

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Национальный исследовательский ядерный  
университет «МИФИ»



На правах рукописи

Беляев Никита Леонидович

## Эффекты CP-нарушения и аномальные взаимодействия в хиггсовском секторе

Специальность 01.04.23 —  
«Физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., проф.

Рубин Сергей Георгиевич

Научный консультант:

д.ф.-м.н., проф.

Коноплич Ростислав Всеволодович

Москва — 2020

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	6
<b>Глава 1. Эксперимент ATLAS на БАК</b> . . . . .	17
1.1 Большой адронный коллайдер . . . . .	17
1.2 Детектор ATLAS . . . . .	18
1.2.1 Трековая система . . . . .	19
1.2.2 Калориметрическая система . . . . .	21
1.2.3 Мюонная система . . . . .	22
1.2.4 Передние детекторы . . . . .	23
<b>Глава 2. Стандартная модель элементарных частиц</b> . . . . .	24
2.1 Общее описание . . . . .	24
2.2 Глобальная и локальная калибровочные симметрии . . . . .	25
2.3 Электрослабый сектор . . . . .	27
2.4 Спонтанное нарушение симметрии . . . . .	30
2.4.1 Теорема Голдстоуна . . . . .	32
2.4.2 Генерация масс калибровочных бозонов . . . . .	34
<b>Глава 3. Эффективная теория поля в физике элементарных частиц</b> . . . . .	36
3.1 Лагранжев формализм в рамках Эффективной теории поля . . . . .	36
3.2 ЭТП-реализация СМ с операторами размерности 6 . . . . .	37
3.3 Эффективный лагранжиан массовых состояний . . . . .	39
3.4 Хиггс базис . . . . .	43
3.5 Независимые константы связи . . . . .	44
3.6 Зависимые константы связи . . . . .	45
3.7 Калибровочно-инвариантное определение . . . . .	46
3.8 Упрощённые сценарии . . . . .	48
3.9 Связь с другими моделями . . . . .	50
3.9.1 $\kappa$ -формализм . . . . .	51
3.9.2 Модель Higgs Characterisation . . . . .	52

	Стр.
3.9.3	Модель BSM Characterisation . . . . . 53
3.9.4	Псевдо-наблюдаемые . . . . . 54
3.10	О важности петлевых поправок . . . . . 54
<b>Глава 4.</b>	<b>ЭТП в рамках к конкретным задач . . . . . 56</b>
4.1	Связь параметров феноменологических моделей . . . . . 56
4.1.1	Связь модели НС с эффективной амплитудой JHU . . . . . 56
4.1.2	Связь моделей НС и SMEFT . . . . . 62
4.2	Рабочие области значений параметров моделей . . . . . 63
4.3	Моделирование сигнальных распределений . . . . . 67
4.3.1	Метод морфинга . . . . . 67
4.3.2	Метод расширенного морфинга . . . . . 73
4.4	Заключение к главе 4 . . . . . 83
<b>Глава 5.</b>	<b>Методы поиска аномальных взаимодействий в</b>
	<b>хиггсовском секторе . . . . . 84</b>
5.1	Метод асимметрий в распаде $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . . . . . 84
5.1.1	Интерференционные эффекты конечного состояния . . . . . 84
5.1.2	Наблюдаемые кинематические переменные . . . . . 92
5.1.3	Асимметрии угловых наблюдаемых . . . . . 95
5.1.4	Фитирование наблюдаемых как функций угла смешивания 101
5.2	Аномальные взаимодействия в распаде $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ . . . . . 106
5.2.1	Предпосылки исследования . . . . . 106
5.2.2	Теоретическое обоснование . . . . . 107
5.2.3	Монте-Карло симуляция сигнальных событий . . . . . 108
5.2.4	Перспективы анализа данных . . . . . 110
5.3	Метод оптимальных наблюдаемых . . . . . 111
5.3.1	Физический смысл оптимальных наблюдаемых . . . . . 111
5.3.2	Оптимальные наблюдаемые в процессе $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . . 113
5.3.3	Оптимальные наблюдаемые в процессе $pp \rightarrow Hjj$ . . . . . 119
5.4	Гипотетический тяжёлый бозон Хиггса спина 0 . . . . . 123
5.4.1	Предсказания моделей вне рамок СМ . . . . . 123
5.4.2	Механизмы рождения . . . . . 124
5.4.3	Корреляции адронных струй . . . . . 127

5.5	Заключение к главе 5 . . . . .	131
<b>Глава 6. Изучение процессов с участием бозона Хиггса в</b>		
	<b>ускорительных экспериментах . . . . .</b>	<b>134</b>
6.1	Измерение констант связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами Стандартной Модели . . . . .	134
6.1.1	Измерения констант связи в канале $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . . . . .	134
6.1.2	Комбинированные измерения констант связи в каналах $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$ . . . . .	140
6.2	Разделение процессов рождения бозона Хиггса посредством механизмов ggF и VBF . . . . .	145
6.2.1	Предпосылки исследования . . . . .	145
6.2.2	Моделирование рождения бозона Хиггса . . . . .	146
6.2.3	Распределения адронных струй . . . . .	147
6.2.4	Обобщение полученных результатов . . . . .	151
6.3	Перспективы поиска процесса $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ на ускорителе HL-LHC . . . . .	151
6.3.1	Проект HL-LHC и Фаза II усовершенствований детектора ATLAS . . . . .	152
6.3.2	Сигнальные и фоновые наборы данных . . . . .	152
6.3.3	Анализ данных . . . . .	154
6.3.4	Статистический анализ . . . . .	155
6.3.5	Характеристика сигнального региона . . . . .	160
6.3.6	Сглаживание распределений по $p_{T,Hjj}$ . . . . .	160
6.3.7	S-T-ошибки для категорий BDT . . . . .	161
6.3.8	Результаты классификации . . . . .	162
6.4	Заключение к главе 6 . . . . .	166
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>167</b>
	<b>Благодарности . . . . .</b>	<b>168</b>
	<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>169</b>
	<b>Словарь терминов . . . . .</b>	<b>170</b>

Список литературы . . . . .	171
Список рисунков . . . . .	184
Список таблиц . . . . .	191

## Введение

В 1964 году британский физик Питер Хиггс вместе с пятью другими учёными предсказал существование нового физического поля, которое впоследствии было названо полем Хиггса. Квантом данного поля является так называемый бозон Хиггса, который с необходимостью возникает при рассмотрении хиггсовского механизма спонтанного нарушения электрослабой симметрии [1]. Механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии позволяет в рамках Стандартной модели элементарных частиц (СМ) элегантно объяснить тот экспериментальный факт, что фотон является безмассовым, в то время как  $W^\pm$  и  $Z$ -бозоны являются массивными. Если электрослабая симметрия спонтанно нарушается, то вследствие теоремы Голдстоуна в теории появляются четыре безмассовых намбу-голдстоуновских бозона [2]. Однако данные бозоны не проявляются в физическом спектре, а взаимодействуют с полем Хиггса, в результате чего три из них приобретают массу ( $Z$  и  $W^\pm$ ), а фотон остаётся безмассовым.

Многочисленные эксперименты по поиску бозона Хиггса, проведённые в конце 20-го и начале 21-го веков, всё больше и больше ограничивали массу бозона Хиггса, точное значение которой не предсказывается в СМ. Однако сам бозон при этом долгое время не был обнаружен. Широкий круг исследований проводился, в частности, на Большом электрон-позитронном коллайдере (LEP) в Европейском центре ядерных исследований (CERN) [3]. Эксперименты на LEP были завершены в 2011 году, суммарная энергия пучков в системе центра масс при этом составила около 208 ГэВ. Каких-либо следов бозона Хиггса обнаружено не было. Впоследствии стало понятно, что максимально достигнутая энергия пучков в системе центра масс на LEP оказалась примерно на 10 – 15% ниже того предела, который сделал бы возможным рождение бозона Хиггса в рамках проводимых экспериментов. Однако, летом 2012-го года коллаборации ATLAS и CMS сообщили о наблюдении нового нейтрального резонанса в рамках программы поиска бозона Хиггса СМ [4; 5] на Большом адронном коллайдере (БАК). Это открытие впоследствии было подтверждено обеими коллаборациями с помощью анализа полного набора данных, полученных на БАК в течение первого этапа его исследовательской программы (так называемый Run 1). При этом было показано, что новая частица обладает массой около 125 ГэВ, доминирующим механизмом её рождения является механизм глюонного слияния ( $ggF$ ), а

распад происходит в пару калибровочных бозонов ( $\gamma\gamma$ ,  $ZZ$  и  $W^+W^-$ ). Наблюдаемые на эксперименте каналы распада позволили идентифицировать новую частицу как нейтральный бозон. Последующие измерения констант связи нового бозона с фермионами и калибровочными бозонами продемонстрировали согласие полученных данных с предсказаниями СМ в пределах достигнутых статистических погрешностей.

Детальное изучение свойств бозона Хиггса при этом представляет собой задачу первостепенной важности, поскольку необходимо экспериментально подтвердить, что обнаруженный резонанс является именно бозоном Хиггса СМ. В противном случае, обнаруженные отклонения могут привести к кардинальному пересмотру принципов физических теорий элементарных частиц, разработанных на сегодняшний день. Так, например, в настоящий момент проводятся обширные исследования, направленные на поиск эффектов СР-нарушений в различных процессах. Вопросы СР-нарушения сами по себе являются крайне актуальными как минимум в контексте того, что чёткое понимание физики подобных процессов может объяснить природу барионной асимметрии Вселенной, которая на данный момент не имеет непротиворечивого и экспериментально подтверждённого объяснения в рамках существующих теорий. Особый интерес среди этих исследований представляет поиск возможного СР-нарушения в хиггсовском секторе. На данный момент экспериментально установлено, что СР-чётность нарушается лишь в слабых взаимодействиях, а именно в распадах  $\eta$ ,  $K$ ,  $D$  и  $B$ -мезонов [6]. Подобное нарушение СР-симметрии в рамках СМ реализовано посредством включения комплексной фазы в СКМ-матрицу, описывающую смешивание кварков. При этом бозон Хиггса в рамках СМ обладает исключительно положительной СР-чётностью и никаких эффектов СР-нарушения в хиггсовском секторе не предсказывается. Однако, если подобное нарушение в хиггсовском секторе будет обнаружено, то это станет убедительным доказательством того, что новая физика вне рамок СМ действительно существует. При этом на данный момент никаких статистически значимых отклонений от СМ экспериментально обнаружено не было [7].

Коллаборация ATLAS опубликовала более сотни работ, среди которых есть монографии, статьи, сборники трудов конференций и обзоры анализов данных, в которых обсуждаются различные аспекты взаимодействия бозона Хиггса с частицами СМ. Более подробная информация может быть найдена, например, в статьях [8–10] и других. Подробные исследования спина и чётно-

сти кандидата на роль бозона Хиггса, выполненные коллаборациями ATLAS и CMS, продемонстрировали, что доминирующей является гипотеза о спине и чётности  $j_{CP} = 0^{++}$  [11; 12].

Однако, на сегодняшний день не исключена возможность того, что хиггсовский сектор содержит дополнительные CP-чётные или CP-нечётные физические состояния, а наблюдаемые в эксперименте свойства бозона Хиггса определяются их суперпозицией. Подобная конфигурация хиггсовского поля рассматривается в широком спектре теорий вне рамок СМ [13–15]. В данной работе происходит непосредственное рассмотрение подобных теорий и предлагаются новые методики, с помощью которых возможно будет либо непосредственно обнаружить эффекты CP-нарушения в хиггсовском секторе, либо установить экспериментальные ограничения на значения констант связи в Лагранжианах соответствующих теоретических моделей.

Поскольку в данный момент идёт активная подготовка БАК к третьему этапу исследовательской программы, особый интерес с физической точки зрения также представляют процессы, изучение которых станет возможным после улучшения технических характеристик ускорителя в 2021-2023 годах. На сегодняшний день, с помощью БАК на каждом из экспериментов собрано около  $140 \text{ фб}^{-1}$  данных, доступных для анализа с помощью разработанных методик. После того, как в рамках третьего этапа исследовательской программы на БАК будет собрана дополнительная статистика, станет возможно проводить измерения с процентной точностью, что позволит напрямую проверить на достоверность многие современные физические модели элементарных частиц вне рамок СМ.

**Целью** данной диссертационной работы является создание новых методов поиска взаимодействий вне рамок Стандартной модели элементарных частиц в хиггсовском секторе и оценка их эффективности.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Определить круг наиболее актуальных феноменологических моделей в рамках формализма Эффективной теории поля (ЭТП). Установить связи между данными моделями и определить допустимые области значений их параметров исходя из современных экспериментальных ограничений.

2. Разработать методы поиска эффектов CP-нарушения и аномальных взаимодействий в хиггсовском секторе на основе кинематических особенностей и динамических свойств рассматриваемых процессов.
3. Провести апробацию разработанных методик на основе данных, полученных как с помощью Монте-Карло моделирования, так и с помощью реальных протон-протонных столкновений в детекторе ATLAS.

### Научная новизна:

1. Впервые были получены аналитические соотношения, связывающие параметры современных теоретических моделей: НС, SMEFT (в Варшавском и Хиггс базисах), а также модели, основанной на эффективной амплитуде вершины  $HVV$ . Полученные соотношения, помимо прочего, позволяют сравнивать между собой результаты, получаемые коллаборациями ATLAS и CMS, а также результаты независимых научных групп.
2. С целью последующего получения предсказаний теории, не являющихся заведомо противоречащими эксперименту, впервые были определены рабочие области значений параметров рассматриваемых моделей на основе данных об уровне точности современных экспериментальных ограничений на сечения процессов с участием бозона Хиггса.
3. Впервые было установлено, что вклады интерференционных эффектов в кинематические распределения в процессе распада бозона Хиггса в четыре лептона ожидаются на уровне нескольких процентов. Также впервые была проведена оценка чувствительности интерференционных эффектов к значению CP-чётности бозона Хиггса в данном процессе.
4. В ходе Монте-Карло анализа данных в рамках модели НС впервые были получены ожидаемые пределы на величину угла смешивания CP-чётных и CP-нечётных физических состояний бозона Хиггса, а также на величину сечения для процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  уровне интегральных светимостей в  $300 \text{ фб}^{-1}$  и  $3000 \text{ фб}^{-1}$ .
5. Впервые была продемонстрирована возможность определения CP-чётности бозона Хиггса с помощью специальных угловых переменных в процессах  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\nu_\tau\tilde{\nu}_\tau$  и  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow$

$\rho^+ \rho^- \nu_\tau \tilde{\nu}_\tau$  при учёте адронизации конечного состояния и упрощённого учёта детекторных эффектов установки ATLAS.

6. Впервые было проведено теоретическое рассмотрение процессов с участием гипотетического тяжёлого бозона Хиггса спина 0 ( $S_0$ ): вычислены спиральные амплитуды взаимодействия данного бозона с фотонами и  $Z$ -бозонами и получена теоретическую зависимость сечения от разности азимутальных углов адронных струй в процессе  $qq' \rightarrow qq' S_0$ . С помощью Монте-Карло моделирования в рамках феноменологической модели НС впервые получены расчётные распределения по кинематическим переменным, чувствительным к CP-природе тяжёлого бозона Хиггса
7. Впервые были получены распределения по оптимальным наблюдаемым для случаев распада бозона Хиггса в четыре лептона и его рождения посредством механизма VBF в рамках модели SMEFT. Также на основе полученных распределений впервые были получены ожидаемые пределы, соответствующие интегральной светимости в  $140 \text{ фб}^{-1}$ . Было установлено, что использование техники оптимальных наблюдаемых в анализе процесса  $pp \rightarrow Hjj$  позволяет получать ожидаемые пределы, точность которых на два порядка превосходит таковую в анализе процесса  $H \rightarrow 4l$ .
8. Впервые в рамках коллаборации ATLAS был реализован метод морфинга и продемонстрирована его работоспособность на основе анализа процессов рождения бозона Хиггса и его распада в четыре лептона. Кроме того, был разработан и реализован метод расширенного морфинга, а также проведена его апробация с помощью Монте-Карло наборов данных. Данные методы, в частности, впоследствии неоднократно использовались для получения гладких зависимостей функций правдоподобия от параметров рассматриваемых моделей, что способствовало получению более точных значений ожидаемых пределов на параметры моделей.
9. Был разработан и протестирован новый программный пакет классификации событий, основанный на использовании расширенных деревьев решений (BDT). С помощью разработанного пакета была впервые проведена оценка чувствительности кинематических переменных к

механизму рождения бозона Хиггса на будущем ускорителе High Luminosity LHC (HL-LHC).

**Практическая значимость** результатов обеспечивается в первую очередь применением разработанных методик поиска аномальных взаимодействий и сопутствующего математического аппарата в анализе экспериментальных данных - так, например, методы обычного и расширенного морфинга и их конкретные программные реализации, разработанные в ходе данной работы, уже используются членами коллаборации ATLAS для проведения исследований в области физики бозона Хиггса. Также в ходе работы был разработан программный пакет для классификации событий, который применяется в исследованиях, направленных на изучение ассоциированного рождения бозона Хиггса с Z-бозоном. При этом важно отметить, что разработанные программные пакеты и математические методы, на которых они базируются, в силу своей общности могут применяться не только в области физики бозона Хиггса, но также и в других областях физики и даже в других отраслях науки. Результаты, полученные в рамках данной работы, также используются членами коллаборации ATLAS для текущих физических исследований в области физики бозона Хиггса.

Результаты диссертационного исследования использовались в НИР, выполненных при поддержке РФФИ (проект № 17-72-10021) в рамках группы МИФИ в эксперименте ATLAS на базе кафедры «Физика элементарных частиц» НИЯУ МИФИ.

Цикл статей, составляющих основу данного диссертационного исследования, был отмечен премией Правительства Москвы для молодых учёных в 2018 году.

**Методология и методы исследования.** В качестве методов исследования были использованы следующие инструменты:

- Метод Монте-Карло моделирования.
- Метод наименьших квадратов.
- Метод асимметрий.
- Метод оптимальных наблюдаемых.
- Метод спиральных амплитуд.
- Метод максимального правдоподобия.
- Метод классификации на основе деревьев решений (BDT).
- Метод морфинга.
- Метод расширенного морфинга.

