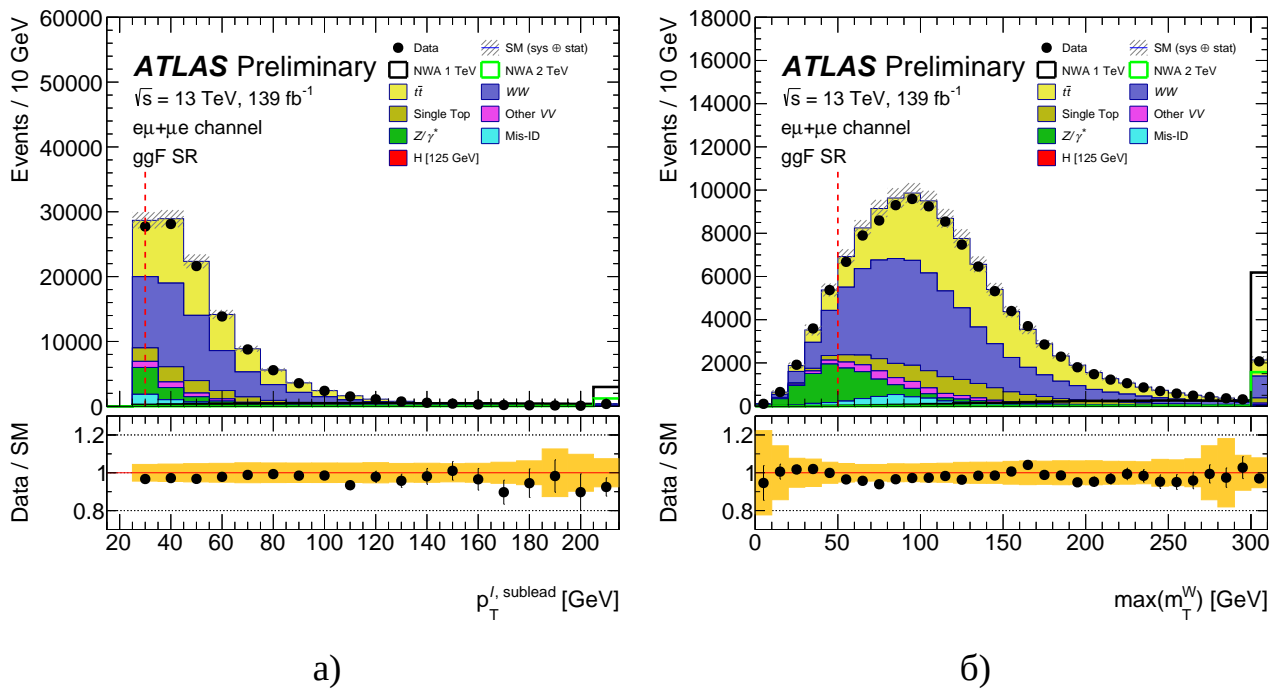


Рисунок 4.3 — Сравнение распределений для сигнала (NWA) и фона в категории ggF для переменных $p_T^{\ell, \text{sublead}}$ (а), $\max(m_T^W)$ (б) [14]

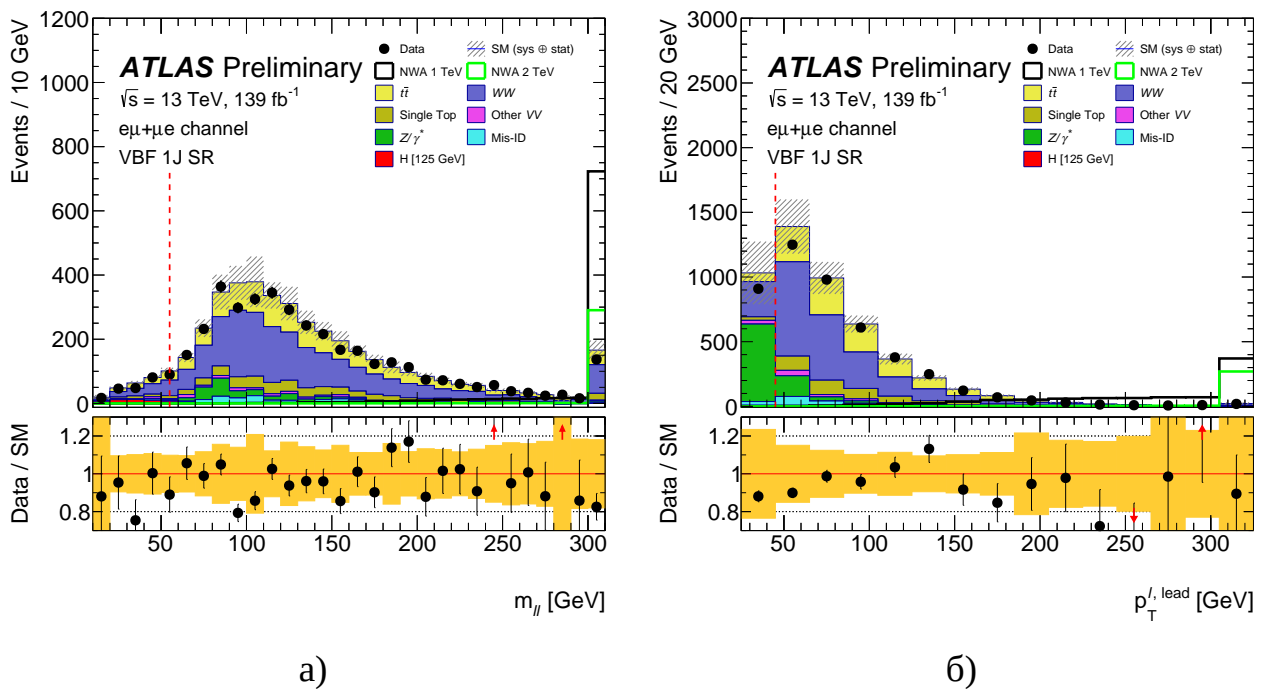


Рисунок 4.4 — Сравнение распределений для сигнала (NWA) и фона в категории VBF1J для переменных $m_{\ell\ell}$ (а), $p_T^{\ell, \text{lead}}$ (б) [14]

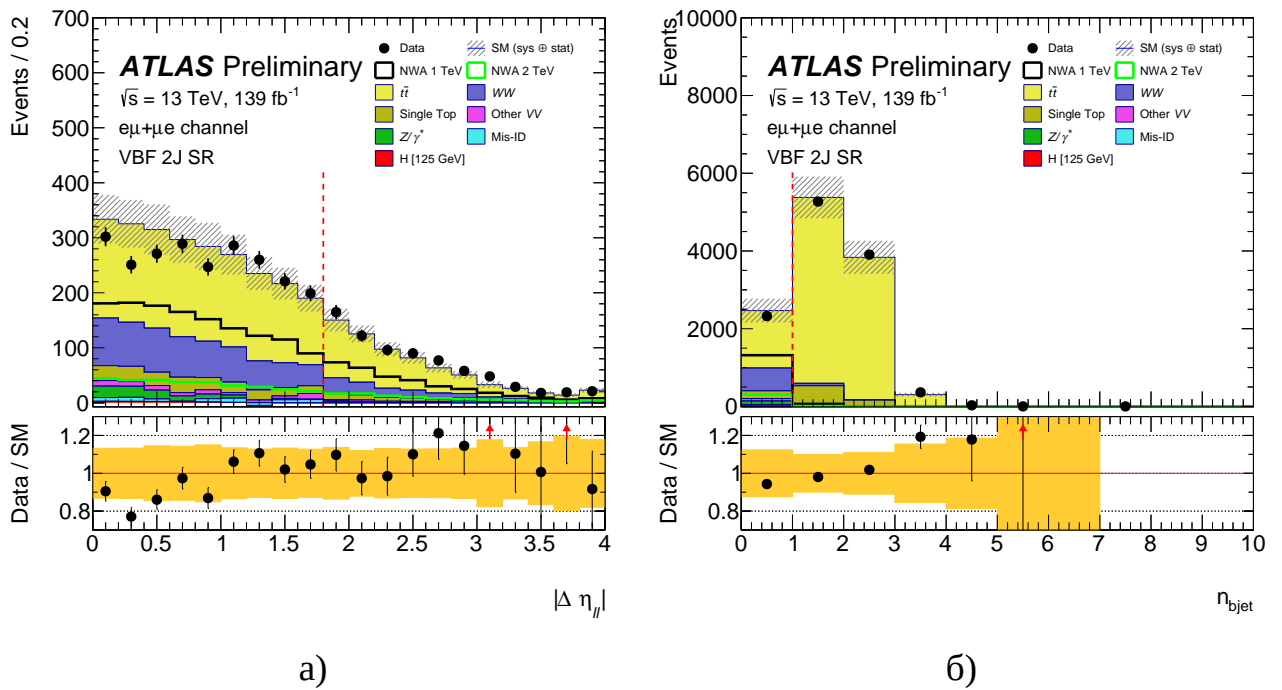
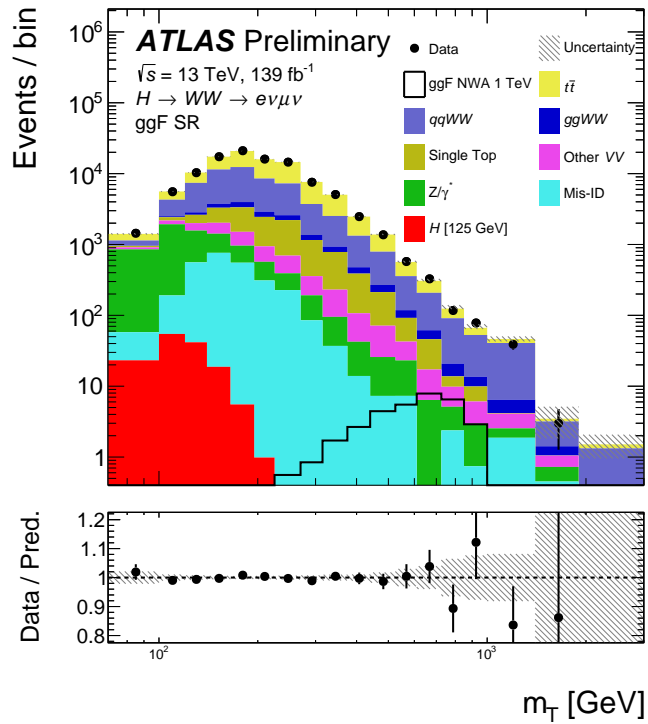
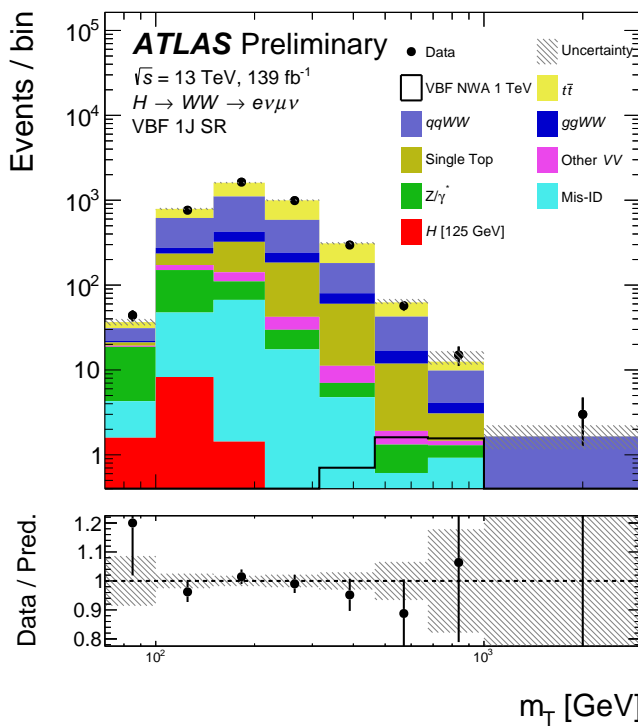


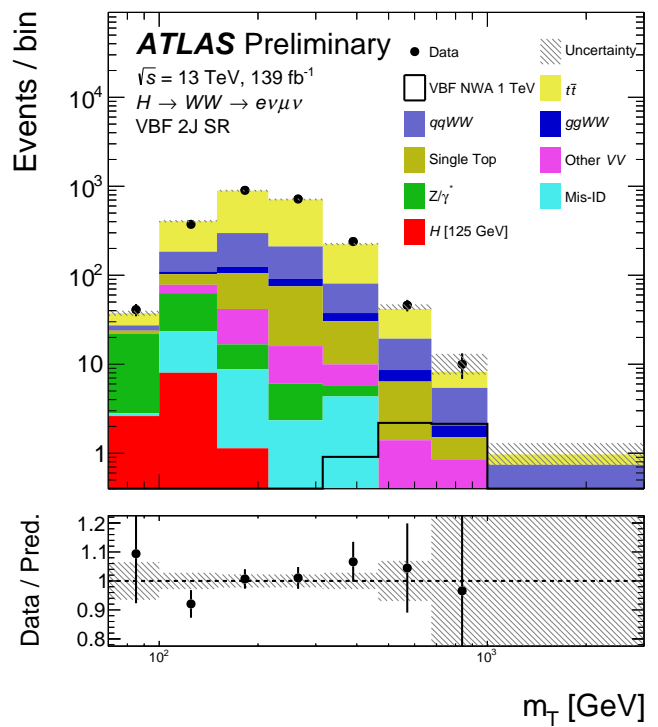
Рисунок 4.5 — Сравнение распределений для сигнала (NWA) и фона в категории VBF2J для переменных $|\Delta\eta_{\ell\ell}|$ (а), $N_{b\text{-jet}}$ (б) [14]



a)



б)



в)

Рисунок 4.6 — Сравнение распределений по m_T для сигнала и фона для трёх категорий: ggF (а), VBF1J (б) и VBF2J (в) [14]

4.1.3 Систематические погрешности

Основным источником погрешностей в извлекаемых верхних пределах на сечение рождения тяжёлого резонанса при больших массах являются теоретические неопределённости, связанные с фонами от топ-кварков. При меньших массах их величина сравнима с наиболее важными источниками экспериментальных погрешностей, которые в основном связаны с неточностью знания шкалы энергии струй и энергетическим разрешением к ним [57], а также эффективности мечения b -струй. К менее существенным неопределённостям относятся неточность знания энергии или импульса восстановленных лептонов и разрешение к ним, а также калибровки светимости LHC. Дополнительные погрешности связаны с подавлением эффекта наложения событий, а также с вычислением недостающей поперечной энергии [70; 73]. Неопределённости в эффективности мечения b -струй определялись в соответствии с процедурой, описанной в [94]. Учитывались также ошибки, связанные с эффективностями реконструкции, триггера и отборов лептонов [66; 67], для мюонов также смотрелась неопределённость ассоциации мюонных треков с вершиной. Неопределённость светимости за весь период 2015 – 2018 г. составляет 1.7 % [89]. Она применялась как к образцам событий сигнала, так и к тем фонам, которые не нормировались на данные.

Неопределённости, связанные с моделированием процессов $t\bar{t}$ и Wt , оценивались путём сравнения номинальных образцов событий с произведёнными альтернативным генератором или использования иной схемы развития партонных ливней. Вдобавок учитывались вариации излучения партонов в начальном и конечном состоянии и неопределённости масштабов перенормировок и факторизации, а также неопределённости, связанные с PDF.

Суммарные статистические и систематические ошибки для трёх значений масс бозона Хиггса представлены в Таблице 14.