### Основные положения, выносимые на защиту:

1. Аналитические выражения, связывающие параметры моделей НС, SMEFT (в Варшавском и Хиггс базисах), а также модели, основанной на эффективной амплитуде вершины  $HVV$ . Области значений параметров данных моделей, определённые с использованием современных экспериментальных ограничений на величины сечений процессов с участием бозона Хиггса.
2. Ожидаемые пределы на величину угла смешивания CP-чётных и CP-нечётных физических состояний бозона Хиггса, а также на величину сечения для процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  уровне интегральных светимостей в  $300 \text{ фб}^{-1}$  и  $3000 \text{ фб}^{-1}$ .
3. Расчётная методика определения CP-чётности бозона Хиггса с помощью специальных угловых переменных в процессах  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\nu_\tau\tilde{\nu}_\tau$  и  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \rho^+\rho^-\nu_\tau\tilde{\nu}_\tau$  при учёте адронизации конечного состояния и упрощённого учёта детекторных эффектов установки ATLAS.
4. Спиральные амплитуды взаимодействия гипотетического тяжёлого бозона Хиггса с фотонами и  $Z$ -бозонами и теоретическая зависимость сечения от разности азимутальных углов адронных струй в процессе  $qq' \rightarrow qq'S_0$ . Расчётные распределения по кинематическим переменным, чувствительным к CP-природе тяжёлого бозона Хиггса.
5. Расчётные распределения по оптимальным наблюдаемым для случаев распада бозона Хиггса в четыре лептона и его рождения посредством механизма VBF в рамках модели SMEFT, а также ожидаемые пределы, соответствующие интегральной светимости в  $140 \text{ фб}^{-1}$ .

**Достоверность** полученных результатов подтверждается их согласием с опубликованными теоретическими работами и экспериментальными результатами, опубликованными коллаборациями ATLAS и CMS. Также в ходе выполнения работы проводилось сравнение получаемых результатов с помощью нескольких принципиально разных Монте-Карло генераторов событий. Проверка разработанных методик и инструментов проводилась на примере изученных ранее процессов как в рамках СМ, так и за её пределами.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы были изложены в следующих докладах на всероссийских и международных и конференциях:

- Выступление с докладом «Изучение эффектов CP-нарушения в распаде  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau\tau$ » на научной конференции «Международная сессия - конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий». 17.11.2014 - 21.11.2014, Москва, Россия.
- Выступление с докладом «Анализ асимметрий как способ обнаружения CP - нарушения в хиггсовском секторе» на научной конференции «Научная Сессия НИЯУ МИФИ - 2015». 16.02.2015 - 21.02.2015, Москва, Россия.
- Выступление с докладом «Monte Carlo for the tensor structure analysis in the Higgs sector» на научной конференции «LHC Reweighting Workshop». 20.05.2015 - 20.05.2015, Женева, Швейцария.
- Выступление с докладом «Further developments on Morphing» на научной конференции «ATLAS ZZ Workshop». 26.04.2016 - 29.04.2016, Мюнхен, Германия.
- Выступление с докладом «Observables sensitive to tensor structure of di-photon interaction of a hypothetical heavy spin-0 boson» на научной конференции «II международная научная конференция НАУКА БУДУЩЕГО». 20.09.2016 - 23.09.2016, Казань, Россия.
- Выступление с докладом «Limits on Higgs boson couplings in Effective field theory» на научной конференции «The International Conference on Particle Physics and Astrophysics - 2016». 10.10.2016 - 14.10.2016, Москва, Россия.
- Выступление с докладом «Measurement of cross sections and couplings of the Higgs Boson in bosonic decay channels with the ATLAS detector» на научной конференции «The 6th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2017)». 17.08.2017 - 26.08.2017, Колимвари, Греция.
- Выступление с докладом «High performance computing system in the framework of the Higgs boson studies» на научной конференции «The 26th Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC2017)». 24.09.2017 - 29.09.2017, Будва, Черногория.
- Выступление с докладом «Study of CP-sensitive kinematic observables in  $pp \rightarrow Hjj$  process» на научной конференции «The International Conference on Particle Physics and Astrophysics - 2017». 02.10.2017 - 05.10.2017, Москва, Россия.

- Выступление с докладом «The Framework of the Extended morphing method» на научной конференции «ATLAS H $\rightarrow$ ZZ Workshop». 10.04.2018 - 13.04.2018, Оксфорд, Великобритания.
- Выступление с докладом «Interpretation of ATLAS and CMS Higgs measurements in STXS and EFT» на научной конференции «8th Edition of the Large Hadron Collider Physics Conference». 25.05.2020 - 30.05.2020, Париж, Франция (конференция проведена в онлайн-формате из-за карантинных ограничений).

Полученные результаты также неоднократно докладывались и обсуждались в рамках рабочих совещаний коллаборации ATLAS.

**Личный вклад.** Результаты, изложенные в данной работе, были получены либо непосредственно автором, либо его вклад в получение результатов являлся определяющим. При этом автор принимал активное участие в исследованиях, проводимых коллаборацией ATLAS, и является соавтором большого количества результатов, опубликованных коллаборацией. С момента вступления автора в коллаборацию ATLAS в 2012 году, на рабочих совещаниях научных групп им был представлен 31 доклад по теме диссертационного исследования. Также результаты, в получении которых автор принимал непосредственное участие, были представлены докладчиками от коллаборации ATLAS на крупных международных конференциях (ICHEP 2014, ICHP 2016, EPS-HEP 2017, LHCP 2017, Moriond EW 2017 и других).

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 13 печатных изданиях [1–13], 5 из которых изданы в периодических журналах, рекомендованных ВАК, 4 — в неперидических журналах, рекомендованных ВАК (тезисы докладов), 3 — в технических статьях коллаборации ATLAS, 1 — в монографиях.

Список публикации автора по теме диссертации:

1. *Belyaev, N., Konoplich, R., Egholm Pedersen, L. and Prokofiev, K.* Angular asymmetries as a probe for anomalous contributions to HZZ vertex at the LHC. Phys. Rev. D. Vol. 91, no. 11. 2015. P. 115014.
2. *Kaluza, A., Belyaev, N. et al.* A morphing technique for signal modelling in a multidimensional space of coupling parameters. ATLAS Public Note. 2015. ATL-COM-PHYS-2015-457, ATL-PHYS-PUB-2015-047. URL: <https://cds.cern.ch/record/2018491>.

3. *Belyaev, N. L. and Konoplich, R. V.* Study of the CP-violating effects with  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+\tau^-$  process. *Phys. Atom. Nucl.* Vol. 78, no. 13. 2015. P. 1489–1492.
4. *Belyaev, N. and Reid, T.* Limits on Higgs boson couplings in Effective field theory. *J. Phys. Conf. Ser.* Vol. 675, no. 2. 2016. P. 022023.
5. *Belyaev, N., de Florian, D. et al.* Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector. CERN Monography, 2016.
6. *Belyaev, N. et al.* Prospective results for vector-boson fusion-mediated Higgs-boson searches in the four lepton final state at the High Luminosity Large Hadron Collider. ATLAS Public Note. 2016. ATLPHYS-PUB-2016-008, ATL-COM-PHYS-2015-1507. URL: <https://cds.cern.ch/record/2145377>
7. *Abidi, S. H., Belyaev, N. et al.* Couplings and simplified cross section studies in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$  channel. ATLAS Internal Note. 2016. ATL-COM-PHYS-2016-1604. URL: <https://cds.cern.ch/record/2231596>
8. *Belyaev, N., Konoplich, R. and Prokofiev, K.* Study of kinematic observables sensitive to the Higgs boson production channel in  $pp \rightarrow Hjj$  process. *J. Phys. Conf. Ser.* Vol. 934, no. 1. 2017. P. 012030.
9. *Belyaev, N., Konoplich, R. and Prokofiev, K.* CP-sensitive observables of a hypothetical heavy spin-0 particle with the dominant  $\gamma\gamma$  and  $Z\gamma$ -interaction. *J. Phys. Conf. Ser.* Vol. 798, no. 1. 2017. P. 012094.
10. *Belyaev, N.* Measurement of cross sections and couplings of the Higgs Boson in bosonic decay channels with the ATLAS detector. *EPJ Web Conf.* Vol. 182. 2018. P. 02013.
11. *Aaboud, M., Belyaev, N. et al. [ATLAS Collaboration]* Measurement of the Higgs boson coupling properties in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  decay channel at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *JHEP.* Vol. 03. 2018. P. 095.
12. *Aaboud, M., Belyaev, N. et al. [ATLAS Collaboration]* Measurement of inclusive and differential cross sections in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. *JHEP.* Vol. 10. 2017. P. 132.
13. *Belyaev, N., Konoplich, R. and Prokofiev, K.* CP Sensitive Observables of a Hypothetical Heavy Spin-0 Particle with the Dominant Photon–Photon Interaction. *Phys. Atom. Nucl.* Vol. 81, no. 6. 2018. P. 758–765.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, четырёх списков и словаря терминов. Полный объём диссертации составляет 193 страницы, включая 61 рисунок и 27 таблиц. Список литературы содержит 153 наименования.

## Глава 1. Эксперимент ATLAS на БАК

### 1.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК), расположенный в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) недалеко от Женевы, является новейшим и наиболее мощным в мире инструментом для исследований в области физики элементарных частиц. Он предназначен для столкновения протонных пучков с энергией центра масс вплоть до  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и беспрецедентной пиковой светимостью в  $2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . На БАК также можно осуществлять столкновения тяжелых ионов (Pb, Ag, Xe и других) с энергией вплоть до 2.8 ТэВ на нуклон при пиковой светимости в  $2 \cdot 10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . Принципиальная схема ускорительного комплекса ЦЕРН приведена на рис. 1.1.

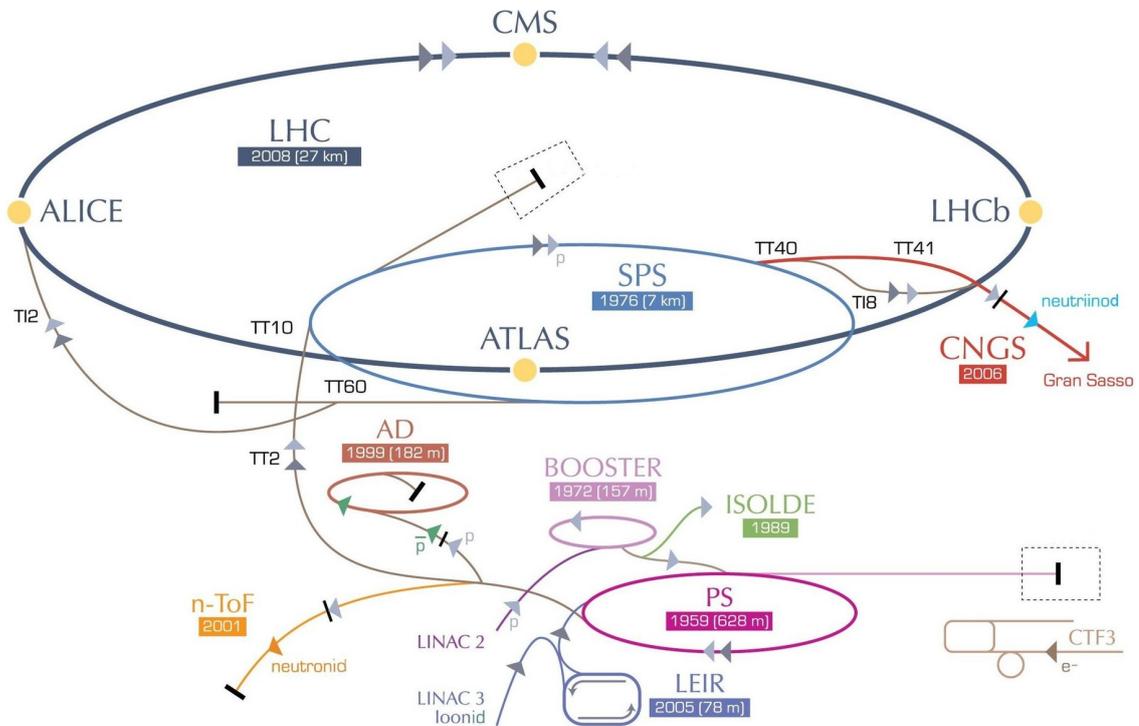


Рисунок 1.1 — Схематичное изображение ускорительного комплекса в ЦЕРН с указанием основных геометрических параметров установок.

Высокие темпы взаимодействий, дозы облучения, множественность частиц и их энергии, а также требования к точности измерений установили новые стандарты для разработки детекторов частиц для БАК. Два детектора общего назначения, ATLAS (Toroidal LHC ApparatuS) и CMS (CompactMuon Solenoid), были созданы для изучения протон-протонных и ион-ионных столкновений. В данной работе акцент был сделан на эксперименте ATLAS, поскольку значительная часть работы была выполнена в рамках данного эксперимента.

## 1.2 Детектор ATLAS

Общая схема детектора ATLAS приведена на рис. 1.2, а его основные рабочие характеристики приведены в табл. 1. Важно отметить, что для мюонов с высоким  $p_T$  характеристики мюонного спектрометра, приведённые в табл. 1, являются независимыми от внутреннего детектора.

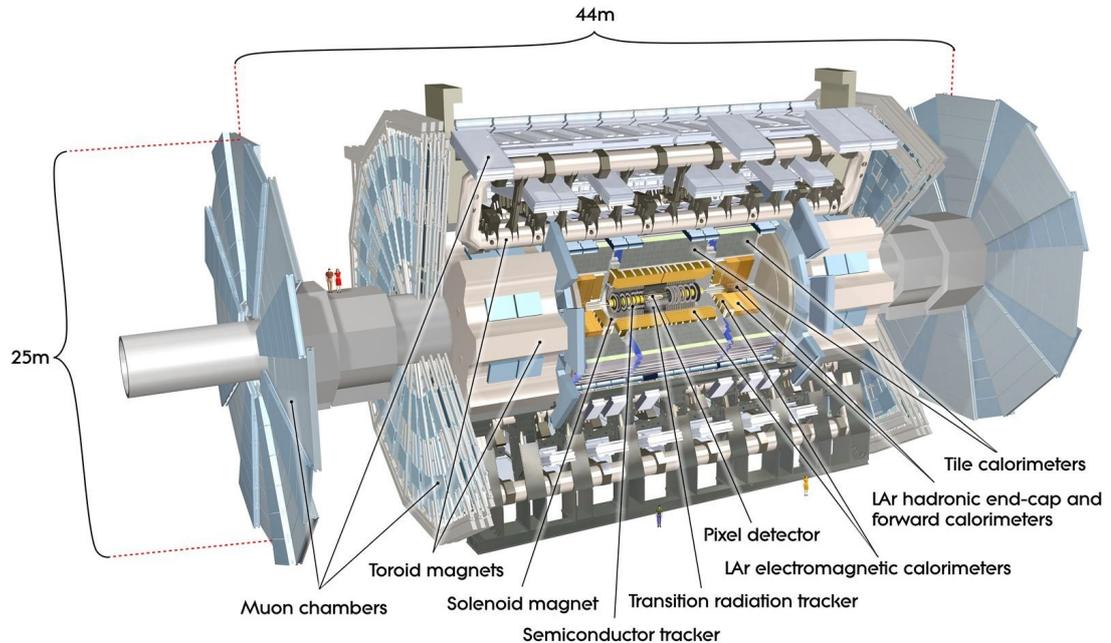


Рисунок 1.2 — Схематичное изображение детектора ATLAS с указанием его базовых подсистем [16].

Детектор ATLAS номинально симметричен вдоль оси пучка относительно точки взаимодействия. Конфигурация магнитов представляет собой тонкий сверхпроводящий соленоид, окружающий полость внутреннего детектора, и три больших сверхпроводящих тороида (один центральный и два торцевых), расположенных с восьмикратной азимутальной симметрией вокруг калориметров. Данный фундаментальный выбор послужил основой для дизайна остальной части детектора.

Внутренний детектор находится в соленоидальном поле с магнитной индукцией в 2 Тл. Измерение импульса и координат вершин взаимодействий, а также идентификация электронов, осуществляется с помощью комбинации детекторов: дискретных полупроводниковых пиксельных и стриповых детекторов высокого разрешения во внутренней части отслеживаемого объёма и трековых детекторов, основанных на дрейфовых трубках, способных генерировать и впоследствии детектировать переходное излучение от пролетающих ионизирующих частиц во внешней части отслеживаемого объёма.

Таблица 1 — Общие рабочие характеристики детектора ATLAS. Значения по энергии  $E$  и поперечному импульсу  $p_T$  указаны в ГэВ.

Компонент детектора	Требуемое разрешение	Покрытие по $\eta$
Трековая система	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\%p_T \oplus 1\%$	$\pm 2.5$
ЭМ калориметр	$\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	$\pm 3.2$
Адронный калориметр: центральный и торцевой передний	$\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E} \oplus 3\%$ $\sigma_E/E = 100\%/\sqrt{E} \oplus 10\%$	$\pm 3.2$ $3.1 <  \eta  < 4.9$
Мюонный спектрометр	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\%$ при $p_T = 1$ ТэВ	$\pm 2.7$

Электромагнитные калориметры с жидким аргоном (LAr) высокой гранулярности, обладающие превосходными характеристиками в отношении энергетического и пространственного разрешений, охватывают диапазон по псевдобыстроте  $|\eta| < 3.2$ . Адронная калориметрия в диапазоне  $|\eta| < 1.7$  обеспечивается сцинтилляционным калориметром, который разделён на один большой и два малых удлинённых цилиндра, по одному с каждой стороны центральной области. Технология LAr также используется в торцевых частях адронных калориметров ( $|\eta| > 1.5$ ), пределы по  $|\eta|$  в которых соответствуют таковым для электромагнитных калориметров в торцевых частях. Передние LAr-калориметры обеспечивают измерения электромагнитного и адронного энерговыделений и расширяют охват по псевдобыстроте вплоть до  $|\eta| = 4.9$ .

### 1.2.1 Трековая система

В ходе эксплуатации БАК каждые 25 нс в точке столкновения протонов рождается порядка 1000 вторичных частиц в области  $|\eta| < 2.5$ , создавая таким образом высокую плотность треков в детекторе. Для детального изучения сигнальных процессов необходимо достигнуть требуемых значений разрешения импульса и координат вершин взаимодействий, что обеспечивается использованием детекторов высокой степени гранулярности. Пиксельные и кремниевые микростриповые трекары (SCT), используемые вместе с трекаром переходного излучения на основе дрейфовых трубок (TRT), полностью обеспечивают эти функции.

Компоновка внутреннего детектора (ID) эксперимента ATLAS, который отвечает за измерение треков частиц, приведена на рис. 1.3.