Среди наиболее важных те, которые относятся к предсказанию фонов WW , Wt и $t\bar{t}$. Наиболее существенные экспериментальные ошибки – неточность знания эффективности мечения b -струй и их шкалы энергии. Неопределённости, связанные с моделированием сигнала, рассчитываются по аналогии с тем, как это делается для фона. Неопределённости, связанные с масштабами факторизации и перенормировок, а также связанные с PDF, оцениваются только для одного

ggF рождение		VBF рождение	
Источник систематики	Влияние (%)	Источник систематики	Влияние (%)
$m_H = 300 \text{ ГэВ}$			
Стат. ошибка в данных	9	Стат. ошибка в данных	16
Полная сист. ошибка	33	Полная сист. ошибка	40
$m_H = 1000 \text{ ГэВ}$			
Стат. неопр. данных	17	Стат. неопр. данных	25
Полная сист. неопр.	20	Полная сист. неопр.	10
$m_H = 3000 \text{ ГэВ}$			
Стат. неопр. данных	22	Стат. неопр. данных	18
Полная сист. неопределённость	21	Полная сист. неопределённость	15

Таблица 14 — Суммарные статистические и систематические ошибки для трёх значений масс бозона Хиггса [14]

скалярного (радион) и некалярного (гравитон) сигнала, но используются для всех рассмотренных моделей. Учтены дополнительные неопределённости, связанные с неточностью знания шкалы энергии струй в моделях со слиянием глюонов. Они взяты из предыдущего анализа, основанного на четверти статистики при 13 ТэВ [92]. Указанные неопределённости доминируют для случая ggF.

4.1.4 Результаты

В статье [95] подробно описана методика извлечения результатов из проведённого статистического анализа. Чтобы вычислить верхние пределы $\sigma_R \times \mathcal{B}(R \rightarrow WW)$ на 95% уровне достоверности использовался модифицированный частотный метод, известный как CL_s [96], комбинированный с асимптотическим приближением [97] для масс меньших 1 ТэВ и псевдо-экспериментами для масс от 1 ТэВ и больше. На основе распределений по поперечной массе в сигнальных и контрольных областях определялась функция правдоподобия. Она представляла собой произведение пуассоновских функций в интервалах по m_T в SRs и чисел событий в четырёх CRs. Систематические неопределённости параметризовались как отдельные дополнительные параметры (NPs), ограниченные гауссовыми или модифицированными пуассоновскими функциями.

Распределение по m_T в области сигнала делилось на 18 интервалов в ggF SR и 8 интервалов в каждом из VBF SRs для каждой модели и массы

предполагаемой новой частицы. Размеры интервалов и их границы выбирались на основе предыдущего анализа [92]. Ширина интервалов не одинакова и возростала с ростом этой массы. Все 4 CRs включены в подгонку как одиночные интервалы, проводилась одновременная подгонка всех трёх сигнальных и всех четырёх контрольных областей.

Перед подгонкой методом максимального правдоподобия эффекты от NPs подразделялись на две группы: вариации форм распределений и количества событий. Если вклад некоего из NP составляет менее 1% в это число событий перед подгонкой, то этот вклад удалялся. Аналогично удалялся вклад NP в изменение формы спектра, если соответствующая $\pm 1 \sigma$ вариация была совместима с постоянной функцией, основанной на χ^2 -тесте.

В Таблице 15 показаны числа наблюдаемых и смоделированных событий в CRs, а в Таблице 16 – в SRs. Эти числа были получены при одновременной подгонке во всех упомянутых областях. Свидетельств в пользу какого-либо избытка событий над фоном не наблюдается.

	Top CR _{ggF}	WW CR _{ggF}	Top CR _{VBF}	WW CR _{VBF (1-jet)}
Mis-ID	920 \pm 120	380 \pm 80	22 \pm 4	98 \pm 13
Z/γ^*	385 \pm 20	134 \pm 5	18.5 \pm 2.2	172.0 \pm 10.0
Wt	25400 \pm 1700	1140 \pm 120	840 \pm 140	157 \pm 32
$t\bar{t}$	181900 \pm 1800	3660 \pm 190	10190 \pm 180	506 \pm 35
H 125	15.5 \pm 0.8	0.0173 \pm 0.0025	1.40 \pm 0.12	138.3 \pm 2.7
$ggWW$	165 \pm 12	299 \pm 11	12.1 \pm 1.1	129 \pm 9
$qqWW$	1980 \pm 200	8040 \pm 210	86 \pm 14	850 \pm 60
Другие $VV/V\gamma$	391 \pm 30	600 \pm 20	6.6 \pm 0.4	78 \pm 11
Полный фон	211200 \pm 500	14250 \pm 120	11180 \pm 110	2130 \pm 40
Данные	211200 \pm 500	14280 \pm 120	11190 \pm 110	2150 \pm 50

Таблица 15 — Количество событий после подгонки в контрольных областях со всеми неопределённостями [14]. Квадрат неопределённости полного фона отличается от суммы квадратов индивидуальных его источников по причине корреляций

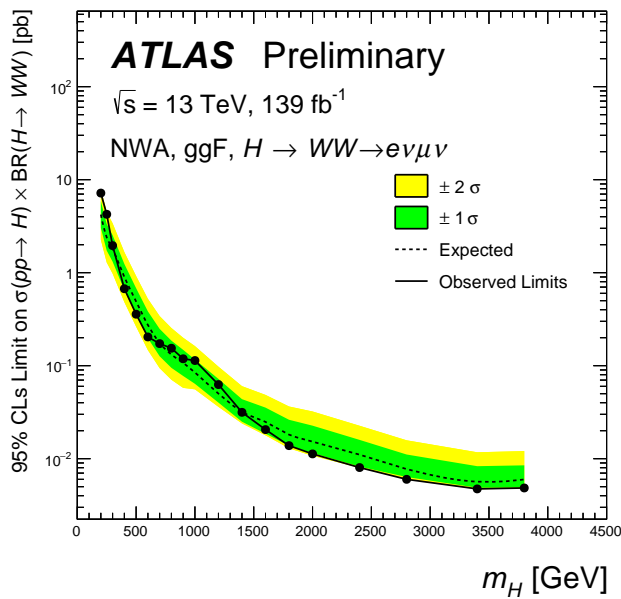
На Рисунке 4.7 показаны верхние пределы на 95%-ном уровне достоверности (CL_s) для сечения рождения, помноженного на относительную вероятность распада в WW , $\sigma_H \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$, в зависимости от m_H для бозона Хиггса в сценарии NWA отдельно для каждой из мод рождения (ggF и VBF), также показаны зелёные и жёлтые полосы, соответствующие

	SR_{ggF}	$SR_{VBF (1-jet)}$	$SR_{VBF (2-jet)}$
Mis-ID	2600 ± 600	130 ± 26	30 ± 8
Z/γ^*	5290 ± 110	176 ± 19	72 ± 5
Wt	9400 ± 1100	430 ± 80	170 ± 50
$t\bar{t}$	41700 ± 1400	1200 ± 80	1530 ± 70
H 125	145.1 ± 2.5	11.33 ± 0.30	11.80 ± 0.33
$ggWW$	2740 ± 100	236 ± 16	52.4 ± 2.6
$qqWW$	38800 ± 1300	1560 ± 100	410 ± 60
Другое $VV/V\gamma$	3010 ± 50	71 ± 23	55 ± 9
Полный фон	103700 ± 320	3820 ± 60	2330 ± 40
Данные	103710 ± 320	3800 ± 60	2330 ± 50

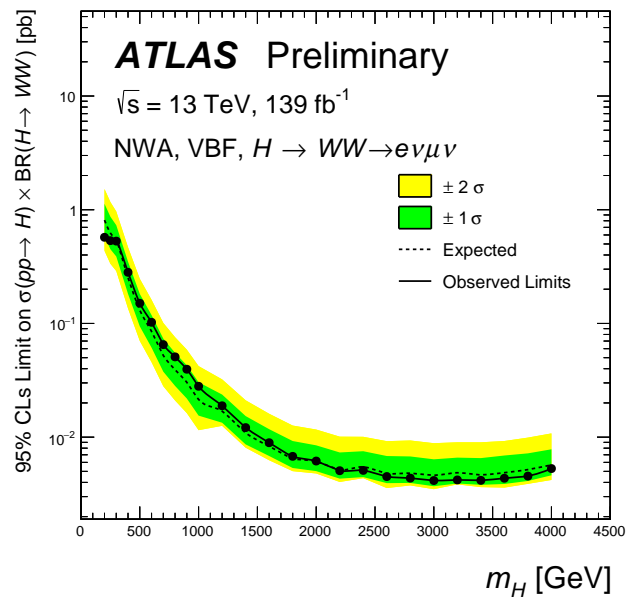
Таблица 16 — Количество событий после подгонки в контрольных областях со всеми неопределённостями [14]. Квадрат неопределённости полного фона отличается от суммы квадратов индивидуальных его источников по причине корреляций

неопределённостям в $\pm 1 \sigma$ и $\pm 2 \sigma$ в вычислении ожидаемого предела. Рисунок 4.8 показывает аналогичные пределы для радиона из модели RS, а Рисунок 4.9 — для гравитона Калуцы-Клейна. На Рисунке 4.10 представлены верхние пределы на 95% CL_s для тяжёлого бозона Хиггса в модели Джорджи-Мачасек. Наконец, на Рисунке 4.11 даются пределы для нейтрального векторного бозона из модели HVT. Для радиона, гравитона и резонанса модели HVT цветными линиями показаны теоретические предсказания. Наблюдаемые верхние пределы при больших массах имеют тенденцию быть ниже, чем ожидаемые в связи с тем, что измеренное число событий оказалось меньше, чем предполагалось. Жёлтая полоса неопределённости $\pm 2 \sigma$ достигает ширины, соответствующей разбросу результата в 2 раза. Следует отметить, что в широком диапазоне масс ожидаемые пределы для разных моделей отличаются на фактор не больший, чем 2 — 2.5. Близость результатов в некоторой степени демонстрирует модельную независимость проведённого анализа.

Что касается эксперимента CMS, то аналогичный нашему поиск тяжёлого резонанса тоже проводился как на четверти статистики [98], так и на полной статистике при 13 ТэВ [99]. Если учесть коэффициент, равный $\mathcal{B}(WW \rightarrow \nu\nu\nu) = 0.046$, то можно сравнить пределы для резонанса, подобного бозону Хиггса Стандартной Модели. Для механизма ggF ожидаемые верхние пределы,

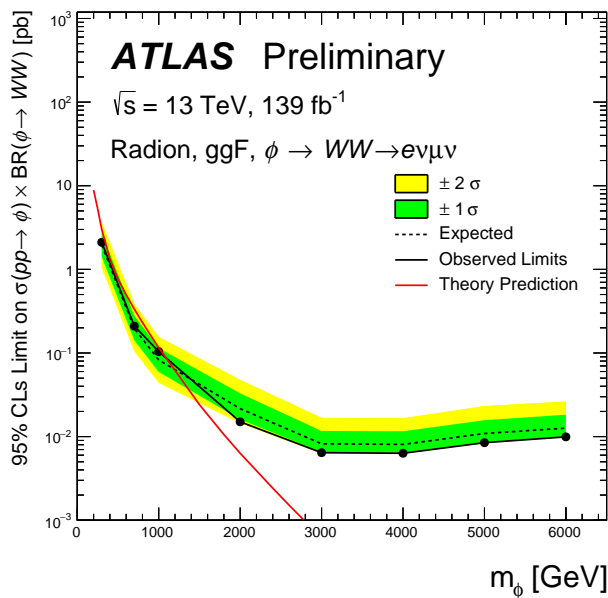


a)

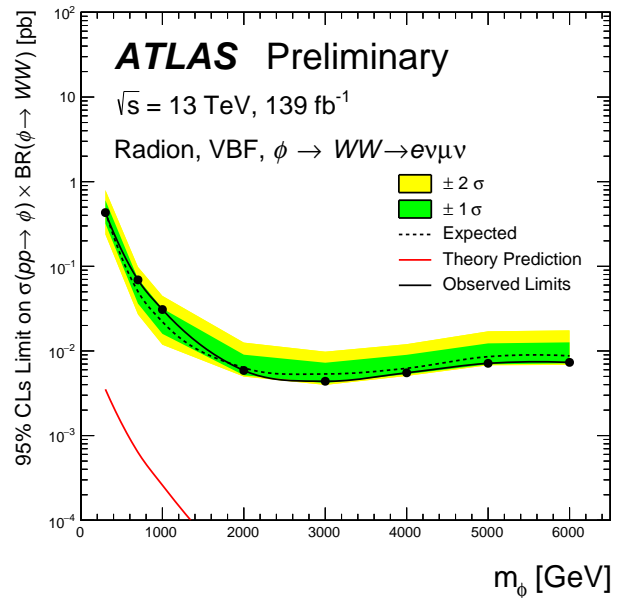


б)

Рисунок 4.7 — Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели NWA для моды рождения ggF (а) и VBF (б) [14]

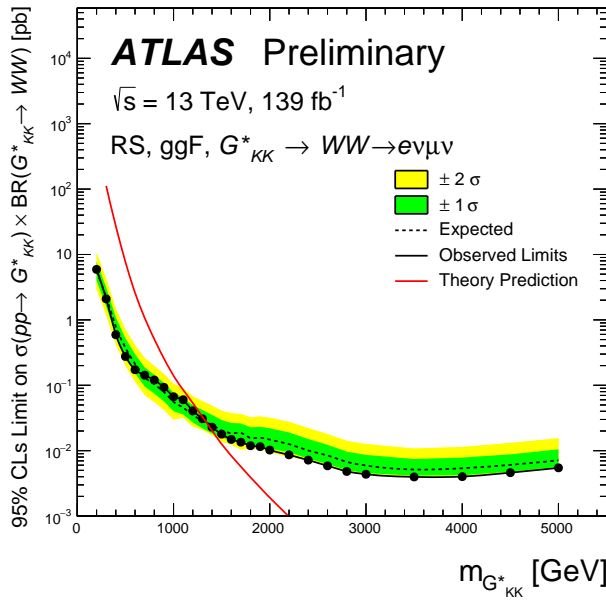


a)

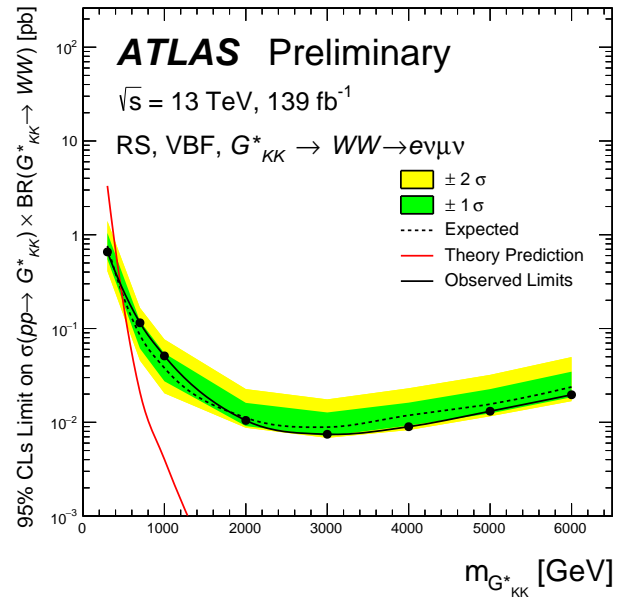


б)

Рисунок 4.8 — Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow WW)$ для радиона в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б) [14]



a)



б)

Рисунок 4.9 — Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(G^* \rightarrow WW)$ для гравитона Калуцы-Клейна в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б) [14]

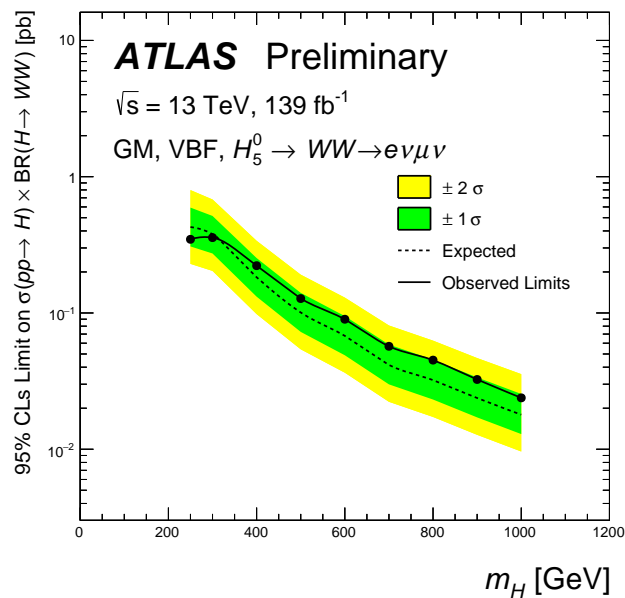


Рисунок 4.10 — Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели Джорджи-Мачасек для моды рождения VBF [14]

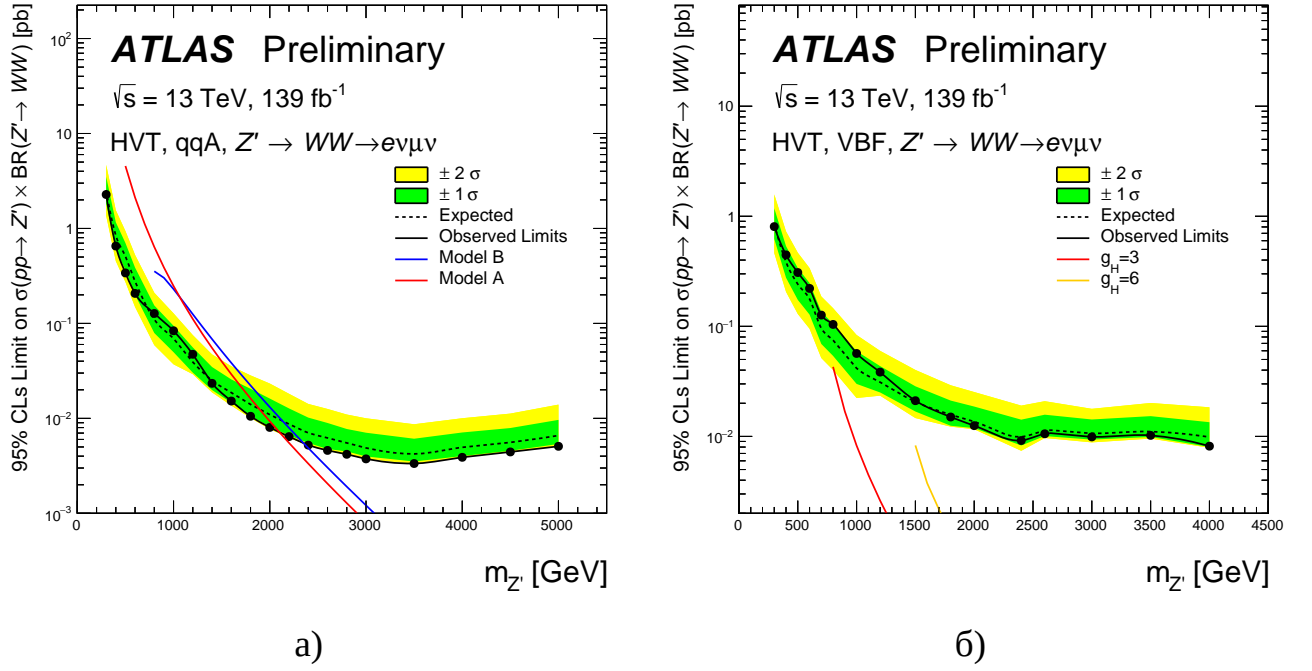


Рисунок 4.11 — Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(Z' \rightarrow WW)$ для сигнала из модели HVT для моды рождения qqA (а) и VBF (б) [14]

полученные в эксперименте ATLAS, оказались в 1.3–3 раза лучше, чем аналогичные пределы в CMS. Для механизма VBF они ниже в 1.5–2 раза в диапазоне масс резонанса до 3.5 ТэВ, а при массе 4 ТэВ пределы становятся примерно одинаковыми. Следует отметить, что полосы неопределённости в 2σ покрывают приблизительно двукратный разброс по сечениям.

4.1.5 Заключение

Сотрудничеством ATLAS на LHC представлен поиск тяжёлых нейтральных резонансов, распадающихся на пару WW в канале распада $e\nu\mu\nu$. Для поиска использовалась полная статистика протон-протонных столкновений при 13 ТэВ, соответствующая интегральной светимости 139 fb^{-1} . Существенного превышения над фоном СМ в пределах масс от 200 ГэВ до 6 ТэВ не найдено. Поставлены верхние пределы на сечение рождения, помноженные на относительную вероятность распада на два W в пяти различных сценариях: скалярный бозон Хиггса с малой шириной, тяжёлый векторный триплет и гравитон со спином 2, в механизмах рождения ggF, VBF или qqA. Для скаляра

с малой шириной величины сечений выше 7.2 пб при 200 ГэВ и 0.0048 пб при 3.8 ТэВ исключены на 95% CL_s для механизма рождения ggF и 0.57 пб и 0.0045 пб для механизма VBF . В модели GM пределы исключений варьируют от 0.35 пб при 250 ГэВ до 0.024 пб при 1 ТэВ в механизме рождения VBF . Радионы исключаются для величин более 2.1 пб при 300 ГэВ и 0.01 пб при 6 ТэВ для ggF , а для VBF для сечений больших 0.43 пб и 0.007 пб при тех же массах. Для модели резонанса HVT со спином 1 величины верхних пределов составили 2.3 пб при массе 300 ГэВ и 0.0039 пб при 4 ТэВ в механизме аннигиляции кварка с антикварком и 0.81 пб и 0.0082 пб при тех же массах в механизме рождения VBF . Наконец, гравитоны со спином 2 исключаются с сечениями, превышающими 5.9 пб при массе 200 ГэВ и 0.0055 пб при 5 ТэВ в механизме ggF . Соответствующие значения для VBF : 0.66 пб при 300 ГэВ и 0.02 пб при 4 ТэВ.

4.1.6 Перспективы поиска тяжёлого бозона Хиггса на HL-LHC при 14 ТэВ

В соответствии с сегодняшними планами HL-LHC должен начать свою работу в 2029 г., его ожидаемая выравниваемая светимость составит $\mathcal{L} = 5 - 7 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, при этом в среднем будет происходить от $\mu \approx 140$ до $\mu \approx 200$ взаимодействий при каждом пересечении пучков. Ещё в 2015 г. были предложены сценарии модернизации установки ATLAS (см. [100]), в частности, рассматривалось несколько вариантов переднего калориметра. Существующий передний калориметр (FCal) был разработан для успешной работы при светимости не более $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Один из сценариев модернизации LAr калориметра предполагал строительство нового переднего калориметра, названного sFCal, со сходной конструкцией, но с меньшими зазорами в жидком аргоне, чтобы избежать проблем с накоплением пространственного ионного заряда, который нарушит электрическое поле в зазоре и ухудшит качество электронного сигнала.

Целью нашего исследования было сравнить количество событий сигнала от тяжёлого бозона Хиггса и их кинематику с различными сценариями для геометрии передней области псевдобыстрот на основе смоделированных VBF $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ образцов событий: sFCal, стандартный FCal и «испорченный»

FCal. Слово «испорченный» означало, что ячейки в модулях FCal выключались (нулевая энергия) при больших $|\eta|$. Мы использовали специально созданные суммарные ленты результатов для сигнала с $\mu = 200$ при нескольких массах скалярного бозона (1000 ГэВ, 1800 ГэВ и 2600 ГэВ). Из них нами были изготовлены сжатые файлы данных, аналогичные использованным для анализа событий Run2 в среде CAF группы HWW, что потребовало существенных усилий. В соответствующее программное обеспечение также были внесены большие изменения, относящиеся к условиям HL-LHC (выключение триггера, используемого в Run2, а также детектора TRT и т. д.). Струи, восстановленные EMТоро алгоритмом, были специально откалиброваны для условий сверхвысокой светимости. Отметим также, что энергия в с. ц. м. для условий HL-LHC была выбрана равной 14 ТэВ, тогда как в реальных данных 2015 г. она составляла 13 ТэВ. По техническим причинам из номинальных критериев отбора были исключены все ограничения, связанные с E_T^{miss} и поперечной массой m_T , а также запрет на b -струи. Требовалось, чтобы в событии был один изолированный электрон и один изолированный мюон разных знаков заряда, при этом для лидирующего (второго) лептона использовалось ограничение $p_T \geq 120$ ГэВ (40 ГэВ), соответственно, а также $M(\ell\ell) \geq 150$ ГэВ и $\Delta\eta(\ell\ell) \leq 1.8$. Кроме того, в событии должны были быть по крайней мере две струи с $p_T \geq 50$ ГэВ. Был учтён рост сечений при 14 ТэВ по сравнению с 13 ТэВ для сигнала VBF H с коэффициентами 1.25 (1.36 и 1.49) для $m_H = 1000$ ГэВ (1800 ГэВ, 2600 ГэВ) [101; 102]. Абсолютная нормировка соответствовала полному образцу событий 2015 г. (3.21 фб^{-1}). Формы распределений лептонов по p_T , η и ϕ , а также такие дилептонные характеристики, как инвариантная масса $m_{\ell\ell}$, поперечный импульс $p_T^{\ell\ell}$, разница псевдобыстрот $\Delta\eta_{\ell\ell}$ оказались сходными при различных μ . Затем мы сравнили множественности струй для двух геометрий – стандартного FCal и sFCal.

Оказалось, что:

- при $\mu = 200$ множественность струй при 14 ТэВ намного больше, чем наблюдается в данных 2015 г. при 13 ТэВ;
- sFCal восстанавливает несколько больше струй при заданном пороге на p_T , чем обычный FCal;
- наблюдается очень слабый рост числа струй с m_H ;

- существенно более высокая доля событий с $N_{\text{jet}} > 2$ при $\mu = 200$ в сравнении с данными 2015 г. указывает на увеличение вклада эффекта pile-up при сверхвысоких светимостях.

В проверенных нами распределениях по p_T и η лидирующей и второй струи при $m_H = 1000$ ГэВ и $\mu = 200$, а также по Δy_{jj} и m_{jj} интересных особенностей по сравнению с данными 2015 г. не было обнаружено.

Что касается количества событий на разных стадиях отбора, то:

- после отбора событий по крайней мере с двумя струями, их число для условий HL-LHC на 60% больше, чем в 2015 г., причём их на $\approx 15\%$ больше для sFCal по сравнению с FCal;
- как и ожидалось, доля событий, прошедших критерии отбора для лептонов, не зависит сильно ни от μ , ни от m_H , ни от выбранной геометрии;
- совместная эффективность основных критериев отбора сигнала в механизме рождения VBF, $\Delta y_{jj} \geq 4.25$ и $m_{jj} \geq 650$ ГэВ, уменьшается с 75% для данных 2015 г. до 55% при $\mu = 200$ и $m_H = 1000$ ГэВ. Это число заметно не зависит ни от геометрии, ни от m_H ;
- после всех отборов мы видим на 10 – 20 % больше событий в геометрии с sFCal, глобальная эффективность при $\mu = 200$ около 10%, что близко к эффективности, ожидаемой для данных 2015 г.

Распределения по псевдобыстротам лидирующей и второй струи при $m_H = 1000$ GeV после всех отборов показаны на Рисунке 4.12. В передней области наблюдается больше струй в геометрии sFCal, чем FCal. По этой причине предсказывается большая доля событий с очень большими Δy_{jj} и m_{jj} для sFCal.

В Таблице 17 показаны доли событий, прошедших дополнительные ограничения по $|\eta|$ для моделирования «испорченного» переднего калориметра. Видно, что:

- потери событий из данных 2015 г. близки к потерям при $\mu = 200$;
- эти потери возрастают с увеличением m_H ;
- доли выживших событий составляют 90% (55%, 30%) для ограничений $|\eta| \leq 4.25$ ($|\eta| \leq 3.65$, $|\eta| \leq 3.3$), соответственно.

Таким образом, был проведён анализ смоделированных образцов событий $VBF H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ для сравнения двух вариантов геометрий (со стандартным передним калориметром FCal и улучшенным передним

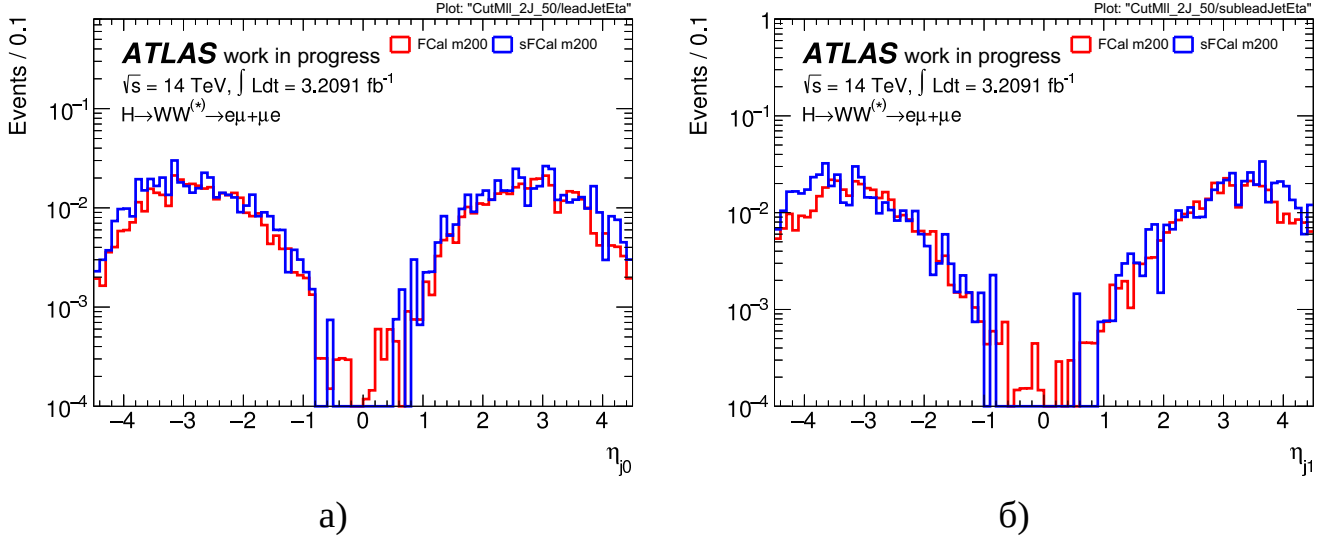


Рисунок 4.12 — Распределения по псевдобыстротам лидирующей (а) и второй струи (б) в МС $e\mu$ событиях VBF $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ($m_H = 1000$ ГэВ, $\mu = 200$) после всех отборов. Красные (синие) гистограммы для FCal (sFCal) случаев, соответственно

Геометрия	FCal Run2	FCal	sFCal	FCal	sFCal	FCal	sFCal
m_H , ГэВ	1000	1000	1000	1800	1800	2600	2600
$ \eta \leq 4.5$	1	1	1	1	1	1	1
$ \eta \leq 4.25$.912	.907	.899	.882	.887	.866	.852
$ \eta \leq 4.0$.803	.801	.755	.739	.730	.727	.682
$ \eta \leq 3.65$.590	.599	.495	.552	.473	.523	.426
$ \eta \leq 3.3$.352	.337	.268	.291	.239	.265	.211
$ \eta \leq 3.2$.284	.297	.237	.258	.207	.232	.183

Таблица 17 — Доля МС VBF $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ($m_H = 1000$ ГэВ), прошедших дополнительный отбор по $|\eta|$ струй

калориметром sFCal) при $\mu = 200$ для масс скалярного бозона 1000, 1800 и 2600 ГэВ. Получены следующие результаты:

- в случае sFCal восстанавливается на 10 – 20 % больше событий сигнала;
- ожидаемое количество событий после отборов сигнала для условий HL-LHC на 20% больше, чем предсказывается для данных 2015 г. Это связано как с увеличением сечения при 14 ТэВ по сравнению с 13 ТэВ, так и с увеличением множественности струй;
- дополнительное ограничение для струй $|\eta| \leq 3.65$ ведёт к 40 – 50 %-ному уменьшению числа событий сигнала. Это число составляет 10% (70%) для ограничений $|\eta| \leq 4.25$ ($|\eta| \leq 3.3$), соответственно. Полученные числа можно рассматривать как несколько пессимистичную оценку влияния возможной деградации отклика переднего калориметра при условиях HL-LHC на поиск тяжёлого бозона Хиггса в механизме VBF в канале распада на два W .