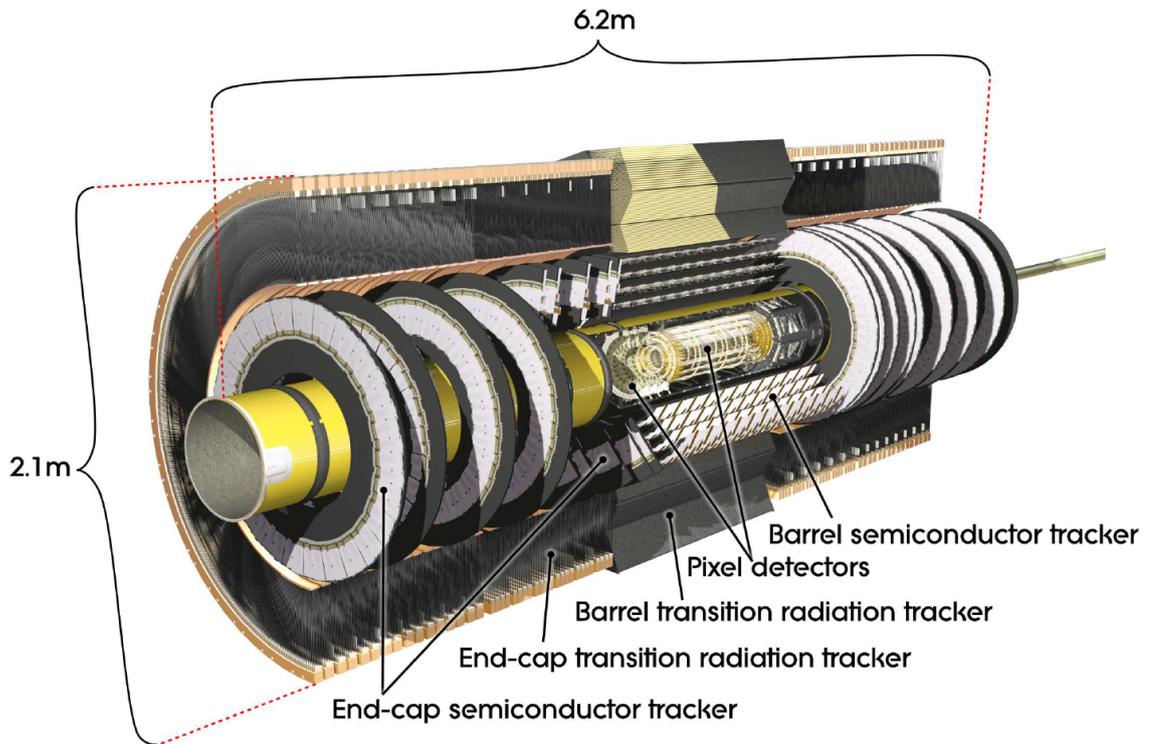


Рисунок 1.3 — Схематичное изображение внутреннего детектора ATLAS с указанием его базовых подсистем.

Внутренний детектор находится в магнитном поле с индукцией в 2 Тл, создаваемом центральным соленоидом, который достигает 5.3 м в длину и 2.5 м в диаметре. Прецизионные трековые детекторы (пиксельный и SCT) покрывают область по псевдобыстроте  $|\eta| < 2.5$ . В центральной области элементы данных детекторов расположены на концентрических цилиндрах вокруг оси пучка, тогда как в торцевых областях элементы расположены на дисках, перпендикулярных оси пучка. Наибольшая гранулярность достигается в кремниевых пиксельных детекторах, в области, близкой к оси пучка. Слои пикселей сегментированы по переменным  $R - \varphi$  и  $z$ , причём в большинстве случаев каждый трек пересекает три слоя пикселей. Все пиксельные сенсоры идентичны друг другу и имеют минимальный размер пикселя в  $R - \varphi \times z$  равный  $50 \times 400$  мкм<sup>2</sup>. Характерная точность в центральной части составляет 10 мкм ( $R - \varphi$ ) и 115 мкм ( $z$ ), а в торцевой - 10 мкм ( $R - \varphi$ ) и 115 мкм ( $R$ ). Пиксельный детектор имеет около 80.4 миллиона каналов считывания. В случае SCT, каждым треком пересекаются восемь стриповых слоёв (четыре пространственные точки). В центральной области этот детектор использует так называемые стерео-стрипы с малым углом (40 мрад) для измерения обеих координат, причём один набор стрипов в каждом слое параллелен направлению пучка, измеряя  $R - \varphi$ . Они состоят из двух датчиков-цепочек размером 6.4 см с шагом стрип-

па в 80 мкм. В торцевой области детекторы имеют набор стрипов, идущих в радиальном направлении, и набор стерео-стрипов с углом в 40град. Средний шаг стрипов также составляет около 80 мкм. Характерная точность на модуль в центральной части составляет 17 мкм ( $R - \varphi$ ) и 580 мкм ( $z$ ), а в торцевой - 17 мкм ( $R - \varphi$ ) и 580 мкм ( $R$ ). Общее количество считывающих каналов в SCT составляет приблизительно 6.3 миллиона.

### 1.2.2 Калориметрическая система

Схематическое изображение дискретных калориметров представлено на рис. 1.4. Данные калориметры охватывают диапазон  $|\eta| < 4.9$ , используя при этом различные методы регистрации энерговыделения, требующиеся как для прецизионного измерения рассматриваемых физических процессов, так и для получения необходимой радиационной устойчивости во всём рабочем диапазоне по псевдобыстроте. В области по псевдобыстроте, соответствующей внутреннему детектору, высокая гранулярность электромагнитного калориметра идеально подходит для точных измерений характеристик электронов и фотонов. Более низкая гранулярность остальной части калориметра достаточна для удовлетворения требований, предъявляемым к реконструкции адронных струй и измерениям значений потерянной поперечной энергии.

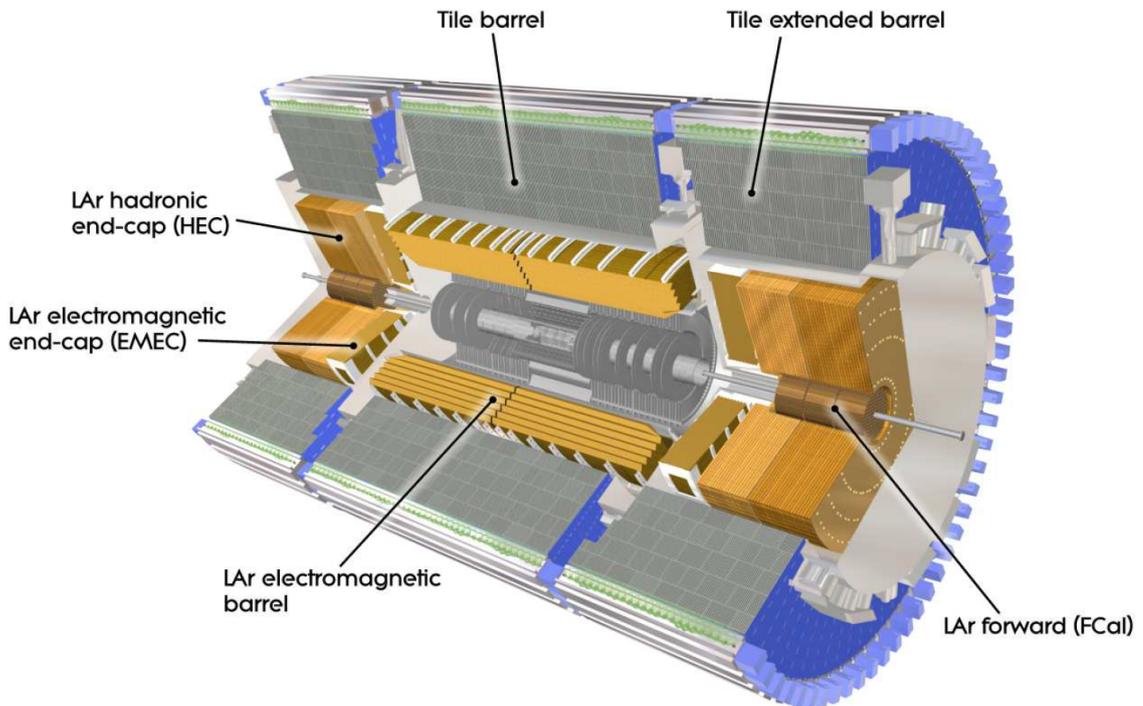


Рисунок 1.4 — Схематичное изображение калориметрической системы детектора ATLAS с указанием её базовых подсистем.

Калориметры должны обеспечивать хорошую защиту от электромагнитных и адронных ливней, а также ограничивать проникновение соответствующих частиц в мюонную систему. Следовательно, толщина калориметра является важной расчётной величиной. Общая толщина электромагнитного калориметра составляет более 22 радиационных длин ( $X_0$ ) в центральной части и более  $24X_0$  в торцевых частях. Толщины активной зоны калориметра, равной примерно 9.7 длин взаимодействия ( $\lambda$ ) в центральной части ( $10\lambda$  в торцевых частях) достаточно, для обеспечения хорошего разрешения высокоэнергетических адронных струй. Общая толщина, в том числе  $1.3\lambda$  от внешних опор детектора, составляет  $11\lambda$  при  $\eta = 0$ , и, как было показано с помощью дополнительных измерений и моделирования, её значения достаточно для того, чтобы сократить поток пролетающих сквозь калориметр частиц до уровня, значительно более низкого, нежели уровень неприводимого фона быстрых или распадающихся мюонов. Вместе с большим покрытием по  $\eta$ , эта толщина также обеспечит хорошее измерение потерянной поперечной энергии  $E_T^{miss}$ , что важно для многих физических процессов и, в частности, для поиска суперсимметричных частиц.

### 1.2.3 Мюонная система

Концептуальная схема мюонного спектрометра детектора ATLAS приведена на рис. 1.5.

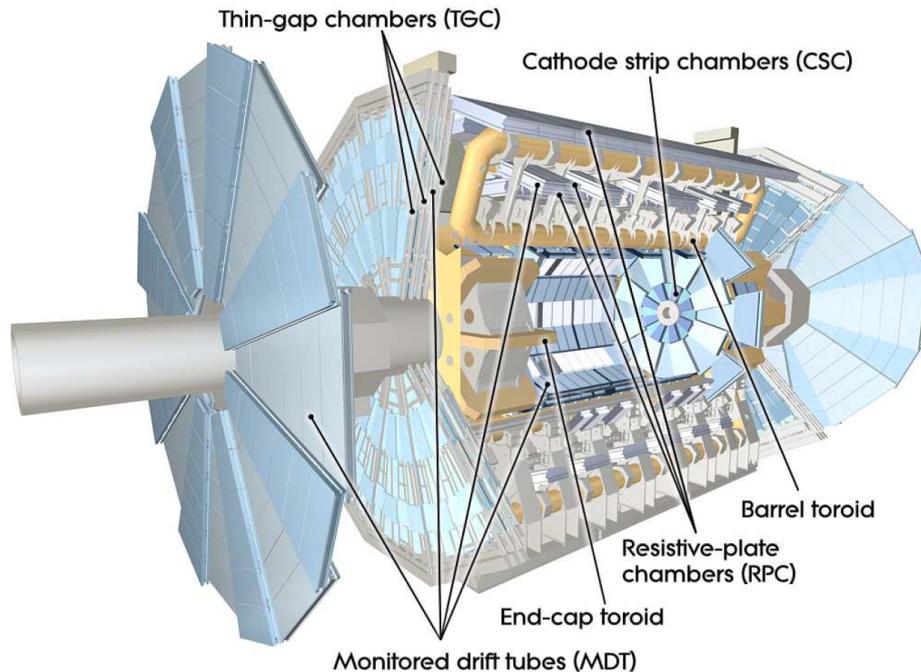


Рисунок 1.5 — Схематичное изображение мюонной системы детектора ATLAS с указанием её базовых подсистем.

Данный спектрометр основан на магнитном отклонении треков мюонов в больших сверхпроводящих тороидальных магнитах с воздушным сердечником, оснащённых отдельными триггерными и высокоточными трековыми камерами. В диапазоне  $|\eta| < 1.4$  отклонение треков частиц магнитным полем обеспечивается большим центральным тороидом. В области  $1.6 < |\eta| < 2.7$  мюонные треки изгибаются двумя меньшими торцевыми магнитами, помещёнными в оба конца центрального тороида. В области  $1.4 < |\eta| < 1.6$ , обычно называемой переходной областью, магнитное отклонение обеспечивается комбинацией полей центрального и торцевых магнитов. Такая конфигурация магнитов создаёт поле, которое в большинстве точек пространства ортогонально трекам мюонов, при этом сводится к минимуму ухудшение разрешения из-за многократного рассеяния. Ожидаемый высокий уровень потока частиц оказал большое влияние на выбор и конструкцию измерительного оборудования спектрометра, влияя на такие параметры установки, как скорость счёта, гранулярность, скорость старения и радиационную стойкость. В центральной области треки измеряются с помощью камер, расположенных в трёх цилиндрических слоях вокруг оси пучка. В переходной и торцевой областях камеры установлены на плоскостях, перпендикулярных оси пучка, также в три слоя.

#### 1.2.4 Передние детекторы

Существуют также три меньшие детекторные системы, которые покрывают переднюю область детектора ATLAS. Основной функцией первых двух систем является определение светимости. В  $\pm 17$  м от точки взаимодействия находится система LUCID (LUminosity measurement using Cerenkov Integrating Detector). Она детектирует неупругое pp-рассеяние в прямом направлении и является основной системой мониторинга светимости в реальном времени. Вторая система носит название ALFA (Absolute Luminosity For ATLAS). Расположенная на расстоянии в  $\pm 240$  м от центра соударений, она состоит из сцинтилляционных волоконных трекеров, расположенных внутри Римских горшков, которые спроектированы так, чтобы отстоять от пучка на расстояние в 1 мм. Третья система носит название ZDC (Zero-Degree Calorimeter). Она играет ключевую роль в определении центральности столкновений тяжёлых ионов. Данная система расположена на расстоянии в  $\pm 140$  м от точки взаимодействия. Модули ZDC состоят из слоёв чередующихся кварцевых стержней и вольфрамовых пластин, которые измеряют нейтральные частицы в области по псевдобыстроте  $|\eta| \geq 8.2$ .

## Глава 2. Стандартная модель элементарных частиц

### 2.1 Общее описание

Стандартная модель (СМ) представляет собой теоретическую конструкцию в физике элементарных частиц, описывающую взаимодействие всех элементарных частиц друг с другом. Стандартная модель по определению не является теорией всего, так как не описывает тёмную материю, тёмную энергию и не включает в себя гравитацию. Экспериментальное подтверждение существования промежуточных векторных бозонов в середине 80-х годов завершило построение Стандартной модели и её принятие в качестве основной теории фундаментальных взаимодействий. Необходимость незначительного расширения модели возникла в 2002 году после обнаружения нейтринных осцилляций, а подтверждение существования бозона Хиггса в 2012 году завершило экспериментальное обнаружение предсказываемых Стандартной моделью элементарных частиц.

Строго говоря, Стандартная модель - это калибровочная теория, основанная на группе симметрии  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , которая описывает сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия посредством обмена соответствующими калибровочными полями со спином 1: восемью безмассовыми глюонами  $g_i$  и одним безмассовым фотоном  $\gamma$  для сильных и электромагнитных взаимодействий, соответственно, и тремя массивными  $W^\pm$  и  $Z$ -бозонами для слабых взаимодействий [17]. Строение фермионного вещества при этом определяется лептонами и кварками, которые подразделяются на три поколения:

$$\begin{bmatrix} \nu_e & u \\ e^- & d' \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu_\mu & c \\ \mu^- & s' \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu_\tau & t \\ \tau^- & b' \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

где

$$\begin{bmatrix} \nu_l & q_u \\ l^- & q_d \end{bmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \nu_l \\ l^- \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} q_u \\ q_d \end{pmatrix}_L, \quad l_R^-, \quad q_{uR}, \quad q_{dR}, \quad (2.2)$$

плюс соответствующие античастицы. Каждый кварк в выражениях (2.2) при этом фигурирует в трёх разных цветовых зарядах. Таким образом, левые поля представляют собой дублеты  $SU(2)_L$ , а их правосторонние партнёры преобразуются в синглеты  $SU(2)_L$ . На сегодняшний день считается, что три фермионных поколения в выражениях (2.1) имеют идентичные свойства. Отличаются частицы различных поколений только значениями своих масс и квантовых чисел аромата.

Присутствующая в теории калибровочная симметрия при этом нарушается вакуумом, который вызывает спонтанное нарушение симметрии электрослабой группы к электромагнитной подгруппе:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \xrightarrow{\text{SSB}} SU(3)_C \otimes U(1)_{\text{QED}}. \quad (2.3)$$

Механизм спонтанного нарушения симметрии генерирует массы слабых калибровочных бозонов и приводит к появлению в физическом спектре модели дополнительной скалярной частицы, так называемого бозона хиггса. Фермионные массы также генерируются через механизм спонтанного нарушения симметрии.

СМ представляет собой одно из самых успешных достижений в современной физике. Она представляет собой элегантную теоретическую основу, которая способна описать известные экспериментальные факты в физике элементарных частиц с высокой точностью. Далее будут подробно рассмотрены некоторые из описанных выше аспектов СМ.

## 2.2 Глобальная и локальная калибровочные симметрии

Свойства и типы симметрий, которыми обладают физические системы, играют определяющую роль в их дальнейшей эволюции. Рассмотрим лагранжиан, описывающий движение свободного дираковского фермиона:

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x). \quad (2.4)$$

Лагранжиан  $\mathcal{L}_0$  инвариантен относительно *глобальных*  $U(1)$ -преобразований:

$$\psi(x) \xrightarrow{U(1)} \psi'(x) \equiv e^{iQ\theta} \psi(x), \quad (2.5)$$

где  $Q$  и  $\theta$  - произвольные вещественные постоянные. В таком случае фаза волновой функции  $\psi(x)$  представляет собой чисто условную математическую величину без какого-либо физического смысла. Однако лагранжиан (2.4) перестанет быть инвариантным, если фазовое преобразование станет зависеть от пространственно-временной координаты. В таком случае речь уже пойдёт не о глобальных, а о *локальных* преобразованиях вида  $\theta = \theta(x)$ . Осуществляя подобное локальное преобразование, получим

$$\partial_\mu\psi(x) \xrightarrow{U(1)} e^{iQ\theta} (\partial_\mu + iQ\partial_\mu\theta) \psi(x). \quad (2.6)$$

Таким образом, при переходе от глобальных фазовых преобразований к локальным свойство инвариантности лагранжиана теряется. Однако данное ограничение может быть устранено при выполнении требований *калибровочной инвариантности*.