4.2 Канал одинакового аромата лептонов конечного состояния

Относительная вероятность лептонного распада пары W -бозонов в конечное состояние с разным ароматом лептонов ($e\nu\mu\nu$) такая же, как для распада в состояние с одинаковым ароматом ($e\nu e\nu$ и $\mu\nu\mu\nu$). Однако только в последнем случае есть существенный фон от процессов Дрелла-Яна $Z^*/\gamma^* \rightarrow ee/\mu\mu$. Более того, его относительный вклад для событий с адронными струями увеличивается с ростом светимости LHC из-за эффекта наложения событий. Напомним, что в полном наборе данных Run2 содержится около 100 млн событий $Z^*/\gamma^* \rightarrow ll$. По этой причине из-за гигантского размера MC файлов с экспериментальными систематическими неопределённостями автору пришлось разработать специальную схему уменьшения входных данных для программы анализа. Для этого в предварительном отборе вводились новые ограничения $\mathcal{S}(E_T^{\text{miss}}) > 3$, $p_T^{\text{miss}} > 30$ ГэВ, а также ранее использованные отборы на поперечный импульс первого ($p_T > 45$ ГэВ) и второго ($p_T > 30$ ГэВ) лептонов. Это позволило уменьшить в 10 раз объём входных данных. Отметим также, что канал $e\nu e\nu/\mu\nu\mu\nu$ не был изучен в предыдущем анализе, основанном на 36 fb^{-1} данных при 13 ТэВ [92]. Последний поиск тяжёлых резонансов в эксперименте ATLAS

с включением конечных состояний $e\nu e\nu$ и $\mu\nu\mu\nu$ проводился на полном наборе данных при 8 ТэВ, соответствующих 20 фб^{-1} [103]. Было показано, что этот канал вносит существенную роль в общую чувствительность. Сотрудничество CMS использовало конечные состояния $e\nu e\nu$ и $\mu\nu\mu\nu$ в поисках тяжёлого бозона Хиггса при 8 ТэВ [104] и при 13 ТэВ [98; 99].

4.2.1 Отбор событий

Поскольку отбор событий в канале $e\nu\mu\nu$ уже был оптимизирован для подавления такой же композиции фонов, что и в канале $e\nu e\nu/\mu\nu\mu\nu$, за исключением $Z^*/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$, мы его заимствовали из раздела 4.1.1. Для подавления фона от процессов Дрелла-Яна были применены дополнительные ограничения: $p_{\text{T}}^{\text{miss}} > 40 \text{ ГэВ}$ и $|m_{\ell\ell} - m_Z| > 25 \text{ ГэВ}$, т. е. отбиралась инвариантная масса лептонной пары вне Z -пика. Затем применялись специфические ограничения $\mathcal{S}(E_{\text{T}}^{\text{miss}}) > 7(6, 5)$ и $p_{\text{T}}^{\text{tot}} < 50(30, 20) \text{ ГэВ}$ для областей ggF (VBF1J, VBF2J), соответственно. Для снижения вклада $R \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu\nu$ дополнительно требовалось, чтобы $|\Delta\phi_{\ell\ell}| > 1.8$ (см. раздел 4.2.3).

4.2.2 Контрольные области $Z^*/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$

Для нормировки фона $Z^*/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ были выбраны 3 CRs, соответствующие ggF, VBF1J и VBF2J SRs. Отбор в них был сходным с сигнальными областями, но были смягчены требования на $\mathcal{S}(E_{\text{T}}^{\text{miss}})$ до $\mathcal{S}(E_{\text{T}}^{\text{miss}}) > 3$, а также убраны ограничения по переменным $p_{\text{T}}^{\text{tot}}$, $|\Delta\phi_{\ell\ell}|$ и $|\Delta\eta_{\ell\ell}|$, для ортогональности с SRs события выбирались в области Z -максимума, $|m_{\ell\ell} - m_Z| \leq 25 \text{ ГэВ}$. Нормировочные коэффициенты для областей ggF, VBF1J и VBF2J составили соответственно $\text{NF} = 1.08 \pm 0.01$, 1.01 ± 0.03 и 0.91 ± 0.04 (указана только статистическая неопределённость) [12]. Вклад основного процесса во всех контрольных областях превышает 90%. В Таблице 18 показаны числа наблюдаемых и смоделированных событий в ZCRs.

	ggF	VBF 1J	VBF 2J
VV	56600 ± 200	2000 ± 50	600 ± 20
$t\bar{t} + Wt$	10800	283 ± 4	265 ± 3
Z/γ^*	958000 ± 4000	33100 ± 700	8630 ± 190
Mis-ID	6600 ± 500	130 ± 100	18 ± 28
Полный фон	1032000 ± 4000	35510 ± 700	9520 ± 200
Данные	1031850	35538	9512

Таблица 18 — Количество событий в контрольных областях процессов $Z^*/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ со статистическими неопределённостями [12]

Рисунок 4.13 показывает качество моделирования основных фонов в случае ggF, а Рисунок 4.14 и 4.15 – аналогичные результаты для случаев VBF1J и VBF2J, соответственно, в распределениях по некоторым ключевым переменным. Красная вертикальная линия указывает на выбранные пороги при отборе. Каждая гистограмма строилась с учётом всех отборов, за исключением той переменной, по которой приводится спектр. MC хорошо описывает данные.

В Таблице 19 показано предсказанное число событий для фонов и сигнала от тяжёлого бозона Хиггса с массой 400 ГэВ (в модели NWA) на последнем этапе отборов. Большую часть фона составляют процессы с рождением топ-кварков и двух векторных бозонов. Вклад от процессов Дрелла-Яна довольно невелик. В то же время можно заметить, что статистическая неопределённость полного фона не так мала и в основном определяется ограниченной MC-статистикой образцов событий Z/γ^* .

	ggF	VBF 1J	VBF 2J
ggF H 400	459 ± 4	26.6 ± 0.9	8 ± 0.5
VBF H 400	76 ± 1	24 ± 1	48 ± 1
VV	6330 ± 30	171 ± 7	68 ± 2
$t\bar{t} + Wt$	8000 ± 20	185 ± 3	191 ± 3
Z/γ^*	630 ± 70	49 ± 16	22 ± 6
Mis-ID	130 ± 20	4 ± 3	0 ± 2
Полный фон	15090 ± 80	409 ± 19	282 ± 7

Таблица 19 — Количество событий в сигнальных областях со статистическими неопределённостями

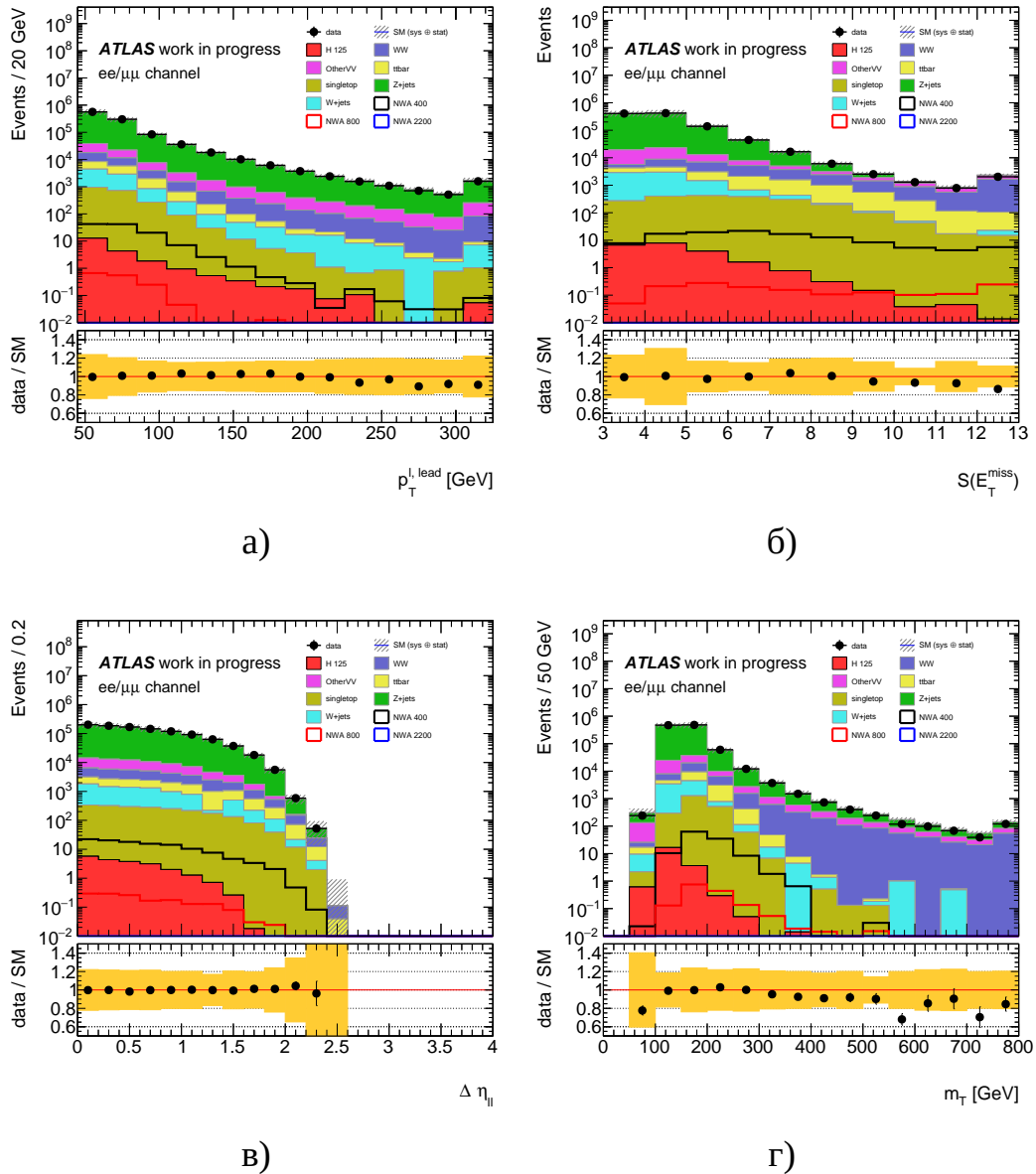


Рисунок 4.13 — Распределения в ggF контрольной области фона от процессов Дрелла-Яна: по переменным $p_T^{\ell, \text{lead}}$ (а), $S(E_T^{\text{miss}})$ (б), $\Delta\eta_{\ell\ell}$ (в) и m_T (г) [12]

На Рисунке 4.16 для примера приведены ожидаемые верхние пределы, ограниченные набором данных 2015 – 2016 гг. для модели NWA, отдельно для его рождения в механизмах ggF и VBF [12]. Они получаются в среднем лишь вдвое хуже, чем полученные на той же статистике, но для конечного состояния $e\nu\mu\nu$. Поэтому благодаря объединению каналов $e\nu\mu\nu$ с $e\nu e\nu$ и $\mu\nu\mu\nu$ можно будет заметно улучшить упомянутые верхние пределы.

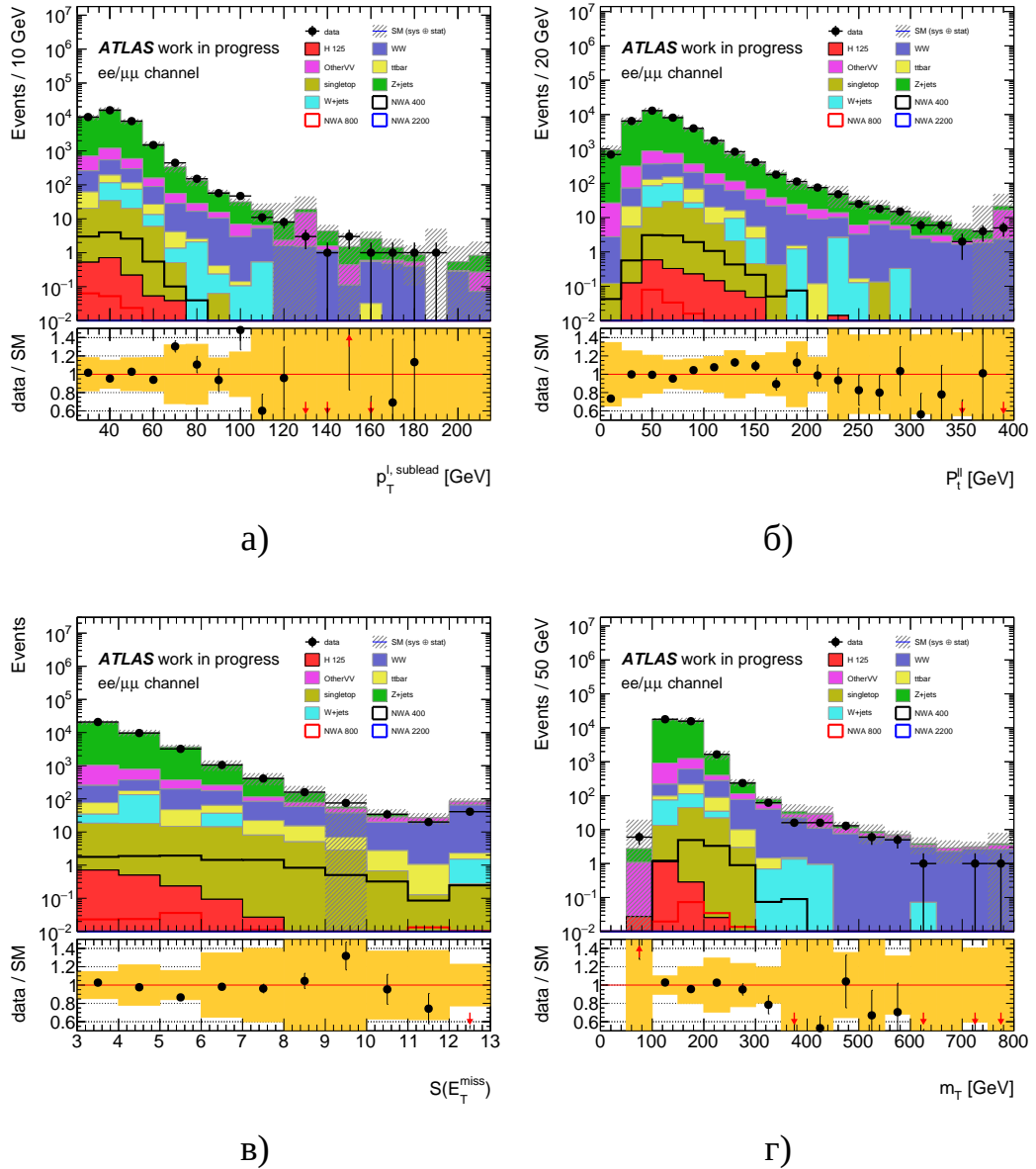


Рисунок 4.14 — Распределения в VBF1J контрольной области фона от процессов Дрелла-Яна: по переменным $p_T^{\ell, \text{lead}}$ (а), $p_T^{\ell\ell}$ (б), $S(E_T^{\text{miss}})$ (в), m_T (г) [12]