Калибровочная инвариантность - это принцип, согласно которому лагранжиан теории должен быть инвариантен относительно локальных преобразований полей. Подобная инвариантность становится возможной только в том случае, если к лагранжиану добавляется дополнительная часть, преобразующаяся таким образом, чтобы сокращать член  $\partial_\mu \theta$  в выражении (2.6). Необходимая модификация таким образом полностью фиксируется видом преобразования (2.6): если ввести новое векторное поле  $A_\mu(x)$ , преобразующееся по закону

$$A_\mu(x) \xrightarrow{U(1)} A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) - \frac{1}{e} \partial_\mu \theta, \quad (2.7)$$

а также ввести ковариантную производную

$$D_\mu \psi(x) \equiv [\partial_\mu + ieQA_\mu(x)] \psi(x), \quad (2.8)$$

которая при локальном преобразовании будет изменяться следующим образом

$$D_\mu \psi(x) \xrightarrow{U(1)} (D_\mu \psi)'(x) \equiv \exp\{iQ\theta\} D_\mu \psi(x), \quad (2.9)$$

то лагранжиан

$$\mathcal{L} \equiv i\bar{\psi}(x)\gamma^\mu D_\mu \psi(x) - m\bar{\psi}(x)\psi(x) = \mathcal{L}_0 - eQA_\mu(x)\bar{\psi}(x)\gamma^\mu \psi(x) \quad (2.10)$$

в таком случае становится инвариантным относительно локальных  $U(1)$ -преобразований или, говоря иначе, *калибровочно-инвариантным*.

Можно говорить о том, что принцип калибровочной инвариантности индуцировал взаимодействие между дираковским фермионом и калибровочным полем  $A_\mu$  в рассматриваемой теории. Полученная вершина является ничем иным, как широко известной из Квантовой электродинамики (КЭД) вершиной электрон-позитронной аннигиляции. Отметим, что выбор соответствующего электромагнитного заряда  $Q$  является произвольным. Если необходимо, чтобы поле  $A_\mu$  представляло собой истинное распространяющееся электромагнитное поле, то необходимо добавить калибровочно-инвариантное кинетическое слагаемое

$$\mathcal{L}_{Kin} \equiv -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}(x) F^{\mu\nu}(x), \quad (2.11)$$

где  $F_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$  - тензор напряжённости электромагнитного поля, который остаётся неизменным при преобразованиях вида (2.7). Массовый член вида  $\mathcal{L}_m = \frac{1}{2}m^2 A^\mu A_\mu$  для калибровочного поля запрещён, потому как это нарушит локальную калибровочную инвариантность относительно группы  $U(1)$ . Следовательно, фотоны электромагнитного поля предсказываются безмассовыми. На сегодняшний день экспериментально установлено, что  $m_\gamma < 1 \cdot 10^{-18}$  эВ [18; 19].

Общий лагранжиан, составленный из выражений (2.10) и (2.11), приводит к хорошо известным уравнения Максвелла:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = e J^\nu \equiv e Q \bar{\psi} \gamma^\nu \psi, \quad (2.12)$$

где  $J^\nu$  представляет собой фермионный ток. Таким образом, из простого требования калибровочной инвариантности был получен корректный лагранжиан КЭД, которая представляет собой крайне успешную и экспериментально проверенную теорию электромагнитного взаимодействия.

### 2.3 Электрослабый сектор

В прошлом параграфе было показано, как с помощью принципа калибровочной инвариантности получить корректный лагранжиан КЭД. Однако для описания слабых взаимодействий необходима более сложная структура, которая будет содержать в себе несколько фермионных ароматов и предсказывать разные свойства для левых и правых полей [17]. Левые фермионы при этом должны присутствовать в виде дублетов, а также, в дополнение к фотону, необходимо присутствие массивных калибровочных  $W^\pm$  и  $Z$ -бозонов. Простейшей группой с дублетными представлениями является группа  $SU(2)$ . Если также задаться целью включить в теорию и электромагнитные взаимодействия, то необходима дополнительная группа  $U(1)$ . В таком случае наиболее очевидной группой симметрии становится группа

$$G \equiv SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \quad (2.13)$$

где  $L$  относится к левосторонним полям, а физический смысл индекса  $Y$  и причина, по которой его прямая идентификация с электромагнетизмом неуместна, будут изложены далее.

Для простоты рассмотрим одно семейство кварков и введём обозначение

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = u_R, \quad \psi_3(x) = d_R. \quad (2.14)$$

Подобные рассуждения также будут справедливы и для лептонного сектора, если положить

$$\psi_1(x) = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2(x) = \nu_{eR}, \quad \psi_3(x) = e_R^-. \quad (2.15)$$

Как и в случае с КЭД, рассмотрим свободный лагранжиан

$$\mathcal{L}_0 = i \bar{u}(x) \gamma^\mu \partial_\mu u(x) + i \bar{d}(x) \gamma^\mu \partial_\mu d(x) = \sum_{j=1}^3 i \bar{\Psi}_j(x) \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_j(x). \quad (2.16)$$

Лагранжиан  $\mathcal{L}_0$  инвариантен относительно глобальных преобразований  $G$  в пространстве ароматов:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &\xrightarrow{G} \psi'_1(x) \equiv \exp\{iy_1\beta\} U_L \psi_1(x), \\ \psi_2(x) &\xrightarrow{G} \psi'_2(x) \equiv \exp\{iy_2\beta\} \psi_2(x), \\ \psi_3(x) &\xrightarrow{G} \psi'_3(x) \equiv \exp\{iy_3\beta\} \psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.17)$$

где  $SU(2)_L$ -преобразование

$$U_L \equiv \exp\left\{i \frac{\sigma_i}{2} \alpha^i\right\} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (2.18)$$

действует только на дублетное поле  $\psi_1$ , а  $\sigma_i$  представляют собой матрицы Паули. Параметры  $y_i$  называются гиперзарядами, поскольку фазовое преобразование  $U(1)_Y$  аналогично фазовому преобразованию КЭД, в которой подобный параметр представляет собой электрический заряд. При этом матричное преобразование  $U_L$  неабелево. Важно отметить, что массовый член в уравнении (2.16) отсутствует, так как он будет смешивать левые и правые поля, которые имеют различные свойства преобразований.

Теперь потребуем инвариантности лагранжиана относительно локального  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -калибровочного преобразования, т.е. положим  $\alpha^i = \alpha^i(x)$  и  $\beta = \beta(x)$ . Чтобы удовлетворить условию калибровочной инвариантности, необходимо заменить производные фермионных полей ковариантными объектами. Так как теперь в теории присутствует четыре калибровочных параметра,  $\alpha^i(x)$  и  $\beta(x)$ , то помимо фотона необходимо также присутствие трёх дополнительных калибровочных бозонов:

$$\begin{aligned} D_\mu \psi_1(x) &\equiv \left[ \partial_\mu + i g \widetilde{W}_\mu(x) + i g' y_1 B_\mu(x) \right] \psi_1(x), \\ D_\mu \psi_2(x) &\equiv \left[ \partial_\mu + i g' y_2 B_\mu(x) \right] \psi_2(x), \\ D_\mu \psi_3(x) &\equiv \left[ \partial_\mu + i g' y_3 B_\mu(x) \right] \psi_3(x), \end{aligned} \quad (2.19)$$

где

$$\widetilde{W}_\mu(x) \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_\mu^i(x) \quad (2.20)$$

обозначает матричное поле группы  $SU(2)_L$ . Таким образом, в теории возникает необходимое количество калибровочных полей для описания калибровочных бозонов  $W^\pm$ ,  $Z$  и  $\gamma$ .

Помимо этого необходимо, чтобы ковариантные производные  $D_\mu \psi_j(x)$  преобразовывались точно так же, как и сами поля  $\psi_j(x)$ . Данное требование фиксирует свойства преобразования калибровочных полей:

$$B_\mu(x) \xrightarrow{G} B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) - \frac{1}{g'} \partial_\mu \beta(x), \quad (2.21)$$

$$\widetilde{W}_\mu \xrightarrow{G} \widetilde{W}'_\mu \equiv U_L(x) \widetilde{W}_\mu U_L^\dagger(x) + \frac{i}{g} \partial_\mu U_L(x) U_L^\dagger(x), \quad (2.22)$$

где  $U_L(x) \equiv \exp \left\{ i \frac{\sigma_i}{2} \alpha^i(x) \right\}$ . Преобразование  $B_\mu$  идентично преобразованию, полученному в КЭД для фотона, в то время как  $SU(2)_L$  поля  $W_\mu^i$  преобразуются аналогично глюонным полям КХД. Отметим, что константы связи  $\psi_j$  с  $B_\mu$  не фиксированы, как и в случае КЭД, то есть гиперзаряды  $y_j$  могут быть выбраны произвольно. Поскольку коммутационное отношение  $SU(2)_L$  нелинейно, подобной свободы выбора не существует для полей  $W_\mu^i$ : для них определена только одна уникальная  $SU(2)_L$ -константа связи  $g$ .

Лагранжиан вида

$$\mathcal{L} = \sum_{j=1}^3 i \bar{\psi}_j(x) \gamma^\mu D_\mu \psi_j(x) \quad (2.23)$$

уже является инвариантным относительно локальных преобразований  $G$ . Чтобы построить калибровочно-инвариантный кинетический член для калибровочных полей, введём соответствующие значения напряжённости поля:

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (2.24)$$

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \equiv -\frac{i}{g} \left[ \left( \partial_\mu + i g \widetilde{W}_\mu \right), \left( \partial_\nu + i g \widetilde{W}_\nu \right) \right] = \partial_\mu \widetilde{W}_\nu - \partial_\nu \widetilde{W}_\mu + i g \left[ \widetilde{W}_\mu, \widetilde{W}_\nu \right], \quad (2.25)$$

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \equiv \frac{\sigma_i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k. \quad (2.26)$$

$B_{\mu\nu}$  остаётся инвариантным относительно преобразований  $G$ , тогда как  $\widetilde{W}_{\mu\nu}$  преобразуется ковариантным образом:

$$B_{\mu\nu} \xrightarrow{G} B_{\mu\nu}, \quad \widetilde{W}_{\mu\nu} \xrightarrow{G} U_L \widetilde{W}_{\mu\nu} U_L^\dagger. \quad (2.27)$$

Следовательно, корректно нормированный кинетический лагранжиан записывается в следующем виде

$$\mathcal{L}_{Kin} = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \text{Tr} \left[ \widetilde{W}_{\mu\nu} \widetilde{W}^{\mu\nu} \right] = -\frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}. \quad (2.28)$$

Так как напряжённость поля  $W_{\mu\nu}^i$  содержит квадратичное слагаемое, лагранжиан  $\mathcal{L}_{Kin}$  порождает тройные и четверные самовзаимодействия между калибровочными полями. Интенсивность этих взаимодействий определяется той же  $SU(2)_L$ -константой связи  $g$ , которая появляется в фермионном сегменте лагранжиана.

Принцип калибровочной симметрии запрещает присутствие массового члена для калибровочных бозонов. Фермионные массовые члены также отсутствуют, поскольку они будут смешивать левые и правые поля, которые имеют различные свойства преобразования, и, следовательно, могут привести к явному нарушению калибровочной симметрии. Таким образом, лагранжиан теории на основе группы симметрии  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , состоящий из вкладов (2.23) и (2.28), содержит только безмассовые поля.

## 2.4 Спонтанное нарушение симметрии

В ходе предыдущих рассуждений были получены взаимодействия между заряженным и нейтральным токами, которые необходимы для описания слабых распадов. КЭД также была вписана в те же теоретические рамки и, кроме того, в теории появились дополнительные самовзаимодействия калибровочных бозонов, которые генерируются неабелевой структурой группы  $SU(2)_L$ . Принцип калибровочной симметрии также гарантирует, что полученный лагранжиан является полностью определённым, корректным и перенормируемым. Однако полученный лагранжиан имеет мало общего с реальностью, поскольку калибровочные бозоны в рассматриваемой теории являются безмассовыми. Для фотонного поля это не создаёт никаких проблем, но реальные  $W^\pm$  и  $Z$ -бозоны должны быть массивными.

Чтобы генерировать массы калибровочных бозонов, необходимо каким-то образом нарушить калибровочную симметрию. Однако также необходимо условие полностью симметричного лагранжиана для сохранения перенормируемости. Эта дилемма может быть решена с помощью принципа *спонтанного нарушения симметрии* (SSB), который позволяет получать несимметричные результаты из симметричного лагранжиана.

Рассмотрим лагранжиан, который

- (a) Инвариантен относительно группы преобразований  $G$ .
- (b) Имеет вырожденный набор состояний с минимальной энергией, которые преобразуются в  $G$  как члены заданного мультиплета.

Если одно из этих состояний произвольно выбрано в качестве основного состояния системы, говорят, что симметрия спонтанно нарушена.

Хорошо известный физический пример представляет собой ферромагнетик: хотя гамильтониан данной системы инвариантен относительно вращений, основное состояние представляет собой набор спинов электронов, выровненных в некотором произвольном направлении. Кроме того, любое состояние с более высокой энергией, построенное из основного состояния с помощью конечного числа возбуждений, будет разделять эту анизотропию. В квантовой теории поля основным состоянием является вакуум и, таким образом, SSB возникает при наличии симметричного лагранжиана, но несимметричного вакуума.

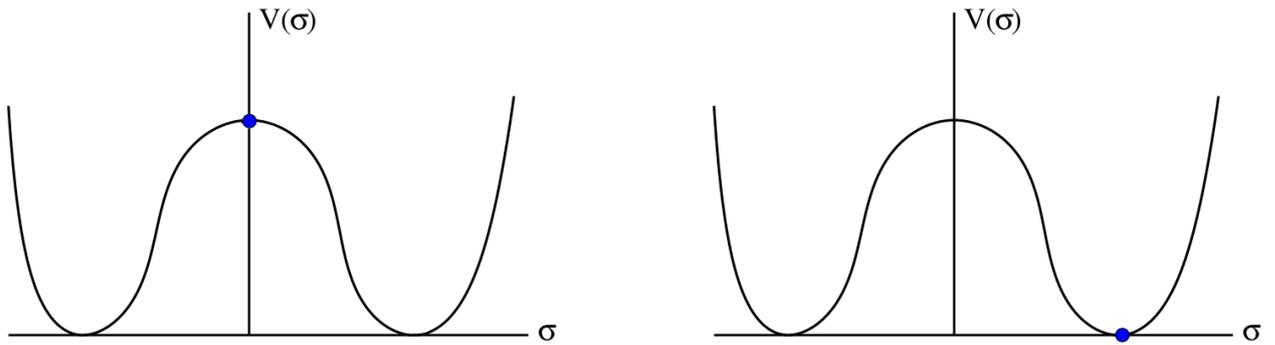


Рисунок 2.1 — Слева - состояние физической системы до спонтанного нарушения симметрии. Справа - после.

Графики на рис. 2.1 иллюстрируют феномен SSB. На левом графике изображено симметричное состояние, а на правом симметрия спонтанно нарушена. При этом не имеет значения, в какую конкретно из двух минимумов потенциала переместилась система (именно поэтому данный процесс носит название спонтанного нарушения симметрии). Важно то, что значения потенциала в данных точках равны и минимальны. При этом в случае одномерного потенциала система не может переместиться из одного минимума в другой, так как для этого ей понадобится дополнительная энергия на преодоление потенциального барьера. Однако в случае двумерного потенциала картина может быть совершенно иной, если предположить круговую симметрию потенциала относительно оси ординат.

Существование эквипотенциальных поверхностей, соединяющих вырожденные состояния с минимальной энергией, является общим свойством спонтанного нарушения непрерывных симметрий. В квантовой теории поля это подразумевает существование безмассовых степеней свободы.

### 2.4.1 Теорема Голдстоуна

Рассмотрим комплексное скалярное поле  $\varphi(x)$  с лагранжианом

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^\dagger \partial^\mu \varphi - V(\varphi), \quad V(\varphi) = \mu^2 \varphi^\dagger \varphi + h \left( \varphi^\dagger \varphi \right)^2. \quad (2.29)$$

Лагранжиан  $\mathcal{L}$  инвариантен относительно глобальных фазовых преобразований скалярного поля

$$\varphi(x) \longrightarrow \varphi'(x) \equiv e^{i\theta} \varphi(x). \quad (2.30)$$

Для того, чтобы у системы существовало основное состояние, потенциал должен быть ограничен снизу, т.е. должно выполняться условие  $h > 0$ .

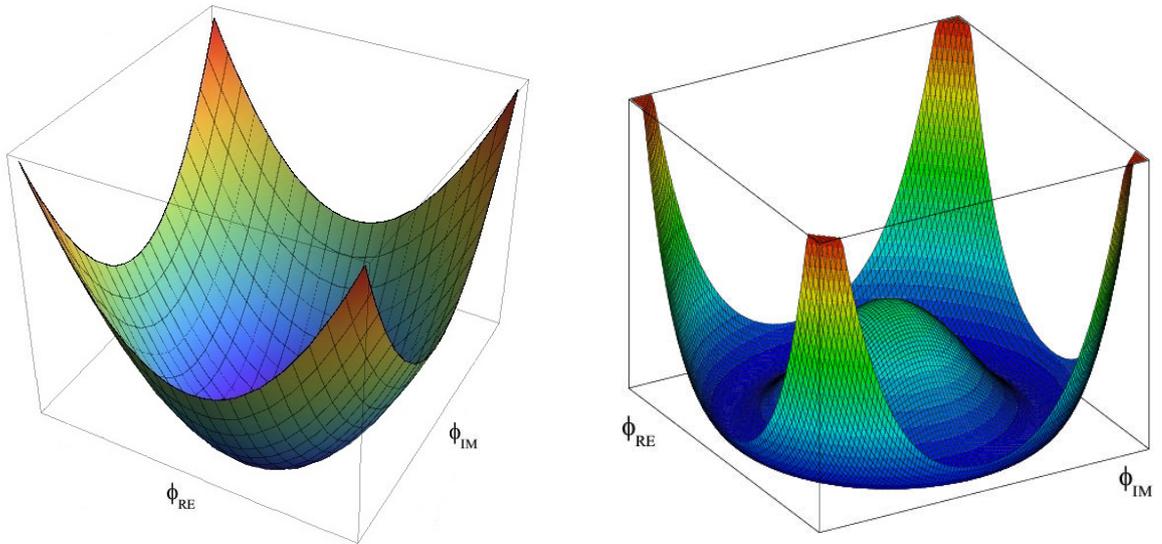


Рисунок 2.2 — Форма скалярного потенциала для случаев  $\mu^2 > 0$  (слева) и  $\mu^2 < 0$  (справа). Во втором случае существует непрерывный набор вырожденных вакуумов, соответствующих различным значениям фазы  $\theta$ , связанным через безмассовое возбуждение поля  $\varphi_2$ .

Для квадратичного потенциала существуют две возможности, приведённые на рис. 2.2:

1.  $\mu^2 > 0$ : Потенциал имеет лишь тривиальный минимум  $\varphi = 0$ . При этом он описывает массивную скалярную частицу с массой  $\mu$  и квадратичной константой связи  $h$ .

2.  $\mu^2 < 0$ : Минимум энергии достигается для полевых конфигураций, удовлетворяющих выражениям

$$|\varphi_0| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} > 0, \quad V(\varphi_0) = -\frac{h}{4}v^4. \quad (2.31)$$

Вследствие фазовой инвариантности лагранжиана относительно группы  $U(1)$ , существует бесконечное число вырожденных состояний  $\varphi_0(x) = \frac{v}{\sqrt{2}} e^{i\theta}$  с минимальной энергией. При выборе конкретного решения, например,  $\theta = 0$ , в качестве основного состояния, симметрия спонтанно нарушается. Если параметризовать возбуждения по основному состоянию как

$$\varphi(x) \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} [v + \varphi_1(x) + i \varphi_2(x)], \quad (2.32)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  представляют собой реальные поля, потенциал приобретает форму

$$V(\varphi) = V(\varphi_0) - \mu^2 \varphi_1^2 + h v \varphi_1 (\varphi_1^2 + \varphi_2^2) + \frac{h}{4} (\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2. \quad (2.33)$$

Таким образом, поле  $\varphi_1$  описывает массивное состояние с массой  $m_{\varphi_1}^2 = -2\mu^2$ , тогда как поле  $\varphi_2$  является безмассовым.

Первая конфигурация ( $\mu^2 > 0$ ) представляет собой обычную ситуацию с одним основным состоянием. Вторая конфигурация с SSB куда более интересна. Появление безмассовой частицы в случае  $\mu^2 < 0$  легко понять: поле  $\varphi_2$  описывает возбуждения вокруг эквипотенциальной поверхности, то есть состояний с одной и той же энергией, что и у выбранного основного состояния. Поскольку подобные возбуждения не требуют затрат энергии, они, очевидно, соответствуют безмассовому состоянию.

Тот факт, что в теории существуют безмассовые возбуждения, связанные с механизмом SSB, является фундаментальным результатом, известным как *теорема Голдстоуна* [20–22]: Если лагранжиан теории инвариантен относительно непрерывной группы симметрии  $G$ , но вакуум при этом инвариантен лишь относительно её подгруппы  $H \subset G$ , тогда должно существовать столько безмассовых частиц со спином 0 (Намбу - Голдстоуновских бозонов), сколько присутствует нарушенных генераторов группы  $G$ .

### 2.4.2 Генерация масс калибровочных бозонов

На первый взгляд, теорема Голдстоуна имеет мало общего с проблемой отсутствия масс калибровочных бозонов в рассмотренном выше электрослабом лагранжиане. Теорема даже усугубляет ситуацию, поскольку в физическом спектре нужны массивные состояния, а не безмассовые. Однако в случае возникновения локальной калибровочной симметрии, ситуация меняется. [1; 23–26].

Рассмотрим  $SU(2)_L$ -дублет комплексных скалярных полей [27]

$$\varphi(x) \equiv \begin{pmatrix} \varphi^{(+)}(x) \\ \varphi^{(0)}(x) \end{pmatrix}. \quad (2.34)$$

Калибровочный скалярный лагранжиан

$$\mathcal{L}_S = (D_\mu \varphi)^\dagger D^\mu \varphi - \mu^2 \varphi^\dagger \varphi - h (\varphi^\dagger \varphi)^2 \quad (h > 0, \mu^2 < 0), \quad (2.35)$$

$$D^\mu \varphi = \left[ \partial^\mu + i g \widetilde{W}^\mu + i g' y_\varphi B^\mu \right] \varphi, \quad y_\varphi = Q_\varphi - T_3 = \frac{1}{2}, \quad (2.36)$$

инвариантен относительно локальных  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -преобразований. Значение скалярного гиперзаряда фиксируется условием наличия корректных констант связи между  $\varphi(x)$  и  $A^\mu(x)$ , т.е. фотон не взаимодействует с  $\varphi^{(0)}$ , а  $\varphi^{(+)}$  имеет правильный электрический заряд.

Данная модель очень похожа на модель Голдстоуна в уравнении (2.29). Таким образом, существует бесконечное множество вырожденных состояний с минимальной энергией, удовлетворяющих условию

$$|\langle 0 | \varphi^{(0)} | 0 \rangle| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2h}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (2.37)$$

В таком случае устанавливается явная связь между классическим основным состоянием и квантовым вакуумом. Поскольку электрический заряд является сохраняющейся величиной, только нейтральное скалярное поле может получить ненулевое вакуумное среднее. Как только выбирается определённое основное состояние,  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -симметрия спонтанно нарушается до электромагнитной подгруппы  $U(1)_{QED}$ , которая по определению всё ещё остается истинной симметрией вакуума. Тогда, согласно теореме Голдстоуна, в теории должны возникнуть три безмассовых физических состояния.

Теперь параметризуем скалярный дублет в общем виде

$$\varphi(x) = \exp \left\{ i \frac{\sigma_i}{2} \theta^i(x) \right\} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

с четырьмя реальными полями  $\theta^i(x)$  и  $H(x)$ . Важным моментом является то, что локальная  $SU(2)_L$ -инвариантность лагранжиана позволяет отбросить любую зависимость от  $\theta^i(x)$ . Три данных поля являются как раз потенциальными безмассовыми голдстоуновскими бозонами, связанными с механизмом SSB.

Ковариантная производная (2.36) соединяет скалярный мультиплет с калибровочными бозонами группы  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Если принять физическую (унитарную) калибровку  $\theta^i(x) = 0$ , кинетическая часть скалярного лагранжиана (2.35) принимает вид

$$(D_\mu \varphi)^\dagger D^\mu \varphi \xrightarrow{\theta^i=0} \frac{1}{2} \partial_\mu H \partial^\mu H + (v + H)^2 \left\{ \frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right\}. \quad (2.39)$$

Ожидаемое вакуумное среднее нейтрального скаляра породило квадратичный член для  $W^\pm$  и  $Z$ -бозонов, т.е. эти калибровочные бозоны приобрели массы:

$$M_Z \cos \theta_W = M_W = \frac{1}{2} v g. \quad (2.40)$$

Таким образом механизм спонтанного нарушения электрослабой симметрии, который также называют *механизмом Хиггса*, позволяет элегантно решить проблему масс калибровочных бозонов. Для этого просто необходимо добавить слагаемое  $\mathcal{L}_S$  к лагранжиану модели, основанной на группе симметрии  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Полный лагранжиан при этом инвариантен относительно калибровочных преобразований, что гарантирует перенормируемость связанной квантовой теории поля [28]. Тем не менее, происходит спонтанное нарушение калибровочной симметрии. Три нарушенных генератора группы порождают три безмассовых голдстоуновских бозона, которые благодаря лежащей в основе теории локальной калибровочной симметрии могут быть исключены из лагранжиана. Переходя к унитарной калибровке, получим, что  $W^\pm$  и  $Z$ -бозоны (но не  $\gamma$ , так как  $U(1)_{QED}$  является непрерывной симметрией) приобрели массы, которые, кроме того, связаны между собой согласно выражению (2.40).

## Глава 3. Эффективная теория поля в физике элементарных частиц

### 3.1 Лагранжев формализм в рамках Эффективной теории поля

Для большого класса моделей вне рамок СМ справедливо утверждение о том, что физика при энергиях ниже массового масштаба новых частиц  $\Lambda$  может быть параметризована с помощью Эффективной теорией поля (ЭТП), где лагранжиан СМ дополняется новыми операторами с каноническими размерностями  $D$ , большими, чем 4 [29; 30].

Теория при этом включает в себя такие же поля и ту же линейно реализованную локальную симметрию  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , что и СМ. Последнее предположение, однако, может быть ослаблено, что приводит к возникновению ЭТП с нелинейно реализованной электрослабой симметрией. Операторы высшей размерности организованы в систематическое разложение по  $D$ , где каждый последующий член подавляется большей степенью  $\Lambda$ . Общее введение в формализм ЭТП приведено, например, в трудах [31–35]; Обзорные статьи об ЭТП, связанные при этом с физикой бозона Хиггса, могут быть найдены в трудах [36–41].

В общем случае лагранжиан ЭТП может быть представлен в следующем виде:

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \frac{c_i^{(5)}}{\Lambda} \mathcal{O}_i^{(5)} + \sum_i \frac{c_i^{(6)}}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i^{(6)} + \sum_i \frac{c_i^{(7)}}{\Lambda^3} \mathcal{O}_i^{(7)} + \sum_i \frac{c_i^{(8)}}{\Lambda^4} \mathcal{O}_i^{(8)} + \dots, \quad (3.1)$$

где каждый член  $\mathcal{O}_i^{(D)}$  разложения представляет собой  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -инвариантный оператор размерности  $D$ , а параметры  $c_i^{(D)}$ , являющиеся множителями операторов в лагранжиане, называются *коэффициентами Вильсона*. Подобная реализация ЭТП предназначена для параметризации наблюдаемых эффектов большого класса теорий вне рамок СМ, где новые частицы, с массой порядка  $\Lambda$ , предполагаются намного более тяжёлыми, нежели частицы СМ, и намного более массивными, чем характерная энергетическая шкала, на которой проводится эксперимент. Основной мотивацией для использования данной структуры является то, что ограничения на параметры ЭТП могут быть позже интерпретированы как ограничения на массы и константы связи новых частиц во многих теориях вне рамок СМ. Другими словами, соответствие между экспериментальными данными и теоретической структурой должно быть выполнено только один раз в контексте ЭТП, а не для каждой модели вне рамок СМ в отдельности.

Вклад каждого оператора  $\mathcal{O}_i^{(D)}$  в амплитуды физических процессов в энергетическом масштабе порядка  $v$  масштабируется как  $(v/\Lambda)^{D-4}$ . Так как по определению  $v/\Lambda < 1$ , ЭТП в своей области применения обычно описывает *малые* отклонения от прогнозов СМ, хотя при определённых условиях может оказаться целесообразным использовать эту систему и для описания больших отклонений [42; 43].

Полный и неприводимый набор операторов, который может быть построен из полей СМ, известен для  $D=5$  [44],  $D=6$  [45],  $D=7$  [46; 47] и  $D=8$  [47; 48]. При этом операторы с  $D=5$  не сохраняют лептонное число [44], тогда как все операторы с  $D=7$  не сохраняют  $B-L$  (последнее верно для всех операторов с нечётными значениями  $D$  [49]). Кроме того, из экспериментальных ограничений следует, что подобные операторы должны быть подавлены на уровне, который делает соответствующие им эффекты ненаблюдаемыми на БАК [50]. Следовательно, новые физические эффекты ведущего порядка ожидаются от операторов с  $D=6$  [51], чей вклад масштабируется как  $(v/\Lambda)^2$ . Вклад от операторов с  $D \geq 8$  подавляется по крайней мере как  $(v/\Lambda)^4$ , и в ходе дальнейших рассуждений предполагается, что ими можно пренебречь, хотя в некоторых редких случаях подобное утверждение неверно.

### 3.2 ЭТП-реализация СМ с операторами размерности 6

Рассмотрим лагранжиан ЭТП, где СМ дополняется операторами размерности  $D=6$

$$\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i \bar{c}_i^{(6)} \mathcal{O}_i^{(6)}. \quad (3.2)$$

В данных обозначениях шкала  $\Lambda$  была учтена в определении коэффициентов Вильсона,  $\bar{c}_i^{(6)} = c_i^{(6)} v^2 / \Lambda^2$ , и операторы размерности  $D=6$  делятся на  $v^2$ :  $\mathcal{O}_i^{(6)} = \mathcal{O}_i^{(6)}/v^2$ .

Чтобы раскрыть используемые сокращения и условные обозначения, запишем полный лагранжиан СМ:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W_{\mu\nu}^i - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B_{\mu\nu} + D_\mu H^\dagger D_\mu H + \mu_H^2 H^\dagger H - \lambda (H^\dagger H)^2 \\ & + \sum_{f \in q, \ell} i \bar{f}_L \gamma_\mu D_\mu f_L + \sum_{f \in u, d, e} i \bar{f}_R \gamma_\mu D_\mu f_R \\ & - \left[ q_L \tilde{H} y_u u_R + \bar{q}_L H y_d d_R + \bar{\ell}_L H y_e \ell_R + h.c. \right]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Здесь  $G_\mu^a$ ,  $W_\mu^i$  и  $B_\mu$  обозначают калибровочные поля с локальной симметрией  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Соответствующие калибровочные константы связи обозначаются как  $g_s$ ,  $g$  и  $g'$ . Также электромагнитная константа связи определяется как  $e = gg'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ , а угол Вайнберга как  $s_\theta = g'/\sqrt{g^2 + g'^2}$ . Тензоры напряжённости поля имеют вид:  $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$ ,  $W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \varepsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k$  и  $B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$ . Хиггсовский дублет при этом обозначается как  $H$ , и также  $\tilde{H}_i = \varepsilon_{ij} H_j^*$ . В конечном итоге вакуумное среднее принимает вид  $\langle H^\dagger H \rangle = v^2/2$ . В унитарной калибровке имеем  $H = (0, (v+h)/\sqrt{2})$ , где  $h$  - поле бозона Хиггса. После нарушения электрослабой симметрии, собственные значения масс электрослабых калибровочных бозонов определяются как  $W^\pm = (W^1 \mp iW^2)/\sqrt{2}$ ,  $Z = c_\theta W^3 - s_\theta B$ ,  $A = s_\theta W^3 + c_\theta B$ , где  $c_\theta = \sqrt{1 - s_\theta^2}$ . Массы  $W$  и  $Z$ -бозонов на древесном уровне определяются как  $m_W = gv/2$ ,  $m_Z = \sqrt{g^2 + g'^2}v/2$ . Левые дираковские фермионы  $q_L = (u_L, d_L)$  и  $\ell_L = (\nu_L, e_L)$  представляют собой дублеты калибровочной группы  $SU(2)_L$ , а правые дираковские фермионы  $u_R$ ,  $d_R$ ,  $e_R$  - синглеты в рамках  $SU(2)_L$ . Все фермионы являются 3-компонентными векторами в пространстве поколений, а  $y_f$  являются матрицами  $3 \times 3$ . Три электрослабых параметра  $g$ ,  $g'$  и  $v$  обычно выводятся из константы Ферми  $G_F$ , измеренной в распадах мюонов, массы  $Z$ -бозона  $m_Z$  и низкоэнергетической электромагнитной константы связи  $\alpha(0)$ . Хиггсовские квадратичные константы связи  $\lambda$  затем можно зафиксировать с помощью значения измеренной массы бозона Хиггса. Соотношения на древесном уровне между входными наблюдаемыми и электрослабыми параметрами определяются как

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}, \quad \alpha = \frac{g^2 g'^2}{4\pi(g^2 + g'^2)}, \quad m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2}, \quad m_h^2 = 2\lambda v^2. \quad (3.4)$$

Теперь потребуем, чтобы операторы размерности  $D = 6$   $O_i^{(6)}$  в уравнении (3.2) сформировали полный, неприводимый набор - так называемый *базис*. Формирование подобного набора означает, что любой оператор размерности  $D = 6$  является частью базиса или может быть получен из комбинации его операторов с использованием уравнений движения, интегрирования по частям, переопределений полей и преобразований Фирца. Неприводимость базиса означает то, что это минимально возможный подобный набор. Любой полный базис приводит в конечном итоге к тем же физическим предсказаниям относительно возможных новых физических эффектов. В литературе было предложено

несколько базисов, и все они могут быть удобны для конкретных применений. Исторически сложилось, что полный и неприводимый набор операторов размерности  $D=6$  был впервые представлен в статье [45], и обычно упоминается как *Варшавский базис*. Этот базис подробно описан в статье [29]. Также широко используется базис SILH, который описан в статье [52]. Ниже будет подробно рассмотрена другая конструкция, которая носит название *Хиггс базис*. Данный базис, как будет показано в дальнейшем, особенно удобно использовать при экспериментальном измерении констант связи бозона Хиггса с частицами СМ.

### 3.3 Эффективный лагранжиан массовых состояний

В параграфе 3.2 были приведено тезисное описание ЭТП в рамках СМ, дополненной операторами размерности  $D = 6$ , используя  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -инвариантную запись. На данном этапе связь между новыми операторами и феноменологической моделью не очевидна. Чтобы корректно определить наблюдаемые, которые могут быть непосредственно измерены на БАК, необходимо более прозрачным образом выразить лагранжиан ЭТП через собственные массовые состояния после нарушения электрослабой симметрии. После того, как этот шаг будет сделан, в лагранжиане будет проявляться только непрерывная локальная симметрия относительно группы  $SU(3)_C \otimes U(1)_{QCD}$ . Кроме того, чтобы упростить структуры вершин взаимодействий, полезно будет сделать дополнительные преобразования полей, которые относятся только к группе  $SU(3)_C \otimes U(1)_{QCD}$ . Поскольку переопределения полей не влияют на физические предсказания, калибровочная инвариантность ЭТП, которая была положена в её основу, гарантирует, что наблюдаемые, вычисленные с использованием полученного собственного массового лагранжиана, также являются калибровочно-инвариантными. Это становится возможным благодаря тому, что полная электрослабая симметрия относительно группы  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  всё ещё присутствует в теории, хотя и в неявном виде, в форме нетривиальных соотношений между различными константами связи массовых состояний. Наконец, для расчёта наблюдаемых за пределами древесного уровня, необходимо выбрать конкретную калибровку. Опять же, требование калибровочной инвариантности на первоначальном шаге гарантирует, что физические наблюдаемые не будут зависеть от выбора конкретной калибровки. Ниже будет записан лагранжиан в унитарной калибровке для случая, когда голдстоуновские бозоны, поглощён-

ные  $W$  и  $Z$ -бозонами, обращаются в ноль. Данного условия вполне достаточно для вычисления хиггсовских наблюдаемых на древесном уровне.

Форма лагранжиана массовых состояний, полученного непосредственно путём вставки вакуумного среднего бозона Хиггса и собственных состояний в выражение (3.2), не очень удобна для практического применения. Однако, при этом можно осуществить следующие переопределения полей и констант связи в лагранжиане:

$$\begin{aligned} G_\mu^a &\rightarrow (1 + \delta_G)G_\mu^a, & W_\mu^\pm &\rightarrow (1 + \delta_W)W_\mu^\pm, & Z_\mu &\rightarrow (1 + \delta_Z)Z_\mu, \\ g &\rightarrow g(1 + \delta g), & g' &\rightarrow g'(1 + \delta g'), & \lambda &\rightarrow \lambda(1 + \delta \lambda), \\ v &\rightarrow v(1 + \delta v), & g_s &\rightarrow g_s(1 + \delta g_s), \\ A_\mu &\rightarrow (1 + \delta_A)A_\mu + \delta_{AZ}Z_\mu, & h &\rightarrow (1 + \delta_1)h + \delta_2 h^2/v + \delta_3 h^3/v^2, \end{aligned} \quad (3.5)$$

где три свободных параметра  $\delta_i$  соответствуют операторам  $\mathcal{O}(\Lambda^{-2})$  в разложении ЭТП. Стоит отметить, что нелинейное преобразование поля Хиггса не генерирует никаких новых членов взаимодействия при  $\mathcal{O}(\Lambda^{-2})$  в эффективном лагранжиане, которые не могут быть порождены операторами размерности  $D = 6$ . Кроме того, можно свободно добавлять к лагранжиану члены в виде полной производной и/или взаимодействий, которые исчезают после применения уравнений движения. Эти переопределения, разумеется, не изменяют физических предсказаний или свойств симметрии теории. Однако, они позволяют привести теорию к более удобной форме для выполнения практических расчётов.