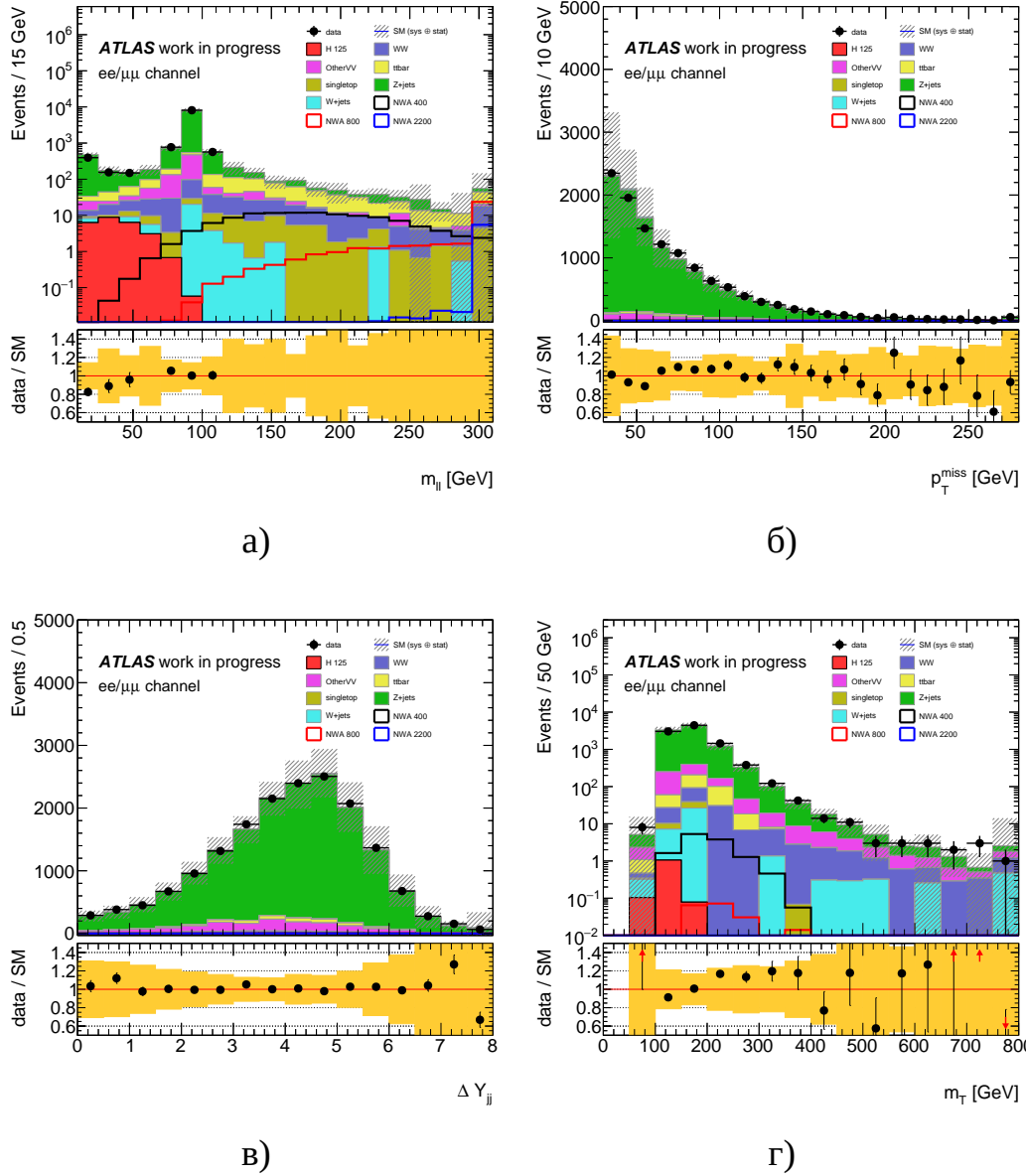


Рисунок 4.15 — Распределения в VBF2J контрольной области фона от процессов Дрелла-Яна: по переменным $m_{\ell\ell}$ (а), p_T^{miss} (б), Δy_{jj} (в), m_T (г) [12]

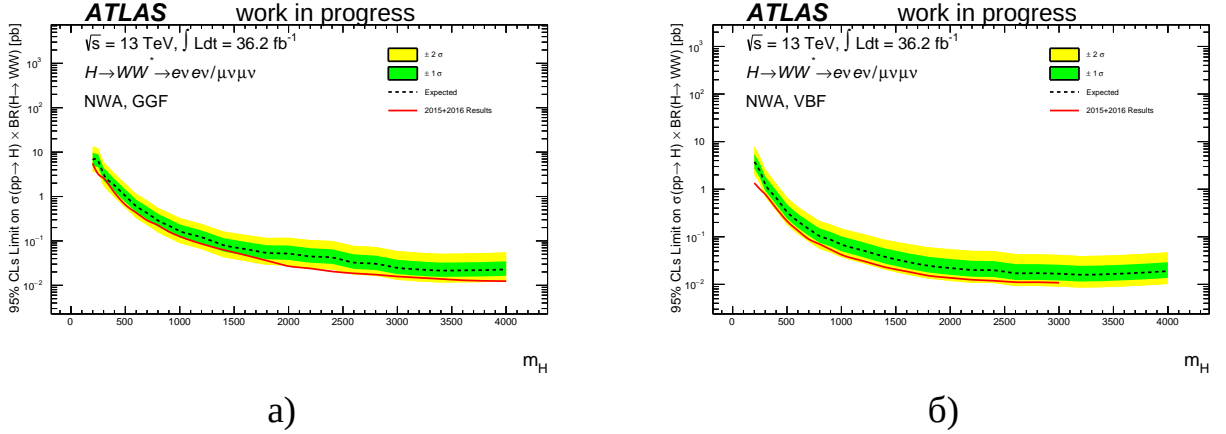


Рисунок 4.16 — Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели NWA для моды рождения ggF (а) и VBF (б)

4.2.3 Вклад от канала $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$

Каналы распада $R \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ и $R \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ в случае лептонов одинакового аромата имеют идентичное конечное состояние. Ожидается и интерференция этих состояний [105]. Ранее ATLAS (и CMS) пренебрегали таким вкладом при исследовании бозона Хиггса SM в распадах на пару W [63], считая его незначительным.

Мы оценили вклад событий $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ для поиска H в канале $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu$ в случае модели NWA. В SM отношение ZZ/WW составляет около 60–65% при массе от 200 ГэВ, т. е. вчетверо больше, чем для уже обнаруженного бозона Хиггса с массой 125 ГэВ. Для каналов $ee + \mu\mu$ можно подсчитать, используя табличные значения относительных вероятностей распада W -бозонов на лептоны, что:

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(H \rightarrow WW \rightarrow l\nu l\nu) &= \mathcal{B}(H \rightarrow WW) \times 2(\mathcal{B}(W \rightarrow l\nu))^2 \\ &\approx 0.6 \times 2 \times 0.11^2 = 0.0142, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu) &= \mathcal{B}(H \rightarrow ZZ) \times (2\mathcal{B}(Z \rightarrow ll)) \times \mathcal{B}(Z \rightarrow \nu\nu) \times 2 \\ &\approx 0.3 \times 0.067 \times 0.20 \times 2 = 0.0081. \end{aligned}$$

Наиболее корректным способом моделирования могла бы быть симуляция конечного состояния $H \rightarrow ll\nu\nu$ с помощью физического генератора

MadGraph5. Однако указанное дополнительное моделирование будет весьма трудоёмким в рамках такого гигантского сообщества физиков, как сотрудничество ATLAS. Вместо этого мы взяли несколько уже имеющихся в распоряжении смоделированных образцов событий $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ для модели NWA с массами H 300 ГэВ и 1000 ГэВ (800 ГэВ и 2400 ГэВ) в механизмах рождения ggF (VBF), соответственно. Указанные образцы событий были пропущены через всю цепочку отборов в сигнальных областях.

Оказалось, что в основном благодаря используемому отбору по переменной $m_{\ell\ell}$ отношение выходов $H \rightarrow ZZ \rightarrow ll\nu\nu$ к $H \rightarrow WW \rightarrow l\nu\nu$ уменьшается до 3–8%. Дополнительное ограничение $\Delta\phi_{\ell\ell} > 1.8$ позволяет подавить этот вклад до величин $< 1\%$ за исключением случая 300 ГэВ [13]. Поэтому в дальнейшем для получения ожидаемых верхних пределов на сечение рождения тяжёлых резонансов мы решили использовать указанный отбор по $\Delta\phi_{\ell\ell}$.

4.2.4 Результаты

Методика извлечения результатов в проведённом анализе аналогична описанной в разделе 4.1.4, но теоретические неопределённости не оценивались, вместо псевдо-экспериментов везде использовалась асимптотическая формула. Распределения по m_T , которые использовались в статистическом анализе смоделированных событий, показаны на Рисунке 4.17. Заштрихованные

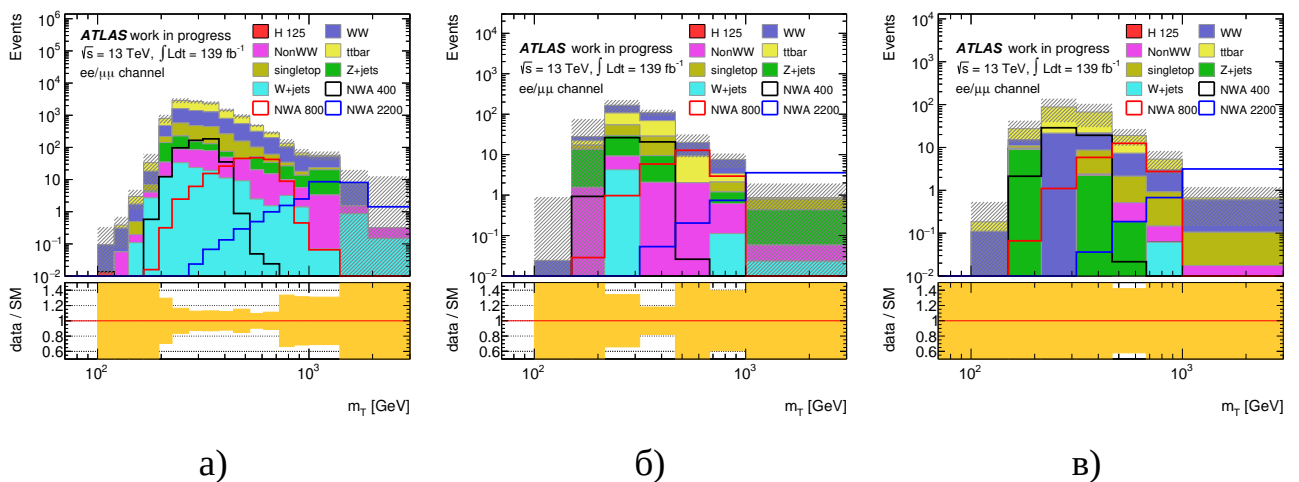


Рисунок 4.17 — Смоделированные распределения по m_T для сигнала и фона для трёх категорий: ggF (а), VBF1J (б) и VBF2J (в)

полосы показывают статистические и экспериментальные неопределённости предсказаний. Фоны от топ-кварков, WW и $Z^*/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ домножены на нормировочные коэффициенты, полученные из сравнения данных с моделированием в контрольных областях.

На Рисунке 4.18 показаны ожидаемые верхние пределы на 95%-ном уровне достоверности (CL_s) для сечения рождения, помноженного на относительную

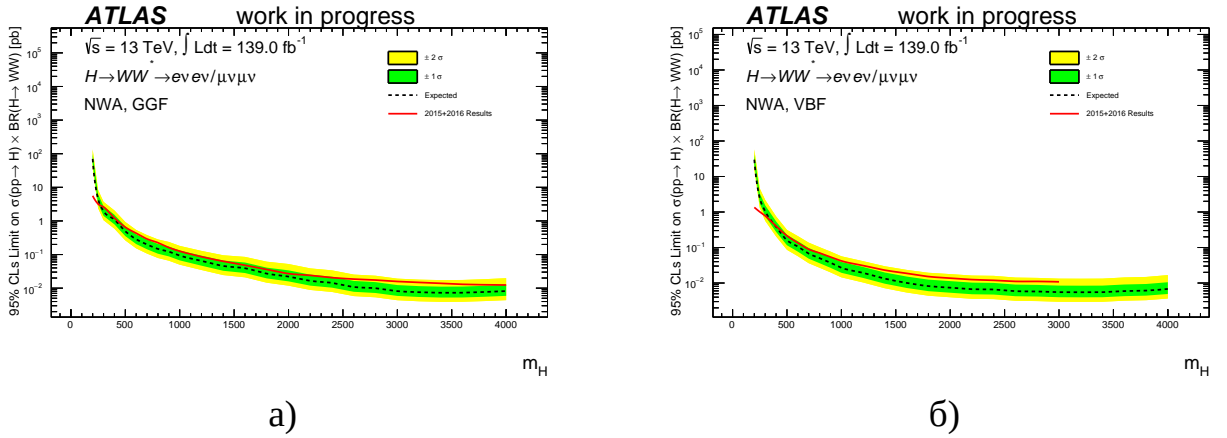


Рисунок 4.18 — Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели NWA для моды рождения ggF (а) и VBF (б)

вероятность распада в WW ($\sigma_H \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$) в зависимости от m_H для бозона Хиггса в сценарии NWA отдельно для каждой из мод рождения (ggF и VBF). Зелёные и жёлтые полосы соответствуют неопределённостям в $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$. Рисунок 4.19 показывает аналогичные пределы [13] для радиона из модели RS [36], а Рисунок 4.20 – для гравитона Калуцы-Клейна [34–36]. На Рисунке 4.21