Используем далее эту свободу для того, чтобы потребовать выполнения следующих свойств для лагранжиана массовых состояний:

1. Все кинетические и массовые члены диагональны и канонически нормированы. В частности, кинетические члены высших порядков отсутствуют.
2. Не дифференциальные взаимодействия фотонов и глюонов с фермионами имеют такой же вид, как и в СМ.
3. Соотношения между электрослабыми параметрами и входными наблюдаемыми на древесном уровне являются такими же, как и в СМ в выражении (3.4).
4. Дважды дифференциальные самодействия бозона Хиггса (т. е.  $h\partial_\mu h\partial_\mu h$ ) отсутствуют.

5. Во взаимодействиях бозона Хиггса с калибровочными бозонами производная не действует на бозон Хиггса (т. е. отсутствуют члены вида  $\partial_\mu h V_\nu V_{\mu\nu}$ ).
6. Для каждой пары фермионов коэффициент члена вершиноподобного взаимодействия бозона Хиггса  $\left(2\frac{h}{v} + \frac{h^2}{v^2}\right) V_\mu \bar{f} \gamma_\mu f$  равен значению вершинных поправок к соответствующему взаимодействию  $V_\mu \bar{f} \gamma_\mu f$ .

Эти условия представляют собой один из множества вариантов того, как можно представлять взаимодействия в лагранжиане массовых состояний. Всегда можно реализовать подобный выбор, начиная с любого базиса размерности  $D = 6$ : SILH, Варшавского или любого другого.

Далее рассмотрим типы взаимодействий в лагранжиане массовых состояний в том случае, когда условия 1-6 выполняются. При этом сосредоточимся на членах взаимодействий, которые являются наиболее актуальными в рамках исследований свойств бозона Хиггса на БАК. Полный лагранжиан ЭТП можно представить в следующем виде [29; 30]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{EFT} = & \mathcal{L}_{kinetic} + \mathcal{L}_{aff} + \mathcal{L}_{vertex} + \mathcal{L}_{dipole} + \mathcal{L}_{tgc} + \mathcal{L}_{hff} + \mathcal{L}_{hvv} \\ & + \mathcal{L}_{hvvf} + \mathcal{L}_{hdvff} + \mathcal{L}_{h,self} + \mathcal{L}_{h^2} + \mathcal{L}_{other}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ниже более подробно будет рассмотрены некоторые из членов этого разложения.

Так, одиночные константы связи бозона Хиггса с парой калибровочных бозонов СМ параметризуются следующим образом

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{hvv} = & \frac{h}{v} \left[ (1 + \delta c_w) \frac{g^2 v^2}{2} W_\mu^+ W_\mu^- + (1 + \delta c_z) \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4} Z_\mu Z_\mu \right. \\ & + c_{ww} \frac{g^2}{2} W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- + \tilde{c}_{ww} \frac{g^2}{2} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}_{\mu\nu}^- + c_{w\Box} g^2 (W_\mu^- \partial_\nu W_{\mu\nu}^+ + \text{h.c.}) \\ & + c_{gg} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + c_{\gamma\gamma} \frac{e^2}{4} A_{\mu\nu} A_{\mu\nu} + c_{z\gamma} \frac{e\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} A_{\mu\nu} \\ & + c_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} + c_{z\Box} g^2 Z_\mu \partial_\nu Z_{\mu\nu} + c_{\gamma\Box} g g' Z_\mu \partial_\nu A_{\mu\nu} \\ & + \tilde{c}_{gg} \frac{g_s^2}{4} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a + \tilde{c}_{\gamma\gamma} \frac{e^2}{4} A_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} + \tilde{c}_{z\gamma} \frac{e\sqrt{g^2 + g'^2}}{2} Z_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} \\ & \left. + \tilde{c}_{zz} \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}_{\mu\nu} \right], \end{aligned} \quad (3.7)$$

где все приведённые константы связи являются вещественными.

Константы связи бозона Хиггса с парой фермионов генерируются следующими операторами

$$\mathcal{L}_{hff} = -\frac{h}{v} \sum_{f \in u,d,e} \sum_{ij} \sqrt{m_{f_i} m_{f_j}} \left( \delta_{ij} + [\delta y_f]_{ij} e^{i[\varphi_f]_{ij}} \right) \bar{f}_{R,i} f_{L,j} + h.c., \quad (3.8)$$

Кубическая константа самодействия бозона Хиггса и константы связи двух бозонов Хиггса с веществом играют важную роль в описании двойного рождения бозона Хиггса в рамках ЭТП. Кубическая хиггсовская константа самодействия параметризована как

$$\mathcal{L}_{h,self} = -(\lambda + \delta\lambda_3) v h^3. \quad (3.9)$$

В соответствии с условием 4, дважды дифференциальная константа самодействия бозона Хиггса была переопределена в пользу других эквивалентных взаимодействий и таким образом не встречается в лагранжиане массовых состояний. Члены самодействия бозонов Хиггса порядков 4, 5 и 6 также могут возникать вследствие присутствия операторов размерности  $D = 6$ , но здесь они не приводятся.

Взаимодействия между двумя бозонами Хиггса и двумя другими полями СМ параметризованы следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{h^2} = & h^2 \left( 1 + 2\delta c_z^{(2)} \right) \frac{g^2 + g'^2}{4} Z_\mu + h^2 \left( 1 + 2\delta c_w^{(2)} \right) \frac{g^2}{2} W_\mu^+ W_\mu^- \\ & - \frac{h^2}{2v^2} \sum_{f;ij} \sqrt{m_{f_i} m_{f_j}} \left[ \bar{f}_{i,R} [y_f^{(2)}]_{ij} f_{j,L} + h.c. \right] + \frac{h^2}{8v^2} \left( c_{gg}^{(2)} g_s^2 G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \right. \\ & + 2c_{ww}^{(2)} g^2 W_{\mu\nu}^+ W_{\mu\nu}^- + c_{zz}^{(2)} (g^2 + g'^2) Z_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} + 2c_{z\gamma}^{(2)} g g' Z_{\mu\nu} A_{\mu\nu} \\ & + \left. c_{\gamma\gamma}^{(2)} e^2 A_{\mu\nu} A_{\mu\nu} \right) \frac{h^2}{8v^2} \left( \tilde{c}_{gg}^{(2)} g_s^2 G_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a + 2\tilde{c}_{ww}^{(2)} g^2 W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}_{\mu\nu}^- \right. \\ & + \left. \tilde{c}_{zz}^{(2)} (g^2 + g'^2) Z_{\mu\nu} \tilde{Z}_{\mu\nu} + 2\tilde{c}_{z\gamma}^{(2)} g g' Z_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} + \tilde{c}_{\gamma\gamma}^{(2)} e^2 A_{\mu\nu} \tilde{A}_{\mu\nu} \right) \\ & - \frac{h^2}{2v^2} \left( g^2 c_{w\Box}^{(2)} (W_\mu^+ \partial_\nu W_{\nu\mu}^- + W_\mu^- \partial_\nu W_{\nu\mu}^+) + g^2 c_{z\Box}^{(2)} Z_\mu \partial_\nu Z_{\nu\mu} \right. \\ & \left. + g g' c_{\gamma\Box}^{(2)} Z_\mu \partial_\nu A_{\nu\mu} \right). \end{aligned} \quad (3.10)$$

Все двойные константы связи бозона Хиггса, возникающие из операторов размерности  $D = 6$ , могут быть выражены через одиночные константы связи

бозона Хиггса:

$$\begin{aligned}
\delta c_z^{(2)} &= \delta c_z, & \delta c_w^{(2)} &= \delta c_z + 3\delta m, \\
[y_f^{(2)}]_{ij} &= 3[\delta y_f]_{ij} e^{i\Phi_{ij}} - \delta c_z \delta_{ij}, \\
c_{vv}^{(2)} &= c_{vv}, & \tilde{c}_{vv}^{(2)} &= \tilde{c}_{vv}, & v &\in \{g, w, z, \gamma\}, \\
c_{v\Box}^{(2)} &= c_{v\Box}, & v &\in \{w, z, \gamma\}.
\end{aligned} \tag{3.11}$$

Другие члены взаимодействия с двумя бозонами Хиггса включают в себя как минимум 5 полей и здесь не приводятся.

### 3.4 Хиггс базис

В общем случае не существует никаких препятствий для представления результатов анализа в области физики бозона Хиггса на БАК в виде ограничений на коэффициенты Вильсона в базисах SILH, Варшавском или любом другом. Однако эта процедура в общем случае может быть не самой эффективной с экспериментальной точки зрения. Причина состоит в том, что связь между коэффициентами Вильсона и соответствующими константами связи бозона Хиггса в массовом собственном лагранжиане далеко не всегда бывает проста. Так, например, в базисе SILH подобная связь является нетривиальной. Аналогичная ситуация имеет место и для Варшавского базиса, см. Аппендикс А статьи [29]. Ниже по тексту обсуждается другая, эквивалентная параметризация ЭТП с операторами размерности  $D = 6$ . Идея, выдвинутая в работе [53], состоит в том, чтобы параметризовать пространство операторов размерности  $D = 6$ , используя подмножество констант связи в массовом собственном лагранжиане.

Параметризация, о которой идёт речь, немного отличается от описанной в работе [53], и носит название *Хиггс базис*. При этом Хиггс базис вводится не так, как в литературе обычно определяют базисы SILH или Варшавский. Вместо того, чтобы выбирать набор  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -инвариантных операторов размерности  $D = 6$ , Хиггс базис вводится в виде параметризации пространства всех возможных деформаций собственного массового лагранжиана SM, которые могут возникать при наличии операторов размерности  $D = 6$ . Однако, можно показать эквивалентность обоих путей, что оправдывает использование термина *базис* для предложенной конструкции. В частности, можно определить Хиггс базис как полный неприводимый набор  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -инвариантных операторов размерности  $D = 6$ , см. параграф 3.7.

Существенные особенности Хиггс базиса по сравнению с другими базисами состоят в следующем. Основная идея создания данного базиса была в том, чтобы параметризовать пространство операторов размерности  $D = 6$  таким способом, который может быть более прозрачным образом связан с наблюдаемыми величинами в области физики бозона Хиггса. Переменные, определённые в рамках Хиггс базиса, соответствуют подмножеству констант связи, параметризующих члены взаимодействия в массовом собственном лагранжиане. Так как изначально эти константы связи были выражены в виде линейных комбинаций коэффициентов Вильсона базиса SILH, чисто технически, Хиггс базис определяется как линейное преобразование из базиса SILH. Все константы связи в выбранном подмножестве должны быть независимыми в том смысле, что ни одна из них не может быть выражена с помощью оставшихся на уровне общего лагранжиана ЭТП размерности  $D = 6$ . Это также максимально возможное такое подмножество, из которого следует, что число констант связи совпадает с числом независимых операторов в базисах SILH или Варшавском. В дальнейшем подобный набор будет называться *независимыми константами связи*. Они параметризуют все возможные деформации лагранжиана SM в присутствии операторов размерности  $D = 6$ . Следовательно, они могут использоваться наравне с любым другим базисом для описания влияния операторов размерности  $D = 6$  на любые физические наблюдаемые (также и те, которые не связаны с физикой бозона Хиггса). По определению Хиггс базиса, независимые константы связи будут включать одиночные константы связи бозона Хиггса для калибровочных бозонов и фермионов.

Благодаря вышеописанным свойствам, параметры Хиггс базиса могут быть непосредственным образом связаны с наблюдаемыми на БАК величинами, вычисленными в рамках ЭТП в ведущем порядке теории возмущений. Как следствие, объединение экспериментальной информации из хиггсовских и электрослабых прецизионных наблюдаемых в Хиггс базисе становится более прозрачным.

### 3.5 Независимые константы связи

Опишем теперь выбор независимых констант связи, определяющих Хиггс базис.

Первая группа независимых констант связи параметризует самодействие бозона Хиггса и его взаимодействие с калибровочными бозонами и фермио-

нами СМ:

$$c_{gg}, \delta c_z, c_{\gamma\gamma}, c_{z\gamma}, c_{zz}, c_{z\Box}, \tilde{c}_{gg}, \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \tilde{c}_{z\gamma}, \tilde{c}_{zz}, \delta\lambda_3, \\ [\delta y_u]_{ij}, [\delta y_d]_{ij}, [\delta y_e]_{ij}, [\varphi_u]_{ij}, [\varphi_d]_{ij}, [\varphi_e]_{ij}. \quad (3.12)$$

Параметры в первой строке определяются выражениями (3.7) и (3.10), а также второй строкой выражения (3.8). Всего в выражении (3.12) присутствуют 65 независимых параметров, и все они влияют на рождение и/или распад бозона Хиггса в ведущем порядке в приближении ЭТП. Кроме того, в ведущем порядке теории возмущений некоторые параметры вообще не ограничены прецизионными электрослабыми измерениями с ускорителя LEP-1 или низкоэнергетическими прецизионными наблюдаемыми, что делает их использование в анализе данных с БАК ещё более актуальным.

Вторая группа независимых констант связи параметризует массу  $W$ -бозона и константы связи  $W$  и  $Z$ -бозонов с фермионами, а третья группа - самодействие калибровочных бозонов. Также присутствует набор независимых констант связи, соответствующих 4-фермионным операторам. Более подробная информация о данных константах связи может быть найдена в статьях [29; 30].

### 3.6 Зависимые константы связи

Количество параметров, характеризующих отклонение от лагранжиана СМ в формуле (3.6) больше, чем число коэффициентов Вильсона в базисе операторов размерности  $D = 6$ . В связи с этим, между данными параметрами должны быть корреляции. Работая в Хиггс базисе, некоторые параметры в массовом собственном лагранжиане могут быть выражены через независимые константы связи. В дальнейшем по тексту они будут называться *зависимыми* константами связями.

Соотношения между зависимыми и независимыми константами связи могут быть выведены из соответствия между эффективным лагранжианом и Варшавским или SILH базисами [29; 30]. Эти соотношения *выполняются на уровне лагранжиана размерности  $D = 6$* , и они, вообще говоря, не соблюдаются при наличии операторов размерности  $D = 8$  и выше.

Рассмотрим зависимые константы связи в формуле (3.7), параметризующих одиночные взаимодействия бозона Хиггса с калибровочными бозонами. Они могут быть выражены через независимые константы связи, как показано в уравнениях (3.13).

Соотношения между  $c_{ww}$ ,  $\tilde{c}_{ww}$  и другими параметрами также могут рассматриваться как следствие случайной  $SU(2) \otimes SU(2) \rightarrow SU(2)$  симметрии на уровне операторов размерности  $D = 6$  [52].

$$\begin{aligned}
\delta c_w &= \delta c_z + 4\delta m, \\
c_{ww} &= c_{zz} + 2s_\theta^2 c_{z\gamma} + s_\theta^4 c_{\gamma\gamma}, \\
\tilde{c}_{ww} &= \tilde{c}_{zz} + 2s_\theta^2 \tilde{c}_{z\gamma} + s_\theta^4 \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \\
c_{w\Box} &= \frac{1}{g^2 - g'^2} [g^2 c_{z\Box} + g'^2 c_{zz} - e^2 s_\theta^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) s_\theta^2 c_{z\gamma}], \\
c_{\gamma\Box} &= \frac{1}{g^2 - g'^2} [2g^2 c_{z\Box} + (g^2 + g'^2) c_{zz} - e^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) c_{z\gamma}]. \quad (3.13)
\end{aligned}$$

Коэффициенты всех членов взаимодействия с двумя бозонами Хиггса в формуле (3.10) являются зависимыми константами связи. Их можно выразить через независимые константы связи как:

$$\begin{aligned}
\delta c_z^{(2)} &= \delta c_z, & \delta c_w^{(2)} &= \delta c_z + 3\delta m, \\
[y_f^{(2)}]_{ij} &= 3[\delta y_f]_{ij} e^{i\varphi_{ij}} - \delta c_z \delta_{ij}, \\
c_{vv}^{(2)} &= c_{vv}, & \tilde{c}_{vv}^{(2)} &= \tilde{c}_{vv}, & v \in \{g, w, z, \gamma\}, \\
c_{v\Box}^{(2)} &= c_{v\Box}, & v \in \{w, z, \gamma\}. & \quad (3.14)
\end{aligned}$$

### 3.7 Калибровочно-инвариантное определение

В предыдущем параграфе было показано, что в рамках Хиггс базиса, параметрами, определяющими пространство ЭТП операторов размерности  $D = 6$ , являются независимые константы связи. В рамках разложения ЭТП, независимые константы связи формально имеют порядок  $\mathcal{O}(\Lambda^{-2})$ . Эти параметры напрямую связаны с отклонениями от взаимодействий СМ в массовом собственном лагранжиане в выражении (3.6). Все остальные отклонения в массовом собственном лагранжиане могут быть выражены независимыми константами связи.