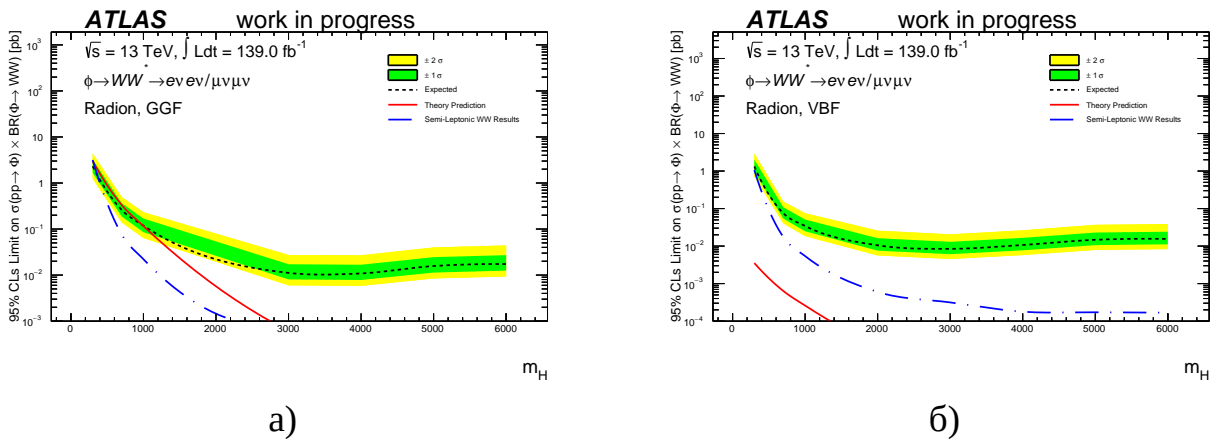


Рисунок 4.19 — Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow WW)$ для радиона в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б)

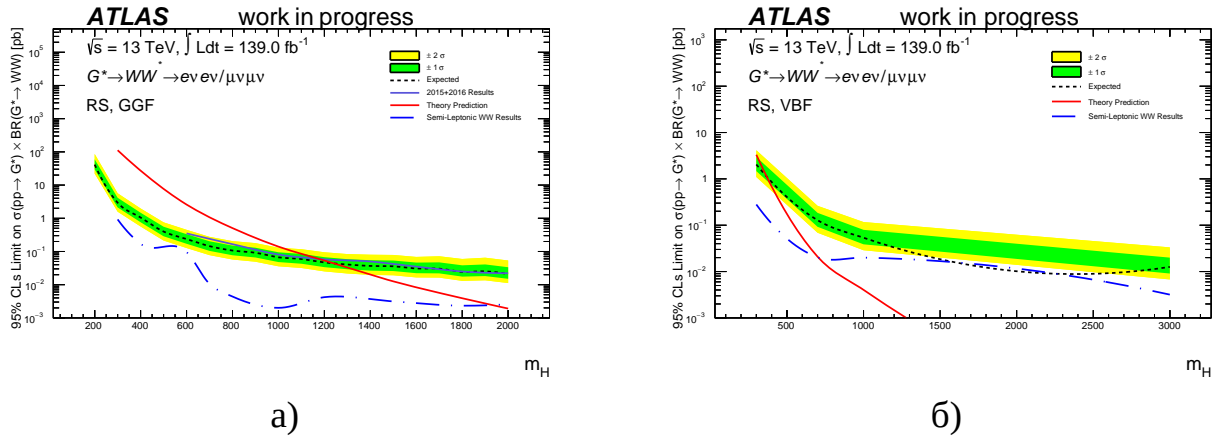


Рисунок 4.20 — Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(G^* \rightarrow WW)$ для гравитона Калуцы-Клейна в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б) представлены верхние пределы на 95% CL_s для тяжёлого бозона Хиггса в модели Джорджи-Мачасек [30; 31], а на Рисунке 4.22 [13] – для нейтрального векторного

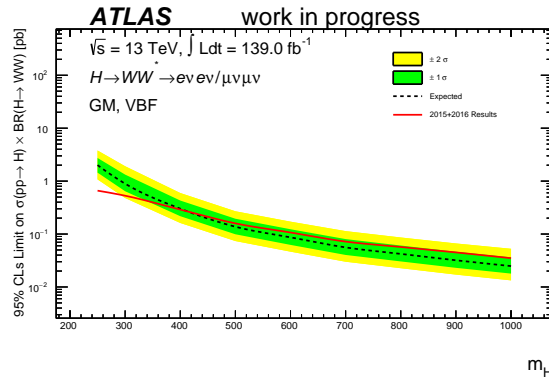
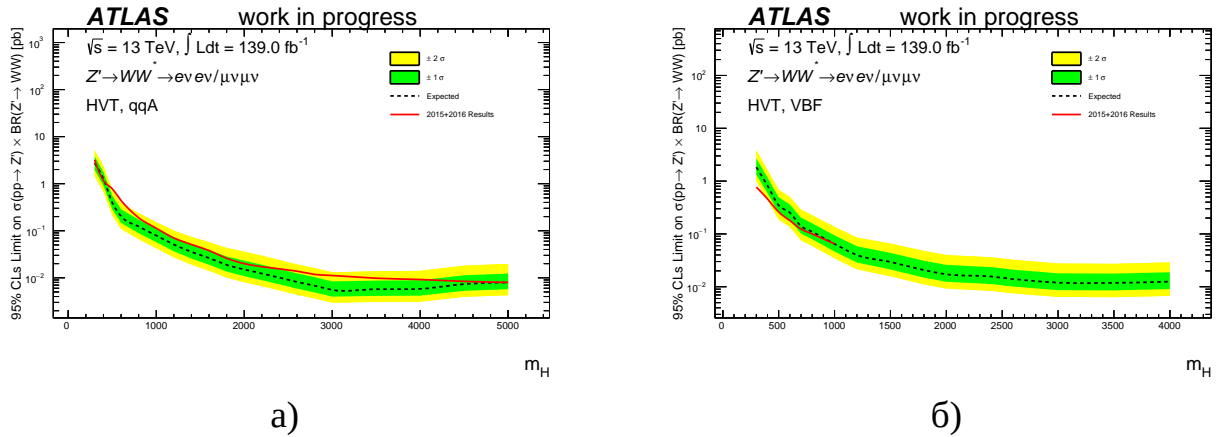


Рисунок 4.21 — Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели Джорджи-Мачасек для моды рождения VBF [13]

бозона Z' из модели HVT [37; 38]. В этом случае они варьируются от 3 пб при $m_{Z'} = 300$ ГэВ до 8 фб при $m_{Z'} = 5000$ ГэВ для механизма рождения qqA. При рождении в механизме VBF они составляют от 2 пб при $m_{Z'} = 300$ ГэВ до 12 фб при $m_{Z'} = 4000$ ГэВ. В случае фермиофобного скаляра соответствующие величины меняются от 2 пб при массе 250 ГэВ до 20 фб при массе 1000 ГэВ. Аналогичные пределы, но в диапазоне масс до 6 ТэВ, были рассчитаны для скалярного радиона. Они получились равными для механизма рождения ggF от 2 пб при 300 ГэВ до 10 фб выше 3 ТэВ, а для механизма рождения VBF – от 1 пб при 300 ГэВ до 10 фб выше 2 ТэВ. Наконец, для RS-гравитона рассчитанные пределы таковы: от 40 пб при $m_G = 200$ ГэВ до 20 фб при $m_G = 2000$ ГэВ



а)

б)

Рисунок 4.22 — Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(Z' \rightarrow WW)$ для сигнала из модели HVT для моды рождения qqA (а) и VBF (б) [13]

в механизме рождения ggF и от 2 пб при $m_G = 300 \text{ ГэВ}$ до 10 фб при $m_G = 3000 \text{ ГэВ}$ в механизме рождения VBF. Следует отметить, что в широком диапазоне масс ожидаемые пределы для разных моделей отличаются максимум в 2 – 2.5 раза. Это обстоятельство в некоторой степени демонстрирует модельную независимость проведённого анализа.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработан [61] и успешно применён пакет программ для работы с профильными гистограммами для изучения адронных струй в событиях сигнала от бозона Хиггса и фонов в рамках информационной среды рабочей группы HWW сотрудничества ATLAS [9].
2. Исследованы свойства адронных струй в событиях с Z -бозонами для задач изучения свойств бозона Хиггса SM и поиска тяжёлого бозона Хиггса на данных 2015 – 2016 г. при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [10].
3. Это исследование расширено на данные 2017 – 2018 г., набранные при повышенной светимости LHC [11].
4. Получены спектры по поперечной массе, разнице быстрот адронных струй и нормировочные коэффициенты в контрольных областях фонов для канала распада бозона Хиггса $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ на данных 2015 – 2016 гг. [7].
5. Измерены распределения по числу струй, по инвариантной массе лептонов и разнице их азимутальных углов, получено полное число событий после отборов, распределения по поперечной массе в контрольных и сигнальных областях и сечение в канале распада $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$ на данных 2015 – 2018 гг. в основном механизме рождения [8].
6. Оценены ожидаемые верхние пределы на сечения рождения тяжёлых резонансов в канале распада $R \rightarrow WW \rightarrow e\nu e\nu$ и $R \rightarrow WW \rightarrow \mu\nu\mu\nu$ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с учётом экспериментальных систематических погрешностей с оптимизированными автором критериями отбора полезных событий [12; 13].

Благодарности

Существование данной диссертации было бы невозможным без помощи большого числа людей.

Неоценима поддержка моего научного руководителя, И. И. Цукермана, чей труд и внимание сформировали мои навыки. Я безмерно благодарен за созданную им атмосферу уважения и взаимодействия.

Я признателен коллегам из CERN за ценные беседы и помощь в работе.

Я благодарю преподавателей кафедры физики элементарных частиц за бесценные и интересные уроки.

Я благодарен моей семье за поддержку и неиссякаемый интерес к достижениям науки.

Список литературы

1. *ATLAS Collaboration*. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC [Text] // *Phys. Lett.* – 2012. – Vol. B716. – P. 1.
2. *CMS Collaboration*. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC [Text] // *Phys. Lett.* – 2012. – Vol. B716. – P. 30.
3. *ATLAS Collaboration*. Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data [Text] // *Phys. Lett.* – 2013. – Vol. B726. – P. 120.
4. *CMS Collaboration*. Constraints on the spin-parity and anomalous HVV couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV [Text] // *Phys. Rev.* – 2015. – Vol. D92. – P. 012004.
5. *ATLAS Collaboration*. A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery [Text] // *Nature*. – 2022. – Vol. 607. – P. 52.
6. *CMS Collaboration*. A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery [Text] // *Nature*. – 2022. – Vol. 607. – P. 60.
7. *ATLAS Collaboration*. Measurements of gluon-gluon fusion and vector-boson fusion Higgs boson production cross-sections in the $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decay channel in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [Text] // *Phys. Lett. B.* – 2019. – Vol. 789. – P. 508. – arXiv: 1808.09054. – URL: <https://cds.cern.ch/record/2636382>.
8. *ATLAS Collaboration*. Measurements of Higgs boson production by gluon-gluon fusion and vector-boson fusion using $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ decays in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector [Text] // *Phys. Rev. D.* – 2023. – Aug. – Vol. 108, issue 3. – P. 032005. – arXiv: 2207.00338 [hep-ex]. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.108.032005>.
9. Гаврилюк А. А., Рамакоти Е. Н., Цукерман И. И. Наложение адронных струй и поиск тяжелого бозона Хиггса в канале распада WW в pp столкновениях при 13 ТэВ в эксперименте АТЛАС на БАК [Текст] // *Ядерная физика и инжиниринг.* – 2018. – Т. 9, № 5. – С. 497.

10. *Gavrilyuk A. A., Ramakoti E. N., Tsukerman I. I.* *Z-Boson Control Region and Search for a Heavy Higgs Boson in $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Decay Channel in Proton—Proton Collisions at 13 TeV with the ATLAS Experiment at LHC* [Text] // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2019. – Vol. 82, no. 12. – P. 1701.
11. *Gavrilyuk A. A., Ramakoti E. N., Tsukerman I. I.* *Study of Events with Two Leptons in the Final State to Investigate Properties of the Standard Model Higgs Boson and Search for a Heavy Higgs Boson in the $h/H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Decay in pp Collisions at 13 TeV with the ATLAS Detector at the LHC* [Text] // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2021. – Vol. 84, no. 9. – P. 1660.
12. *Gavrilyuk A. A., Ramakoti E. N., Tsukerman I. I.* *Search for $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Decays of a Heavy Higgs Boson Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV Using a 139-fb^{-1} Event Sample Recorded by the ATLAS Experiment* [Text] // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2021. – Vol. 84, no. 11. – P. 1914.
13. *Gavrilyuk A. A., Ramakoti E. N., Tsukerman I. I.* *Search for the Standard Model Higgs Boson and a Heavy Resonance in the $WW^* \rightarrow (e\nu e\nu + \mu\nu\mu\nu)$ Decay Channel in the ATLAS Experiment* [Text] // *Physics of Atomic Nuclei.* – 2022. – Vol. 85, no. 9. – P. 1587.
14. *ATLAS Collaboration.* *Search for heavy resonances in the decay channel $W^+W^- \rightarrow e\nu\mu\nu$ in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using 139 fb^{-1} of data with the ATLAS detector* [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2022. – ATLAS-CONF-2022–066. – URL: <https://cds.cern.ch/record/2842518>.
15. *Englert F., Brout R.* *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons* [Text] // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 13. – P. 321.
16. *Higgs P.* *Broken symmetries, massless particles and gauge fields* [Text] // *Phys. Lett.* – 1964. – Vol. 12. – P. 132.
17. *Higgs P.* *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons* [Text] // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 13. – P. 508.
18. *Guralnik G., Hagen C., Kibble T.* *Global Conservation Laws and Massless Particles* [Text] // *Phys. Rev. Lett.* – 1964. – Vol. 13. – P. 585.
19. *Higgs P.* *Higgs Particle(s): Physics Issues and Experimental Searches in High-Energy Collision* [Text] // *Phys. Rev.* – 1966. – Vol. 145. – P. 1156.
20. *Kibble T.* *Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories* [Text] // *Phys. Rev.* – 1967. – Vol. 155. – P. 1554.

21. *ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and the LEP Working Group for Higgs Boson Searches Collaborations*. Search for the Standard Model Higgs boson at LEP [Text] // Phys. Lett. – 2003. – Vol. B565. – P. 61.
22. *The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working group and the SLD Heavy Flavour Group*. A combination of preliminary electroweak measurements and constraints on the Standard Model [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2002. – Hep–ex/0212036.
23. *The LEP Electroweak Working Group Collaboration* : tech. rep. – URL: <https://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>.
24. *CDF and D0 Collaborations*. Evidence for a Particle Produced in Association with Weak Bosons and Decaying to a Bottom-Antibottom Quark Pair in Higgs Boson Searches at the Tevatron [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2012. – Vol. 109. – P. 071804.
25. *Balbekov V.* Ускорительно-накопительный комплекс [Текст] : тех. отч. / ИИЭП. – Protvino, 1993. – ИИЭП 93–27.
26. *De Florian D.* [et al.]. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2016. – ArXiv:1610.07922.
27. *Цукерман И. И.* Изучение бозона Хиггса в канале распада $H \rightarrow WW^{(*)}$ в эксперименте ATLAS на LHC [Текст] : дис. ... д-ра физ.-мат. наук : 01.04.23. – Москва, 2020. – 213 с.
28. *Grieser N. A.* Searches For Heavy Resonances In The $R \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ Decay Channel Using pp Collisions At $\sqrt{s} = 13$ TeV With The ATLAS Detector At The LHC [Text] : PhD. – Oklahoma, 2020. – 214 p.
29. *ATLAS Collaboration*. Search for heavy resonances decaying into a pair of Z bosons in the $llll$ and $ll\nu\nu$ final states using 139 fb^{-1} of proton–proton collisions at 13 TeV with the ATLAS detector [Text] // Europ. Phys. J. – 2021. – Vol. C81. – P. 332.
30. *Georgi H., Machacek M.* Doubly charged higgs bosons [Text] // Nucl. Phys. – 1985. – Vol. B262. – P. 463.
31. *Chanowitz M., Golden M.* Higgs boson triplets with $m_W = m_Z \cos \theta_W$ [Text] // Phys. Lett. – 1985. – Vol. B165. – P. 105.

32. *Degrande C.* [et al.]. Automatic predictions in the georgi-machacek model at next-to-leading order accuracy [Text] // Phys. Rev. – 2016. – Vol. D93. – P. 035004.
33. *Godfrey S., Moats K.* Exploring Higgs Triplet Models via Vector Boson Scattering at the LHC [Text] // Phys. Rev. – 2010. – Vol. D81. – P. 075026.
34. *Randall L., Sundrum R.* A Large mass hierarchy from a small extra dimension [Text] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – P. 3370.
35. *Agashe K.* [et al.]. Warped Gravitons at the LHC and Beyond [Text] // Phys. Rev. – 2007. – Vol. D76. – P. 036006.
36. *Oliveira A.* Gravity particles from Warped Extra Dimensions, predictions for LHC [Text]. – 2014. – arXiv: 1404.0102.
37. *Pappadopulo D.* [et al.]. Heavy Vector Triplets: Bridging Theory and Data [Text] // J. High Energy Phys. – 2014. – Vol. 09. – P. 060.
38. *De Blas J., Lizana J., Perez-Victoria M.* Combining searches of Z' and W' bosons [Text] // J. High Energy Phys. – 2013. – Vol. 01. – P. 166.
39. *Evans L. R., Bryant P.* (LHC Machine [Text] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – S08001. 164 p. – URL: <https://cds.cern.ch/record/1129806> ; This report is an abridged version of the LHC Design Report (CERN-2004-003).
40. *ATLAS Collaboration.* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider [Text] // Journal of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3. – S08003.
41. *CMS Collaboration.* The CMS experiment at the CERN LHC [Text] // Journal of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3. – S08004.
42. *LHCb Collaboration.* The LHCb detector at the LHC [Text] // Journal of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3. – S08005.
43. *ALICE Collaboration.* The ALICE experiment at the CERN LHC [Text] // Journal of Instrumentation. – 2008. – Vol. 3. – S08002.
44. *ATLAS and CMS Collaborations.* Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at 7 and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments [Text] // Phys. Rev. Lett. – 2015. – Vol. 114. – P. 191803.

45. *ATLAS and CMS Collaborations*. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at 7 and 8 TeV [Text] // *J. High Energy Phys.* – 2016. – Vol. 08. – P. 045.
46. *ATLAS Collaboration*. Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector [Text] // *Phys. Lett.* – 2018. – Vol. B784. – P. 173.
47. *CMS Collaboration*. Observation of $t\bar{t}H$ production [Text] // *Phys. Rev. Lett.* – 2018. – Vol. 120. – P. 231801.
48. Гаврилюк А. А. Поиск тяжелого бозона Хиггса в канале $H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ в эксперименте ATLAS на LHC [Текст] : диплом магистра : 01.04.23. – Москва, 2016. – 55 с.
49. Bird I. [et al.]. LHC computing Grid. Technical design report [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2005. – CERN-LHCC-2005–024.
50. *ATLAS Collaboration*. Athena [Text]. – Version 21.2.129. – 04/2019. – URL: <https://doi.org/10.5281/zenodo.3932810>.
51. *ATLAS Collaboration*. Emulating the impact of additional proton–proton interactions in the ATLAS simulation by presampling sets of inelastic Monte Carlo events [Text] // *Comput. Softw. Big Sci.* – 2022. – Vol. 6, no. 1. – P. 3. – arXiv: 2102.09495 [hep-ex].
52. Agostinelli S. [et al.]. Geant4 – a simulation toolkit [Text] // *Nucl. Instr. Meth.* – 2003. – Vol. A506. – P. 250.
53. *ATLAS Collaboration*. AtlFast3: the next generation of fast simulation in ATLAS [Text] // *Comput. Softw. Big Sci.* – 2022. – Vol. 6, no. 1. – P. 7.
54. Brun R., Rademakers F. ROOT – An object oriented data analysis framework [Text] // *Nucl. Instr. Meth.* – 1997. – Vol. A389. – P. 81.
55. *ATLAS Collaboration*. Topological cell clustering in the ATLAS calorimeters and its performance in LHC Run 1 [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2017. – Vol. C77. – P. 490.
56. *ATLAS Collaboration*. Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton–proton collisions at 7 TeV [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2013. – Vol. C73. – P. 2304.

57. *ATLAS Collaboration*. Jet energy scale measurements and their systematic uncertainties in proton–proton collisions at 13 TeV with the ATLAS detector [Text] // *Phys. Rev.* – 2017. – Vol. D96. – P. 072002.
58. *ATLAS Collaboration*. Determination of the jet energy scale and resolution at ATLAS using Z/γ -jet events in data at 8 TeV [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2015. – ATLAS-CONF-2015–057.
59. *ATLAS Collaboration*. Jet reconstruction and performance using particle flow with the ATLAS Detector [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2017. – Vol. C77. – P. 466.
60. *Rossum G. van*. Python tutorial [Text] : tech. rep. / Centrum voor Wiskunde en Informatica. – Amsterdam, 05/1995. – CS–R9526.
61. *Свидетельство о гос. регистрации программы для ЭВМ*. Программный модуль “TQProfiles v1.1” / А. А. Гаврилюк, И. И. Цукерман ; Федеральное государственное бюджетное учреждение “Институт теоретической и экспериментальной физики имени А.И. Алиханова Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”. – № 2020662440 ; заявл. 30.09.2020 ; опубл. 14.10.2020, 2020662440 (Рос. Федерация).
62. *Рамакоти Е. Н., Гаврилюк А. А., Цукерман И. И.* Изучение кинематической области сигнала для исследования свойств стандартного бозона Хиггса в канале $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ в эксперименте ATLAS на LHC при 13 ТэВ [Текст] // *ядерная физика и инжиниринг.* – 2018. – Т. 9, № 6. – С. 585.
63. *ATLAS Collaboration*. Observation and measurement of Higgs boson decays to WW^* with the ATLAS detector [Text] // *Phys. Rev.* – 2015. – Vol. D92. – P. 012006.
64. *ATLAS Collaboration*. Performance of the ATLAS trigger system in 2015 [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2017. – Vol. C77. – P. 317.
65. *ATLAS Collaboration*. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using 2012 LHC proton–proton collision data [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2017. – Vol. C77. – P. 195.
66. *ATLAS Collaboration*. Electron efficiency measurements with the ATLAS detector using the 2015 LHC proton–proton collision data [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2016. – ATLAS-CONF-2016–024.

67. *ATLAS Collaboration*. Muon reconstruction performance of the ATLAS detector in proton–proton collision data at 13 TeV [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2016. – Vol. C76. – P. 292.
68. *ATLAS Collaboration*. Electron identification measurements in ATLAS using 13 TeV data with 50 ns bunch spacing [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2015. – ATLAS-PHYS-PUB-2015–041.
69. *Cacciari M., Salam G., Soyez G.* The anti-kt jet clustering algorithm [Text] // *J. High Energy Phys.* – 2008. – Vol. 04. – P. 063.
70. *ATLAS Collaboration*. Performance of pile-up mitigation techniques for jets in pp collisions at 8 TeV using the ATLAS detector [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2016. – Vol. C76. – P. 581.
71. *ATLAS Collaboration*. Identification and rejection of pile-up jets at high pseudorapidity with the ATLAS detector [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2017. – Vol. C77. – P. 580.
72. *ATLAS Collaboration*. Measurements of b -jet tagging efficiency with the ATLAS detector using $t\bar{t}$ events at 13 TeV [Text] // *J. High Energy Phys.* – 2018. – Vol. 08. – P. 089.
73. *ATLAS Collaboration*. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton–proton collisions at 13 TeV [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2018. – Vol. C78. – P. 903.
74. *Plehn T., Rainwater D., Zeppenfeld D.* A method for identifying $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu$ at the CERN LHC [Text] // *Phys. Rev.* – 2000. – Vol. D61. – P. 093005.
75. *Friedman J.* Greedy function approximation: a gradient boosting machine [Text] // *Ann. Stat.* – 2001. – Vol. 29. – P. 1189.
76. *Lehmann K., Stelzer B.* The Fake Factor Method and its relation to the Matrix Method [Text] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* – 2023. – Vol. 1054. – P. 168376. – URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900223003662>.
77. *ATLAS Collaboration*. Jet calibration and systematic uncertainties for jets reconstructed in the ATLAS detector at 13 TeV [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2015. – ATLAS-PHYS-PUB-2015–015.

78. *ATLAS Collaboration*. Electron and photon energy calibration with the ATLAS detector using data collected in 2015 at 13 TeV [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2016. – ATLAS-PHYS-PUB-2016–015.
79. *ATLAS Collaboration*. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector in the first proton–proton collisions at 13 TeV [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2015. – ATLAS-PHYS-PUB-2015–027.
80. *ATLAS Collaboration*. Luminosity determination in pp collisions at 8 TeV using the ATLAS detector at the LHC [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2016. – Vol. C76. – P. 653.
81. *Caola F.* [et al.]. QCD corrections to W^+W^- -production through gluon fusion [Text] // *Phys. Lett.* – 2016. – Vol. B754. – P. 275.
82. *Melia T.* [et al.]. Gluon fusion contribution to $W^+W^- + \text{jet}$ production [Text] // *J. High Energy Phys.* – 2012. – Vol. 08. – P. 115.
83. *CMS Collaboration*. Measurements of properties of the Higgs boson decaying to a W boson pair in pp collisions at 13 TeV [Text] // *Phys. Lett.* – 2019. – Vol. B791. – P. 96.
84. *ATLAS Collaboration*. Electron and photon performance measurements with the ATLAS detector⁹¹⁶ using the 2015–2017 LHC proton–proton collision data [Text] // *J. of Instrumentation*. – 2019. – Vol. 14. – P12006.
85. *ATLAS Collaboration*. Muon reconstruction and identification efficiency in ATLAS using the full Run 2 pp collision data set at 13 TeV [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2021. – Vol. C81. – P. 578.
86. *ATLAS Collaboration*. Optimisation and performance studies of the ATLAS b -tagging algorithms for the 2017-18 LHC run [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2017. – ATLAS-PHYS-PUB-2017–013.
87. *ATLAS Collaboration*. ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at 13 TeV [Text] // *Europ. Phys. J.* – 2018. – Vol. C78. – P. 903.
88. *Lester C. G., Summers D. J.* Measuring masses of semiinvisibly decaying particles pair produced at hadron colliders [Text] // *Phys. Lett.* – 1999. – Vol. B463. – P. 99. – arXiv: hep-ph/9906349 [hep-ph].

89. *ATLAS Collaboration*. Luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector at the LHC [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 06/2019. – ATLAS-CONF-2019–021. – URL: <https://cds.cern.ch/record/2677054> ; All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2019-021>.
90. *CMS Collaboration*. Measurement of the inclusive and differential Higgs boson production cross sections in the leptonic WW decay mode at $\sqrt{s} = 13$ TeV [Text] // J. High Energy Physics. – 2021. – Vol. 03. – P. 003.
91. *CMS Collaboration*. Measurements of the Higgs boson production cross section and couplings in the W boson pair decay channel in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [Text] // Eur. Phys. J. C. – 2023. – Vol. 83. – P. 667.
92. *ATLAS Collaboration*. Search for heavy resonances decaying into WW in the $e\nu\mu\nu$ final state in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector [Text] // Eur. Phys. J. C. – 2018. – Vol. 78. – P. 24.
93. *ATLAS Collaboration*. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2018. – ATLAS-CONF-2018–038. – URL: <https://cds.cern.ch/record/2630948>.
94. *ATLAS Collaboration*. ATLAS b -jet identification performance and efficiency measurement with $t\bar{t}$ events in pp collisions at 13 TeV [Text] // Europ. Phys. J. – 2019. – Vol. C79. – P. 970.
95. *ATLAS Collaboration*. Combined search for the Standard Model Higgs boson in pp collisions at 7 TeV with the ATLAS detector [Text] // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D86. – P. 032003.
96. *Read A. L.* Presentation of search results: the CL_S technique [Text] // J. Phys. G. – 2002. – Vol. 28. – P. 2693.
97. *Cowan G.* [et al.]. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics [Text] // Eur. Phys. J. C. – 2011. – Vol. 71. – P. 1554. – arXiv: 1007.1727 [physics.data-an]. – Erratum: // Eur. Phys. J. C. – 2013. – Vol. 73. – P. 2501.
98. *CMS Collaboration*. Search for a heavy Higgs boson decaying to a pair of W bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV [Text] // J. High Energy Phys. – 2020. – Vol. 03. – P. 034.

99. *CMS Collaboration*. Search for high mass resonances decaying into W^+W^- in the dileptonic final state with 138 fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 2022. – CERN-PAS-HIG-20–016.
100. *ATLAS Collaboration*. ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document [Text] : tech. rep. / CERN. – Geneva, 09/2015. – CERN-LHCC-2015–020, LHCC-G–166. – URL: <https://cds.cern.ch/record/2055248>.
101. *LHC Cross Section Working Group*. VBF H cross section at 13 TeV pp-collisions [Text] : tech. rep. – URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBSMAAt13TeV>.
102. *LHC Cross Section Working Group*. VBF H cross section at 14 TeV pp-collisions [Text] : tech. rep. – URL: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CERNYellowReportPageBSMAAt14TeV>.
103. *ATLAS Collaboration*. Search for a high-mass Higgs boson decaying to a W boson pair in pp collisions at 8 TeV with the ATLAS detector [Text] // Journal High Energy Physics. – 2016. – Vol. 01. – P. 032.
104. *CMS Collaboration*. Search for a Higgs boson in the mass range from 145 to 1000 GeV decaying to a pair of W or Z bosons [Text] // Journal High Energy Physics. – 2015. – Vol. 10. – P. 144.
105. *Boos E.* [et al.]. Higgs boson signal at complete tree level in the SM extension by dimension-six operators [Text] // Phys. Rev. D. – 2014. – Feb. – Vol. 89, issue 3. – P. 035001. – arXiv: 1309.5410. – URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.035001>.