Однако Хиггс базис также можно определить путём выбора подмножества независимых констант связи в массовом собственном лагранжиане, определённом в параграфе 3.3. Последний не является явно инвариантным относительно полной калибровочной симметрии СМ, так как электрослабая симметрия  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  на уровне массовых состояний нарушена до  $U(1)_{QCD}$ . Тем не менее, можно дать эквивалентное и явно калибровочно-инвариантное определение Хиггс базиса. С этой целью можно представить  $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes$

$U(1)_Y$ -инвариантные операторы размерности  $D = 6$  так, как это сделано в выражении (3.15).

$$\begin{aligned}
O_{\delta\lambda_3} &= -\frac{1}{v^2}(H^\dagger H)^3, \\
O_{c_{gg}} &= \frac{g_s^2}{4v^2}H^\dagger H G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a \\
O_{\delta c_z} &= -\frac{1}{v^2} \left[ \partial_\mu(H^\dagger H) \right]^2 + \frac{3\lambda}{v^2}(H^\dagger H)^3 + \left( \sum_f \frac{\sqrt{2}m_{f_i}}{v^3} H^\dagger H \bar{f}_{L,i} H f_{R,i} + h.c. \right), \\
O_{c_{z\Box}} &= \frac{ig^3}{v^2(g^2 - g'^2)} \left( H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}_\mu H \right) D_\nu W_{\mu\nu}^i - \frac{ig^2 g'}{v^2(g^2 - g'^2)} \left( H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H \right) \partial_\nu B_{\mu\nu}, \\
O_{c_{zz}} &= \frac{ig(g^2 + g'^2)}{2v^2(g^2 - g'^2)} \left( H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}_\mu H \right) D_\nu W_{\mu\nu}^i - \frac{ig'(g^2 + g'^2)}{2v^2(g^2 - g'^2)} \left( H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H \right) \partial_\nu B_{\mu\nu} \\
&\quad - \frac{ig}{v^2} \left( D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H \right) W_{\mu\nu}^i - \frac{ig'}{v^2} \left( D_\mu H^\dagger D_\nu H \right) B_{\mu\nu}, \\
O_{c_{z\nu}} &= -\frac{2igg'^2}{v^2(g^2 + g'^2)} \left( D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H \right) W_{\mu\nu}^i + \frac{2ig'g^2}{v^2(g^2 + g'^2)} \left( D_\mu H^\dagger D_\nu H \right) B_{\mu\nu}, \\
O_{c_{\nu\nu}} &= -\frac{igg'^4}{2v^2(g^4 - g'^4)} \left( H^\dagger \sigma^i \overleftrightarrow{D}_\mu H \right) D_\nu W_{\mu\nu}^i + \frac{ig'^5}{2v^2(g^4 - g'^4)} \left( H^\dagger \overleftrightarrow{D}_\mu H \right) \partial_\nu B_{\mu\nu} \\
&\quad - \frac{igg'^4}{v^2(g^2 + g'^2)^2} \left( D_\mu H^\dagger \sigma^i D_\nu H \right) W_{\mu\nu}^i + \frac{ig'^3(2g^2 + g'^2)}{(g^2 + g'^2)^2 v^2} \left( D_\mu H^\dagger D_\nu H \right) B_{\mu\nu} \\
&\quad + \frac{g'^2}{4v^2} H^\dagger H B_{\mu\nu} B_{\mu\nu}, \\
[O_{\delta y_f}]_{ij} &= -\frac{\sqrt{2m_{f_i} m_{f_j}}}{v^3} H^\dagger H \bar{f}_{L,i} H f_{R,j} + h.c., \\
&\dots
\end{aligned} \tag{3.15}$$

Коэффициенты операторов в правой части формулы (3.15) определяются линейным отображением, связывающим коэффициенты Вильсона в базисе SILH с коэффициентами в Хиггс базисе, которые могут быть получены путем обращения соотношений между коэффициентами в SILH и Хиггс базисах. Следуя этому алгоритму, может быть построен полный и неприводимый набор операторов  $O_{c_i}$  размерности  $D = 6$ , определяющий Хиггс базис [29; 30]. В таком случае лагранжиан Хиггс базиса может быть определён явно и калибровочно-инвариантным образом как  $\mathcal{L}_{EFT} = \mathcal{L}_{SM} + \sum_i c_i O_{c_i}$ .

### 3.8 Упрощённые сценарии

В общей сложности Хиггс базис, как и любой другой полный базис на уровне размерности  $D = 6$ , параметризуется 2499 независимыми действительными константами связями [54]. Однако не все из них необходимо включать в рассмотрение. Дело в том, что для анализа экспериментальных данных в области физики бозона Хиггса в ведущем порядке ЭТП достаточно использовать гораздо более узкое подмножество независимых констант связи. Прежде всего, коэффициенты 4-фермионных взаимодействий и тройных калибровочных взаимодействий в не входят в наблюдаемые в ведущем порядке ЭТП. В этом порядке параметры, относящиеся к анализу экспериментальных данных, соответствуют параметрам в выражении (3.12) (плюс соответствующие выражения для электрослабых распадов  $W$  и  $Z$ -бозонов), что уже само по себе значительно уменьшает количество переменных. Кроме того, существует несколько дополнительных мотивированных предположений относительно структуры теории, лежащей в основе ЭТП, которые могут быть использованы для дальнейшего уменьшения числа параметров:

- *Минимальное нарушение аромата*, при котором матрицы  $\delta y_f$ ,  $\varphi_f$ ,  $d_{Vf}$ , и  $\delta g^{Vf}$ , вырождаются до скаляра для каждого  $f$ .
- $SU(2) \otimes SU(2) \longrightarrow SU(2)$  симметрия, в случае которой  $\delta m = 0$ . Данная симметрия подразумевает несколько соотношений между константами связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами:  $\delta c_w = \delta c_z$ ,  $c_{w\Box} = c_\theta^2 c_{z\Box} + s_\theta^2 c_{\gamma\Box}$ ,  $c_{ww} = c_{zz} + 2s_\theta^2 c_{z\gamma} + s_\theta^4 c_\gamma$ , и  $\tilde{c}_{ww} = \tilde{c}_{zz} + 2s_\theta^2 \tilde{c}_{z\gamma} + s_\theta^4 \tilde{c}_\gamma$ . Последние три условия выполняются автоматически на уровне лагранжиана, размерности  $D = 6$ , а первое выполняется при  $\delta m = 0$ , см. уравнение (3.13).

Нужно отметить, что независимые константы связи не должны произвольно устанавливаться в ноль без предположения о симметрии. Кроме того, соотношения между зависимыми и независимыми константами связями в массовом собственном лагранжиане должны быть последовательно учтены, чтобы сохранить структуру лагранжиана ЭТП размерности  $D = 6$ .

Наконец, чтобы уменьшить количество свободных параметров в анализе данных, можно воспользоваться тем фактом, что другие экспериментальные измерения также чувствительны к параметрам электрослабых распадов  $W$  и  $Z$ -бозонов. В частности, некоторые из параметров данных распадов ограниче-

ны электрослабыми прецизионными измерениями на ускорителе LEP-1 [29; 30]. Это одни из самых строгих ограничений на параметры ЭТП, и они оказывают важное влияние на изучение возможных сигналов при анализе свойств бозона Хиггса.

Предполагая минимальное нарушение аромата, все вершинные поправки ограничены таким образом, чтобы быть меньше, чем  $O(10^{-3})$  (для лептонных вершинных коррекций и  $\delta m$ ), или  $O(10^{-2})$  (для кварковых вершинных коррекций) [55–57]. Эти ограничения могут быть ослаблены, если ЭТП ведущего порядка размерности  $D = 6$  не обеспечивает адекватного описания электрослабых прецизионных наблюдаемых [58]. Если это так, то вершиноподобные и диполеподобные константы связи бозона Хиггса в принципе могут быть достаточно большими, чтобы иметь отношение к поискам на БАК без противоречия с уже имеющимися электрослабыми ограничениями на константы связи. Однако неясно, существуют ли конкретные модели вне рамок СМ, в которых эта проблема актуальна. Даже тогда, когда предположение о минимальном нарушении аромата не делается, все поправки к вершинам с лептонами,  $d$  и  $s$ -кваркам всё ещё ограничены на уровне  $O(10^{-2})$  или даже ниже [59].

Точно так же многие параметры электрослабых распадов  $W$  и  $Z$ -бозонов сильно ограничены измерениями магнитного и электрического дипольных моментов. В условиях БАК экспериментальная чувствительность часто недостаточна для исследования этих параметров с необходимой точностью. Если это действительно так, то вполне разумно пренебрегать некоторыми из них при анализе данных с БАК.

Как только некоторые из параметров электрослабых распадов  $W$  и  $Z$ -бозонов были исключены из рассмотрения, ненулевыми остаются параметры, представленные в выражении (3.12), которые необходимы, чтобы иметь возможность описать деформации физических наблюдаемых ведущего порядка в физике бозона Хиггса. Данный набор параметров состоит из 11 бозонных и  $2 \times 3 \times 3 \times 3 = 54$  фермионных констант связи. Хотя это число всё ещё велико, оно представляет собой значительное упрощение по сравнению с 2499 коэффициентами Вильсона, параметризующими полный базис размерности  $D = 6$ .

Дальнейшие упрощения можно осуществить, сделав более конкретные предположения о теории, которая генерирует операторы размерности  $D = 6$  в рамках ЭТП. Например, если теория учитывает парадигму минимального нарушения аромата, структура аромата фермионных параметров в выраже-

нии (3.12) пропорциональна единичной матрице:  $[\delta y_f]_{ij} = \delta_{ij} \delta y_f$  и  $[\varphi_f]_{ij} = \delta_{ij} \varphi_f$ . Это уменьшает до 17 (11 бозонных и 6 фермионных) число параметров, относящихся к наблюдаемым, связанным с физикой бозона Хиггса на БАК. В Хиггс базисе этими параметрами являются следующие:

$$\begin{aligned} CP\text{-even} : & \quad c_{gg}, \delta c_z, c_{\gamma\gamma}, c_{z\gamma}, c_{zz}, c_{z\Box}, \delta y_u, \delta y_d, \delta y_e, \delta \lambda_3; \\ CP\text{-odd} : & \quad \tilde{c}_{gg}, \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \tilde{c}_{z\gamma}, \tilde{c}_{zz}, \varphi_u, \varphi_d, \varphi_e. \end{aligned} \quad (3.16)$$

Обеспечение модельно-независимых ограничений на 17 параметров в формуле (3.16) является реалистичной задачей в рамках второго и третьего этапа исследовательской программы на БАК. CP-чётные параметры при этом слабо ограничены предыдущими прецизионными экспериментами (значениями  $\mathcal{O}(0.1)$ -  $\mathcal{O}(1)$ ) [60]. CP-нечётные параметры ещё слабее ограничены данными с участием бозона Хиггса и электрослабыми данными, хотя они косвенно ограничены низкоэнергетическими измерениями эффектов CP-нарушения [61–64]. Более строгие ограничения для данного сокращенного набора параметров ЭТП из данных с БАК могли бы стать ценным вкладом в ограничение большого класса теорий за пределами СМ.

### 3.9 Связь с другими моделями

Хиггс базис может использоваться в паре с любым другим базисом для описания влияния операторов размерности  $D = 6$  на физические наблюдаемые. Как уже говорилось выше, другие популярные подходы к описанию СМ в рамках ЭТП используют SILH [52], Варшавский [45] или HISZ [65] базисы операторов размерности  $D = 6$ . В главном порядке ЭТП все эти подходы полностью эквивалентны, поскольку существует взаимное соответствие между параметрами Хиггс базиса и коэффициентами Вильсона любого другого базиса  $D = 6$ . Таким образом, результаты анализа в рамках ЭТП в ведущем порядке всегда могут быть переведены как с Хиггс базиса, так и в Хиггс базис без потери общности (см., например, [60]). Эти соотношения используются пакетом Rosetta [14], который обеспечивает автоматический перевод между различными базами и интерфейс для Монте-Карло моделирования с помощью генератора MadGraph5\_aMC@NLO [66].

За пределами ведущего порядка теории возмущений преимущества использования Хиггс базиса ещё предстоит продемонстрировать. Действительно,

однопетлевые поправки будут генерировать зависимости наблюдаемых, связанных с бозоном Хиггса, от большего числа параметров. В этом случае аккуратное разделение параметров, влияющих на точность измерения наблюдаемых, не представляется возможным. На данный момент в литературе не существует однопетлевых вычислений в рамках ЭТП с использованием формализма Хиггс базиса, существующие вычисления обычно выполняются в SILH [67; 68] или Варшавском [69; 70] базисах. Однако стоит обратить внимание на то, что любое ограничение на коэффициент, полученный в определённом базисе в заданном порядке теории возмущений, может быть прямо переведено на другие параметризации.

Далее будут тезисно рассмотрены взаимосвязи между Хиггс базисом и другими базисами, которые также не вводят новые частицы вне рамок СМ, но при этом не эквивалентны Хиггс базису с точки зрения ЭТП.

### 3.9.1 $\kappa$ -формализм

Хиггс базис, как и другие реализации ЭТП размерности  $D = 6$  в целом, является расширением так называемого  **$\kappa$ -формализма** [71]. Этот формализм, широко используемый в анализах данных в рамках первого этапа исследовательской программы на БАК, предполагает, что поправки от присутствия эффектов новой физики получают только те константы связи бозона Хиггса, что уже присутствуют в СМ. Таким образом, кинематика рождения и распада бозона Хиггса в различных каналах остаётся неизменной по отношению к СМ, и модифицируется только величина силы сигнала. Кроме того, стандартный подход допускает новое эффективное взаимодействие бозона Хиггса с глюонами и фотонами, поскольку они приводят к незначительным модификациям кинематики в том случае, когда экспериментальный анализ ограничивается инклюзивными наблюдаемыми, связанными со значениями уровня сигнала. В качестве одного из недавних успешных применений  $\kappa$ -формализма можно выделить работу по глобальному фитированию данных с участием бозона Хиггса с 7 независимыми модификаторами констант связи [7].

Однако, это всё ещё менее общий формализм, чем ЭТП размерности  $D = 6$ , даже в её ограниченной форме со свободными параметрами (3.16). В частности, операторы размерности  $D = 6$  могут индуцировать константы связи бозона Хиггса, связанные со слагаемыми иной структуры, чем та, кото-

рая присутствует в СМ (см., например, выражение (3.7)) и, таким образом, они нарушают допущения о  $\kappa$ -формализме, изменяя кинематику бозона Хиггса.

Поэтому результаты, полученные в рамках  $\kappa$ -формализма, в общем случае не могут быть переведены на язык ЭТП, тогда как в противоположном направлении перевод возможен всегда. Тем не менее, стоит обратить внимание на то, что в ЭТП размерности  $D = 6$  изменения отношений констант связи бозона Хиггса с  $W_\mu W_\mu$  и  $Z_\mu Z_\mu$  всегда связаны с поправками к массе  $W$ -бозона (см. выражение (3.13)), что не учитывается в  $\kappa$ -формализме. Строго говоря, таким образом можно проецировать общие результаты ЭТП размерности  $D = 6$  на подмножество 6  $\kappa$ -параметров из статьи [7]:  $\kappa_{gZ}$ ,  $\lambda_{Zg}$ ,  $\lambda_{tg}$ ,  $\lambda_{\gamma Z}$ ,  $\lambda_{\tau Z}$  и  $\lambda_{bZ}$  с нулевым  $\lambda_{WZ}$ . В случае ЭТП, на древесном уровне, 6  $\kappa$ -параметров находятся в точном соответствии с подмножеством 6 параметров в выражении (3.16):  $c_{gz}$ ,  $\delta c_z$ ,  $c_{\gamma\gamma}$ ,  $\delta y_u$ ,  $\delta y_d$ ,  $\delta y_e$ .

### 3.9.2 Модель Higgs Characterisation

Другая хорошо известная структура для описания наблюдаемых, связанных с бозоном Хиггса, носит название **Higgs Characterization** (НС) [13]. В лагранжиане НС описываются эффективные константы связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами и фермионами СМ с использованием 20 новых параметров. Подход модели НС, в целом, отличается от ЭТП в рамках СМ. С одной стороны, соотношения между различными дважды дифференциальными константами связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами, присутствующие в ЭТП размерности  $D = 6$ , отсутствуют. В этом аспекте модель НС является более общей, чем Хиггс базис или любой другой  $D = 6$  базис, где эти соотношения автоматически следуют из структуры лагранжиана ЭТП. С другой стороны, лагранжиан НС не включает в себя все возможные деформации лагранжиана СМ, предсказываемые при наличии операторов размерности  $D = 6$ . Например, поправки к константам связи калибровочных бозонов СМ с фермионами, дипольными взаимодействиями или контактными взаимодействиями бозона Хиггса с одним калибровочным бозоном и двумя фермионами, не реализованы. В этом аспекте структура НС является менее общей, чем ЭТП в рамках СМ.

Таким образом, в общем случае невозможно перевести ограничения на параметры модели НС в Хиггс базис или наоборот. Однако, это можно сделать в определённых ситуациях, когда используется упрощённое описание ЭТП.

В частности, можно проецировать ограничения на параметры НС на подмножество параметров Хиггс базиса в формуле (3.16), предполагая, что другие параметры в Хиггс базисе не имеют отношения к этим ограничениям. Для такого частного случая связь между параметрами НС и параметрами Хиггс базиса приведена в Аппендиксе В статьи [29].

Модель НС была адаптирована для Монте-Карло генератора MadGraph5\_aMC@NLO, полностью валидирована и является одной из широко используемых инструментов в области физики бозона Хиггса.

### 3.9.3 Модель BSM Characterisation

В секции 3.3 был введён эффективный лагранжиан, который возникает, когда ЭТП размерности  $D = 6$  переписывается в терминах массовых состояний после нарушения электрослабой симметрии. Важной особенностью этого лагранжиана является то, что различные члены взаимодействия не являются независимыми, а вместо этого связаны формулами, кратко изложенными в параграфе 3.6. Эти соотношения требуются для калибровочной симметрии SM, реализуемой линейно на уровне операторов с  $D \leq 6$ . Тем не менее, можно рассмотреть тот же лагранжиан без наложения корреляций, перечисленных в параграфе 3.6, и рассматривая вместо этого все параметры как независимые. Такая конструкция называется **Beyond-the-Standard Model Characterization** или, сокращённо, BSMC. Лагранжиан BSMC является более общим, чем ЭТП размерности  $D = 6$ , и включает в себя больше число параметров. В ведущем порядке теории возмущений это может использоваться для параметризации новых физических эффектов для наблюдаемых, связанных с бозоном Хиггса, а также других, используя при этом способ, подобный псевдо-наблюдаемым. После того, как функция правдоподобия для параметров лагранжиана BSMC будет получена экспериментально, её можно будет спроецировать в ограничения на параметры Хиггс базиса, используя соотношения из параграфа 3.6. В то же время функция правдоподобия для параметров лагранжиана BSMC может использоваться для ограничения некоторых, более общих, теорий, которые не сводятся к ЭТП в рамках SM при низких энергиях. Лагранжиан BSMC является частью программного пакета Rosetta [14].

Модель BSMC также была адаптирована для Монте-Карло генератора MadGraph5\_aMC@NLO, однако её валидация к настоящему времени ещё полностью не завершена.