Список рисунков

1.1	Фейнмановские диаграммы для тяжёлого бозона Хиггса модели NWA в механизме рождения ggF (а) и VBF (б)	12
1.2	Фейнмановские диаграммы для гравитона в одной из разновидностей модели RS в механизме рождения ggF (а) и VBF (б)	13
1.3	Фейнмановские диаграммы для радиона в одной из разновидностей модели RS в механизме рождения ggF (а) и VBF (б)	14
1.4	Фейнмановские диаграммы для Z' модели HVT в механизме рождения qqA (а) и VBF (б)	14
1.5	Схематическое изображение детектора ATLAS в разрезе [40]	18
1.6	Схематическое изображение калориметров ATLAS в разрезе [40]	19
2.1	Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий 2015 – 2016 г. Конечное состояние $Z \rightarrow ee$ (а). Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ (б)	29
2.2	Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2015 – 2016 г. в области $2.75 \leq \eta \leq 3.25$ (а) и в области $3.25 \leq \eta \leq 4.50$ (б)	30
2.3	Распределения по псевдобыстроте лидирующей струи для событий с $N_{jet} \geq 2$. Конечное состояние $Z \rightarrow ee$ [10] (а). Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ (б)	31
2.4	Распределения по псевдобыстроте второй струи для событий с $N_{jet} \geq 2$. Конечное состояние $Z \rightarrow ee$ (а). Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ (б)	31
2.5	Распределения по разнице быстрот лидирующей и второй струи (а) и по их инвариантным массам (б) для событий $Z \rightarrow ee$ с $N_{jet} \geq 2$	32
2.6	Зависимость среднего значения множественности адронных струй от числа наложенных событий в одном пересечении банчей 2015 – 2016 г. Конечное состояние $Z \rightarrow \mu\mu$ [9]	33
2.7	Распределения по псевдобыстроте лидирующей струи для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ с $N_{jet} \geq 2$. Случай $\mu < 22$ (а). Случай $\mu \geq 22$ (б)	34
2.8	Распределения по псевдобыстроте второй струи для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ с $N_{jet} \geq 2$. Случай $\mu < 22$ (а). Случай $\mu \geq 22$ (б)	35

2.9	Зависимость среднего числа адронных струй в области $2.75 \leq \eta \leq 3.25$ (а) и в области $3.25 \leq \eta \leq 4.50$ (б) от μ для событий $Z \rightarrow \mu\mu$ 2015 – 2016 г. [10]	36
2.10	Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	38
2.11	Распределение по множественности адронных струй с $2.75 \leq \eta \leq 3.25$ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	39
2.12	Распределение по множественности адронных струй с $3.25 \leq \eta \leq 4.50$ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	40
2.13	Распределение по псевдобыстроте первой струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	40
2.14	Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$ [11]. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	41
2.15	Распределение по разнице быстрот лидирующей и второй струй после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	42
2.16	Зависимость средней множественности адронных струй с $2.75 \leq \eta \leq 3.25$ от μ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	43
2.17	Зависимость средней множественности адронных струй с $3.25 \leq \eta \leq 4.50$ от μ после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. Струи восстановлены алгоритмом ЕМТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом ЕМРFlow (б)	43

- 2.18 Распределение по псевдобыстроте лидирующей струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$ при нижнем пороге 35 ГэВ на поперечный импульс первых двух струй. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMРFlow (б) 44
- 2.19 Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2018 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$ при нижнем пороге 35 ГэВ на поперечный импульс первых двух струй. Струи восстановлены алгоритмом EMТоро (а). Струи восстановлены алгоритмом EMРFlow (б) 44
- 2.20 Распределение по множественности адронных струй после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 47
- 2.21 Распределение по множественности адронных струй с $2.75 \leq |\eta| \leq 3.25$ после предварительного отбора. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 47
- 2.22 Распределение по множественности адронных струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ после предварительного отбора. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 48
- 2.23 Распределение по псевдобыстроте лидирующей струи после предварительного отбора событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 49
- 2.24 Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий для событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 49
- 2.25 Распределение по разнице быстрот лидирующей и второй струи после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 50
- 2.26 Распределение по инвариантной массе лидирующей и второй струи после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 51
- 2.27 Распределение по средней множественности струй с $3.25 \leq |\eta| \leq 4.50$ от μ после предварительного отбора ди-лептонных событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б) 51

2.28	Распределение по средней множественности струй с $2.75 \leq \eta \leq 3.25$ от μ после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)	52
2.29	Распределение по средней величине Δy_{jj} от μ после предварительного отбора событий 2017 – 2018 гг. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. События $Z \rightarrow ee$ 2017 г. (а). События $Z \rightarrow \mu\mu$ 2018 г. (б)	53
2.30	Распределение по псевдобыстроте лидирующей струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. $0 \leq \mu < 22$ (а). $42 \leq \mu < 80$ (б)	54
2.31	Распределение по псевдобыстроте второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. $0 \leq \mu < 22$ (а). $42 \leq \mu < 80$ (б)	54
2.32	Распределение по модулю разницы быстрот лидирующей и второй струи после предварительного отбора событий $Z \rightarrow ee$ 2017 г. с $N_{\text{jet}} \geq 2$. $0 \leq \mu < 22$ (а). $42 \leq \mu < 80$ (б)	55
2.33	Средняя доля событий со сторонней лидирующей струей, f_{PU} , в зависимости от её η после отбора $Z \rightarrow ee$ событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$ в данных 2015 – 2018 гг. $\mu < 22$ (а). $\mu \geq 42$ (б)	57
2.34	Средняя доля событий со сторонней лидирующей (а) и второй (б) струей (f_{PU}) в зависимости от μ после отбора $Z \rightarrow ee$ событий с $N_{\text{jet}} \geq 2$ и $\mu \geq 42$ в данных 2015 – 2018 гг.	58
3.1	Распределения по m_{jj} (а) и Δy_{jj} (б) после подгонки в сигнальной области VBF [7]. Штриховой линией показан смоделированный сигнал от VBF H , увеличенный в 30 раз, а заштрихованной полосой – полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона	62
3.2	Распределение по дискриминанту D BDT в области сигнала от VBF H [7]. Заштрихованной полосой показана полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона	63
3.3	Распределения по m_T после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ и $N_{\text{jet}} = 1$ CR для фона от WW (а, б), $t\bar{t}/Wt$ (в, г) и Z^*/γ^* (д, е) [7]. Заштрихованной полосой показана полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона	65

- 3.4 Распределения по Δy_{jj} после подгонки в $t\bar{t}/Wt$ (а) и Z^*/γ^* (б) VBF CRs [7]. Заштрихованной полосой показана полная неопределённость смоделированных вкладов сигнала и фона 66
- 3.5 Распределение струй с $p_T > 30$ ГэВ и $|\eta| < 4.5$ после предварительных отборов [8]. Заштрихованная полоса показывает неопределённости 70
- 3.6 Распределения по $m_{\ell\ell}$ (а) и $\Delta\phi_{\ell\ell}$ (б) в категориях $N_{\text{jet}} = 0$, а также $m_{\ell\ell}$ (в) и $\Delta\phi_{\ell\ell}$ (г) в категории $N_{\text{jet}} = 1$ после предварительного отбора событий и подавления фона, а также после отбора по $m_{\ell\ell}$ на рисунках для $\Delta\phi_{\ell\ell}$. Штриховые линии показывают, где делается отбор по данной наблюдаемой величине [8]. Распределения нормированы на номинальные выходы событий перед окончательной подгонкой SRs и CRs. Полоса показывает ошибку нормировки при допущении рождения бозона Хиггса как в СМ. Нижние картинki показывают отнормированные распределения для сигнала и фона, из которых видно, какой из фонов первым удаляется указанными отборами 73
- 3.7 Распределения по $\Delta\phi_{\ell\ell}$ (а), $m_{\ell\ell}$ (б) и $m_{\tau\tau}$ (в) в категории $N_{\text{jet}} \geq 2$, обогащённой ggF, после всех отборов вплоть до рассматриваемой переменной [8]. Штриховые линии показывают, где делается отбор по наблюдаемой величине. Распределения нормированы на результаты до окончательной подгонки всех SRs и CRs. Заштрихованная область показывает неопределённость нормировки подгонки при допущении рождения бозона Хиггса в СМ. Нижние картинki показывают нормированные распределения для сигнала и фона, из которых можно понять, какие фоновые процессы в первую очередь удаляются указанными отборами 74
- 3.8 Распределения по m_T после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б) и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) WW CRs сигналом (нормированным после подгонки) и смоделированным фоном. Последний интервал распределений – инклюзивный (включает переполнение) [8]. Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождении бозона Хиггса в СМ 78

- 3.9 m_T распределения после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б) и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) CRs для процессов с топ-кварками с смоделированными вкладами сигнала (нормированного на измерение после подгонки) и фонов [8]. Последний интервал распределений – инклюзивный (включает переполнение). Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождении бозона Хиггса в СМ 79
- 3.10 m_T распределения после подгонки в $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б) и ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) $Z^*/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ CRs с смоделированными вкладами сигнала (нормированного на измерение после подгонки) и фонов [8]. Последний интервал распределений – инклюзивный (включает переполнение). Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождении бозона Хиггса в СМ . . . 80
- 3.11 Распределения по m_T с моделированными вкладами сигнала и фонов в сигнальных областях $N_{\text{jet}} = 0$ (а), $N_{\text{jet}} = 1$ (б), ggF $N_{\text{jet}} \geq 2$ (в) и комбинированная (г) [8]. Последний интервал в распределениях – инклюзивный (включает переполнение). Заштрихованная полоса показывает полную неопределённость при допущении рождения бозона Хиггса как в СМ. Средняя картинка показывает отношение данных к сумме подогнанного сигнала и фона. Нижняя картинка показывает разницу между данными и оценённым фоном по сравнению с распределением сигнала, где заштрихованная полоса показывает комбинированную статистическую и систематическую погрешность подогнанного сигнала и фона 85
- 4.1 Распределения по m_T в ggF (а) и VBF (б) top CR [14]. Полоса на нижнем рисунке показывает статистические и экспериментальные систематические неопределённости 90
- 4.2 Распределения по m_T в ggF (а) и VBF (б) в WW CR [14] 91
- 4.3 Сравнение распределений для сигнала (NWA) и фона в категории ggF для переменных $p_T^{\ell, \text{sublead}}$ (а), $\max(m_T^W)$ (б) [14] 92
- 4.4 Сравнение распределений для сигнала (NWA) и фона в категории VBF1J для переменных $m_{\ell\ell}$ (а), $p_T^{\ell, \text{lead}}$ (б) [14] 92
- 4.5 Сравнение распределений для сигнала (NWA) и фона в категории VBF2J для переменных $|\Delta\eta_{\ell\ell}|$ (а), $N_{b\text{-jet}}$ (б) [14] 93

4.6	Сравнение распределений по m_T для сигнала и фона для трёх категорий: ggF (а), VBF1J (б) и VBF2J (в) [14]	94
4.7	Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели NWA для моды рождения ggF (а) и VBF (б) [14]	99
4.8	Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow WW)$ для радиона в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б) [14]	99
4.9	Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(G^* \rightarrow WW)$ для гравитона Калуцы-Клейна в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б) [14]	100
4.10	Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели Джорджи-Мачасек для моды рождения VBF [14]	100
4.11	Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(Z' \rightarrow WW)$ для сигнала из модели HVT для моды рождения qqA (а) и VBF (б) [14]	101
4.13	Распределения в ggF контрольной области фона от процессов Дрелла-Яна: по переменным $p_T^{\ell, \text{lead}}$ (а), $\mathcal{S}(E_T^{\text{miss}})$ (б), $\Delta\eta_{\ell\ell}$ (в) и m_T (г) [12]	109
4.14	Распределения в VBF1J контрольной области фона от процессов Дрелла-Яна: по переменным $p_T^{\ell, \text{lead}}$ (а), $p_T^{\ell\ell}$ (б), $\mathcal{S}(E_T^{\text{miss}})$ (в), m_T (г) [12]	110
4.15	Распределения в VBF2J контрольной области фона от процессов Дрелла-Яна: по переменным $m_{\ell\ell}$ (а), p_T^{miss} (б), Δy_{jj} (в), m_T (г) [12] . . .	111
4.16	Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели NWA для моды рождения ggF (а) и VBF (б)	112
4.17	Смоделированные распределения по m_T для сигнала и фона для трёх категорий: ggF (а), VBF1J (б) и VBF2J (в)	113
4.18	Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели NWA для моды рождения ggF (а) и VBF (б)	114
4.19	Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(\phi \rightarrow WW)$ для радиона в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б)	114
4.20	Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(G^* \rightarrow WW)$ для гравитона Калуцы-Клейна в модели RS для моды рождения ggF (а) и VBF (б)	115

- 4.21 Верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow WW)$ для тяжёлого бозона Хиггса в модели Джорджи-Мачасек для моды рождения VBF [13] 115
- 4.22 Ожидаемые верхние пределы на 95% CL_s для $\sigma \times \mathcal{B}(Z' \rightarrow WW)$ для сигнала из модели HVT для моды рождения qqA (а) и VBF (б) [13] 116

Список таблиц

1	Сечение (в пб) различных процессов рождения бозона Хиггса СМ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на LHC [26]	10
2	Предсказанные в СМ относительные вероятности разных каналов распада бозона Хиггса [26] и ожидаемое количество событий при интегральной светимости LHC 140 фб^{-1} и энергии 13 ТэВ в идеальном детекторе при условии 100%-ной эффективности [27] . . .	10
3	Число событий в тыс. с $ m_{\ell\ell} - m_Z \leq 10$ ГэВ в зависимости от числа адронных струй для конечного состояния ee в данных 2015–16 гг. . .	28
4	Число событий в тыс. с $ m_{\ell\ell} - m_Z \leq 10$ ГэВ в зависимости от числа адронных струй, для конечного состояния $\mu\mu$ в данных 2015–16 гг. . .	29
5	Число событий в тыс. с $ m_{\ell\ell} - m_Z \leq 10$ ГэВ в зависимости от числа адронных струй для конечного состояния $\mu\mu$ для $\mu < 22$ и $\mu \geq 22$ [62]	34
6	Число событий в тыс. с $ m_{\ell\ell} - m_Z \leq 10$ ГэВ в зависимости от N_{jet} для конечного состояния $Z \rightarrow ee$ в данных 2017 г. [11]	46
7	Нормировочные коэффициенты для пересчёта фонов в сигнальные области [7]. Прочерк показывает, где использовалась нормировка, основанная на МС-моделировании. Учтены как статистические, так и систематические погрешности	64
8	Основные вклады в неопределённости $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ и $\sigma_{\text{VBF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ [7]. Индивидуальные источники систематических погрешностей сгруппированы вместе	68
9	Критерии отбора событий в сигнальных областях (SRs) [8]. Определения величин переменных представлены в основном тексте . . .	71
10	Критерии отбора событий для определения CRs [8]. Отбор в каждой из контрольных областей начинается с предварительного отбора, указанного в Таблице 9. $N_{b\text{-jet}, (20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV})}$ означает число b -струй с $20 \text{ GeV} < p_T < 30 \text{ GeV}$	75
11	Нормировочные коэффициенты после подгонки, на которые надо домножать число событий в сигнальных областях [8]. Представленные неопределённости включают в себя как статистические, так и систематические погрешности	76

- 12 Количество событий в МС и данных после подгонки в ggF SRs [8]. Представленные неопределённости включают в себя как статистические, так и систематические, экспериментальные и теоретические. Сумма всех вкладов может отличаться от полного вклада по причине округления. Неопределённость полного числа событий отличается от квадратичной суммы неопределённостей одиночных процессов по причине эффектов антикорреляции в их систематике, которые превышают статистические неопределённости МС 83
- 13 Основные вклады в полную неопределённость $\sigma_{\text{ggF}} \cdot \mathcal{B}_{H \rightarrow WW^*}$ по отношению к измеренной величине [8]. Индивидуальные источники систематических неопределённостей сгруппированы. Квадратичная сумма индивидуальных компонентов отличается от полной неопределённости по причине корреляций между компонентами . . . 86
- 14 Суммарные статистические и систематические ошибки для трёх значений масс бозона Хиггса [14] 96
- 15 Количество событий после подгонки в контрольных областях со всеми неопределённостями [14]. Квадрат неопределённости полного фона отличается от суммы квадратов индивидуальных его источников по причине корреляций 97
- 16 Количество событий после подгонки в контрольных областях со всеми неопределённостями [14]. Квадрат неопределённости полного фона отличается от суммы квадратов индивидуальных его источников по причине корреляций 98
- 17 Доля МС VBF $H \rightarrow WW^* \rightarrow \ell\nu\ell\nu$ ($m_H = 1000$ ГэВ), прошедших дополнительный отбор по $|\eta|$ струй 105
- 18 Количество событий в контрольных областях процессов $Z^*/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ со статистическими неопределённостями [12] 108
- 19 Количество событий в сигнальных областях со статистическими неопределённостями 108