### 3.9.4 Псевдо-наблюдаемые

Подход, который является более общим, чем ЭТП в рамках СМ, носит название **псевдо-наблюдаемых**. В статьях [72; 73] псевдонаблюдаемые определяются как форм-факторы, параметризующие амплитуды физических процессов с учётом ограничений от лоренц-инвариантности. Эти форм-факторы раскладываются по степеням кинематических инвариантов процесса вокруг известных полюсов частиц СМ, предполагая, что полюсы от частиц вне рамок СМ отсутствуют в соответствующем энергетическом масштабе. Такая структура является более общей, чем ЭТП в рамках СМ с операторами размерности  $D = 6$ , и включает в себя большее количество параметров, поскольку она не предполагает соотношений между различными форм-факторами или между амплитудами разных процессов, которые предсказываются ЭТП размерности  $D = 6$ . Ограничения на псевдо-наблюдаемые всегда можно спроецировать в ограничения на параметры Хиггс базиса, при условии, что задана полная функция правдоподобия (с корреляциями). Так, например, соотношения между наблюдаемыми, актуальными для распадов  $h \rightarrow 4f$ , и соответствующими параметрами ЭТП приведены в работе [72]. Обратное, в целом, неверно: ограничения на параметры Хиггс базиса не всегда могут быть преобразованы в ограничения на псевдо-наблюдаемые в силу различного уровня общности данных подходов.

### 3.10 О важности петлевых поправок

До сих пор обсуждение ограничивалось лишь эффектами операторов размерности  $D = 6$ . При этом ЭТП может быть последовательно расширена до произвольного петлевого порядка, вычисляя наблюдаемые пертурбативно в рамках констант связи СМ. Соответствующее разложение контролируется параметром расширения  $g_{SM}^2/16\pi^2$ , который добавляется к двум параметрам ЭТП  $\kappa_v^2 = (g_*v/\Lambda)^2$  (снова предполагая простое  $g_*$ -масштабирование эффективных констант связи) и  $\kappa_E^2 = (E/\Lambda)^2$ , и контролирует масштаб эффектов отброшенных многомерных операторов. Однопетлевые эффекты операторов размерности  $D = 6$  формально подавлены на уровне  $O(g_{SM}^2/16\pi^2)$ , и, таким образом, обычно являются слабыми поправками по сравнению со вкладом на древесном уровне.

Включение петлевых коррекций в контексте ЭТП в настоящее время менее важно, чем в случае чистого вычисления процессов в рамках СМ. Это связано с тем, что экспериментальная точность, как правило, выше, чем величина петлевых поправок в СМ, поэтому расчёт с выходом за пределы древесного уровня

в СМ необходим для получения правильного описания физических процессов. В случае ЭТП, с другой стороны, ещё только предстоит наблюдать какой-либо эффект ведущего порядка для многомерных операторов.

Однако, существуют ситуации, когда включение поправок NLO может быть важно для получения адекватного описания физических процессов в рамках ЭТП [36; 39]. Например, хорошо известно, что поправки второго порядка (NLO) в КХД корректируют предсказания СМ для определённых процессов на БАК и могут вносить вклад порядка единицы. При этом также ожидается, что большие  $k$ -факторы также будут применяться к поправкам ЭТП.

Другим примером важности поправок высшего уровня являются однопетлевые поправки бозона Хиггса к электрослабым прецизионным наблюдаемым. Отклонения констант связи бозона Хиггса из-за операторов размерности  $D = 6$  могут быть относительно большими (до  $O(10\%)$ ), не вызывая при этом противоречий с современным экспериментальными данными. И однопетлевые эффекты, несмотря на фактор подавления, могут иметь важное значение для наблюдаемых, измеряемых с точностью до тысячной доли процента [74–76].

Аналогично, четырёхфермионные операторы могут вносить вклад в однопетлевые распады бозона Хиггса  $h \rightarrow b\bar{b}$  и  $h \rightarrow \tau\bar{\tau}$  и быть эффективно ограничены этими процессами, как недавно указывалось в работе [77].

В более общем смысле, однопетлевые поправки важны в том случае, если они проистекают из больших коэффициентов и корректируют точно измеренные наблюдаемые, чей вклад на древесном уровне возникает из меньших коэффициентов. Вклад на древесном уровне от операторов размерности  $D = 6$  может быть подавлен, например, потому, что его коэффициент генерируется лишь на петлевом уровне в рамках рассматриваемой теории. В этом случае и однопетлевые вклады, и вклады на древесном уровне от операторов размерности  $D = 6$  будут соответствовать однопетлевым процессам. Примером такого рода является распад бозона Хиггса на два фотона,  $h \rightarrow \gamma\gamma$ , который возникает исключительно на однопетлевом уровне (см. [78] и аппендикс статьи [79]).

Расчёт эффектов NLO в контексте ЭТП в настоящее время является активной областью исследования. Как следует из приведённого выше обсуждения, очень важно выявить все случаи, когда однопетлевые эффекты операторов размерности  $D = 6$  могут быть актуальным.

## Глава 4. ЭТП в рамках к конкретным задач

### 4.1 Связь параметров феноменологических моделей

С момента запуска БАК в 2008 году, каждая из четырёх крупнейших коллабораций (ATLAS, CMS, ALICE и LHCb) выработала свой подход к анализу экспериментальных данных. И хотя общие принципы анализа во всех коллаборациях идентичны, некоторые детали различаются довольно значительно. Так, например, научные группы коллабораций ATLAS и CMS, занимающиеся изучением свойств бозона Хиггса, зачастую опираются на различные феноменологические модели, особенно это актуально для поисков эффектов вне рамок СМ. В эксперименте ATLAS, при моделировании процессов с участием бозона Хиггса чаще всего используются модели НС и SMEFT (см. параграф 3.9 главы 3). В эксперименте CMS с недавнего времени также используется модель SMEFT, но также достаточно широко распространена амплитудная модель, на которой основан Монте-Карло генератор JHU [80; 81]. Поскольку обе эти коллаборации проводят похожие исследования (изучают идентичные каналы взаимодействий бозона Хиггса, ищут отклонения от СМ, и т. д.), необходимо иметь возможность сравнивать результаты научных групп из разных коллабораций. Причём, разные научные группы в силу множества различных факторов работают с разной интенсивностью, и нередко возникают ситуации, когда одна группа уже перешла на более общую модель, а другая ещё анализирует данные с прошлого этапа исследовательской программы БАК в рамках менее общей модели. В таком случае возникает вопрос, возможно ли напрямую сравнить результаты таких групп и если да, то как это сделать? Данное исследование как раз и отвечает на этот вопрос. Ниже будут подробно рассмотрены связи между моделями НС, SMEFT и амплитудной модели генератора JHU.

#### 4.1.1 Связь модели НС с эффективной амплитудой JHU

Как модель НС, так и модель генератора JHU описывает как стандартномодельные взаимодействия бозонов хиггсовского типа, так и аномальные. При этом аномальные взаимодействия существуют как CP-сохраняющие, так и CP-нарушающие. Однако с технической точки зрения модели различаются - в то время как модель НС базируется на эффективном лагранжиане, модель генератора JHU основана на эффективной амплитуде взаимодействия бозонов хиггсовского типа с частицами СМ. В данном исследовании рассматриваются

только физические состояния бозонов хиггсовского типа спина  $J^{CP} = 0^\pm$ , однако обе вышеперечисленные модели также позволяют описывать состояния со спином  $J^{CP} = 1^\pm$  и  $2^\pm$ .

Эффективный лагранжиан модели НС, описывающий взаимодействие бозонов хиггсовского типа спина  $J^{CP} = 0^\pm$  с векторными бозонами, определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned}
L_0^V = & \left\{ c_\alpha \kappa_{SM} \left[ \frac{1}{2} g_{HZZ} Z_\mu Z^\mu + g_{HWW} W_\mu^+ W^{-\mu} \right] \right. \\
& - \frac{1}{4} \left[ c_\alpha \kappa_{H\gamma\gamma} g_{H\gamma\gamma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{A\gamma\gamma} g_{A\gamma\gamma} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] \\
& - \frac{1}{2} \left[ c_\alpha \kappa_{HZ\gamma} g_{HZ\gamma} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZ\gamma} g_{AZ\gamma} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu} \right] \\
& - \frac{1}{4} \left[ c_\alpha \kappa_{Hgg} g_{Hgg} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{Agg} g_{Agg} G_{\mu\nu}^a \tilde{G}^{a,\mu\nu} \right] \\
& - \frac{1}{4\Lambda} \left[ c_\alpha \kappa_{HZZ} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AZZ} Z_{\mu\nu} \tilde{Z}^{\mu\nu} \right] \\
& - \frac{1}{2\Lambda} \left[ c_\alpha \kappa_{HWW} W_{\mu\nu}^+ W^{-\mu\nu} + s_\alpha \kappa_{AWW} W_{\mu\nu}^+ \tilde{W}^{-\mu\nu} \right] \\
& - \frac{1}{\Lambda} c_\alpha \left[ \kappa_{H\partial\gamma} Z_\nu \partial_\mu A^{\mu\nu} + \kappa_{H\partial Z} Z_\nu \partial_\mu Z^{\mu\nu} \right. \\
& \left. + \left( \kappa_{H\partial W} W_\nu^+ \partial_\mu W^{-\mu\nu} + h.c. \right) \right] \left. \right\} X, \tag{4.1}
\end{aligned}$$

где  $\Lambda$  - энергетический масштаб новой физики, а тензоры напряжённости поля определяются следующим образом:

$$\begin{aligned}
V_{\mu\nu} &= \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu \quad (V = A, Z, W^\pm), \\
G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c. \tag{4.2}
\end{aligned}$$

Дуальный тензор  $\tilde{V}_{\mu\nu}$  при этом записывается в виде:

$$\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}. \tag{4.3}$$

Угол смешивания  $\alpha$  позволяет регулировать рождение или распад CP-смешанных физических состояний бозонов хиггсовского типа. Нарушение CP-инвариантности при этом присутствует в физическом спектре в том случае, если  $\alpha \neq 0$  или  $\alpha \neq \pi/2$ . Определения эффективных тензорных констант связи  $g_{XVV'}$  приведены в таблице 2.

Выражение (4.1) представляет собой эффективный лагранжиан с  $U(1)_{QED}$ -симметрией. Данный лагранжиан параметризует все возможные

с точки зрения лоренц-инвариантности структуры, не являясь при этом  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ -инвариантным и не предполагает, что бозон Хиггса принадлежит дублету слабой группы  $SU(2)_L$ . Слагаемые приведённого лагранжиана, описывающие взаимодействия бозонов хиггсовского типа, не обязательно формируют полный базис. Тем не менее, данная модель удобна с точки зрения анализа экспериментальных данных, так как позволяет естественным образом связать эффективные константы связи с величинами, наблюдаемыми в эксперименте.

Таблица 2 — Определения эффективных тензорных констант связи  $g_{XVV'}$ , представленных в лагранжиане (4.1) в единицах вакуумного среднего поля Хиггса  $v$ . Константа  $C$  при этом определена как  $C = \sqrt{\frac{\alpha_{EM} G_F m_Z^2}{8\sqrt{2}\pi}}$ .

	$ZZ/WW$	$\gamma\gamma$	$Z\gamma$	$gg$
$v \cdot g_{HVV'}$	$2m_{Z/W}^2$	$\frac{47\alpha_{EM}}{18\pi}$	$C \frac{94 \cos^2 \theta_W - 13}{9\pi}$	$-\frac{\alpha_s}{3\pi}$
$v \cdot g_{AVV'}$	0	$\frac{4\alpha_{EM}}{3\pi}$	$2C \frac{8 \cos^2 \theta_W - 5}{3\pi}$	$\frac{\alpha_s}{2\pi}$

Теперь более подробно рассмотрим модель на основе эффективной амплитуды, которая используется в Монте-Карло генераторе JHU, и приведём полученные выражения, связывающие параметры модели НС с эффективной амплитудой JHU. Следуя обозначениям, введённым в статье [82], общая амплитуда рассеяния ведущего порядка, описывающая взаимодействие бозона спина  $J^{CP} = 0^\pm$  с калибровочными бозонами, определяется следующим выражением:

$$A(X \rightarrow VV) = \frac{1}{v} (g_1 m_V^2 \varepsilon_1^* \varepsilon_2^* + g_2 f_{\mu\nu}^{*(1)} f^{*(2)\mu\nu} + g_4 f_{\mu\nu}^{*(1)} \tilde{f}^{*(2)\mu\nu}), \quad (4.4)$$

$$f^{(i)\mu\nu} = \varepsilon_i^\mu q_i^\nu - \varepsilon_i^\nu q_i^\mu, \quad (4.5)$$

$$\tilde{f}^{(i)\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} f_{\alpha\beta}, \quad (4.6)$$

где  $f^{(i)\mu\nu}$  - тензор напряжённости поля калибровочного бозона с импульсом  $q_i$  и вектором поляризации  $\varepsilon_i$ ;  $\tilde{f}^{(i)\mu\nu}$  - дуальный тензор напряжённости поля. Символы  $v$  и  $m_V$  представляют собой значение вакуумного среднего поля Хиггса в СМ и массу калибровочного бозона типа  $V$ , соответственно.

Таблица 3 — Примеры вершинных диаграмм и соответствующих им амплитуд, вычисленных из лагранжиана (4.1) модели НС.

Диаграмма	Вершина
	$  \begin{aligned}  & -ic_\alpha g_{H\gamma\gamma} \mathcal{K}_{H\gamma\gamma} p_2^{\mu_3} p_3^{\mu_2} + \frac{1}{2} i g_{A\gamma\gamma} \mathcal{K}_{A\gamma\gamma} s_\alpha \varepsilon_{\mu_2\mu_3\alpha\beta} p_1^\beta p_2^\alpha \\  & - \frac{1}{2} i g_{A\gamma\gamma} \mathcal{K}_{A\gamma\gamma} s_\alpha \varepsilon_{\mu_2\mu_3\alpha\beta} p_1^\alpha p_2^\beta \\  & + ic_\alpha g_{H\gamma\gamma} \mathcal{K}_{H\gamma\gamma} \eta_{\mu_2\mu_3} p_1 \cdot p_2  \end{aligned}  $
	$  \begin{aligned}  & - \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HdZ} p_2^{\mu_2} p_3^{\mu_3}}{\Lambda} - \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HZZ} p_2^{\mu_3} p_3^{\mu_2}}{\Lambda} - \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HdZ} p_3^{\mu_2} p_3^{\mu_3}}{\Lambda} \\  & + \frac{i \mathcal{K}_{AZZ} s_\alpha \varepsilon_{\mu_2\mu_3\alpha\beta} p_2^\beta p_3^\alpha}{2\Lambda} - \frac{i \mathcal{K}_{AZZ} s_\alpha \varepsilon_{\mu_2\mu_3\alpha\beta} p_2^\alpha p_3^\beta}{2\Lambda} \\  & + ic_\alpha e^2 \mathcal{K}_{SM} v \eta_{\mu_2\mu_3} + \frac{ic_\alpha c_W^2 e^2 \mathcal{K}_{SM} v \eta_{\mu_2\mu_3}}{2s_W^2} \\  & + \frac{ic_\alpha s_W^2 e^2 \mathcal{K}_{SM} v \eta_{\mu_2\mu_3}}{2c_W^2} + \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HdZ} \eta_{\mu_2\mu_3} p_2 \cdot p_2}{\Lambda} \\  & + \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HZZ} \eta_{\mu_2\mu_3} p_2 \cdot p_3}{\Lambda} + \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HdZ} \eta_{\mu_2\mu_3} p_3 \cdot p_3}{\Lambda}  \end{aligned}  $
	$  \begin{aligned}  & \frac{ic_\alpha p_2 \cdot p_2 \eta_{\mu_3\mu_2} \mathcal{K}_{HdW}^*}{\Lambda} + \frac{is_\alpha \mathcal{K}_{AWW} p_2^\alpha p_3^\beta \varepsilon_{\mu_3\mu_2\alpha\beta}}{\Lambda} \\  & + \frac{ie^2 v c_\alpha \mathcal{K}_{SM} \eta_{\mu_3\mu_2}}{2s_W^2} + \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HdW} p_3 \cdot p_3 \eta_{\mu_3\mu_2}}{\Lambda} \\  & + \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HWW} p_3 \cdot p_2 \eta_{\mu_3\mu_2}}{\Lambda} - \frac{ic_\alpha p_2^{\mu_3} p_2^{\mu_2} \mathcal{K}_{HdW}^*}{\Lambda} \\  & - \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HdW} p_3^{\mu_3} p_3^{\mu_2}}{\Lambda} - \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{HWW} p_3^{\mu_2} p_2^{\mu_3}}{\Lambda}  \end{aligned}  $
	$  \begin{aligned}  & is_\alpha g_{AZ\gamma} \mathcal{K}_{AZ\gamma} p_3^\alpha p_2^\beta s_\alpha \varepsilon_{\mu_2\mu_3\alpha\beta} + ic_\alpha g_{HZ\gamma} \mathcal{K}_{HZ\gamma} p_2 \cdot p_3 \eta_{\mu_2\mu_3} \\  & + \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{Hd\gamma} p_2 \cdot p_2 \eta_{\mu_2\mu_3}}{\Lambda} - ic_\alpha g_{HZ\gamma} \mathcal{K}_{HZ\gamma} p_2^{\mu_3} p_3^{\mu_2} \\  & - \frac{ic_\alpha \mathcal{K}_{Hd\gamma} p_2^{\mu_2} p_3^{\mu_3}}{\Lambda}  \end{aligned}  $

В рамках СМ, единственной ненулевой константой связи бозона Хиггса с парами калибровочных бозонов  $ZZ$  или  $WW$  на древесном уровне является константа  $g_1 = 2i$ , в то время как ненулевое значение  $g_2$  генерируется лишь посредством радиационных поправок. Для конечных состояний с по крайней мере одним безмассовым калибровочным бозоном, таким как  $\gamma\gamma$ ,  $gg$  или  $Z\gamma$ , их взаимодействие с бозоном Хиггса в СМ описывается с помощью петлевых диаграмм. Эти взаимодействия определяются слагаемым с константой связи  $g_2$ . Константа связи  $g_4$  связана со взаимодействием СР-нечётного бозона Хиггса с парой калибровочных бозонов. Одновременное присутствие СР-чётных членов  $g_1$  и/или  $g_2$  и СР-нечётного члена  $g_4$  приводит к нарушению СР-инвариантности в хиггсовском секторе.

В общем случае, константы связи  $g_i$  могут быть комплексными и зависящими от импульса. Однако мнимые части этих констант генерируются поглощающими частями соответствующих диаграмм и их вклад является малым: менее 1%. Далее предполагается, что энергетический масштаб новой физики составляет порядка 1 ТэВ или выше, поэтому зависимостью констант связи от импульса можно пренебречь. Таким образом, в дальнейшем константы связи  $g_i$  рассматривались как вещественные и не зависящие от импульсов величины.

Сделанные предположения полностью согласуются с концепцией ЭТП в рамках СМ. Если энергетический масштаб новой физики намного выше, чем масштаб электрослабой энергетической шкалы, то эффекты новой физики могут быть описаны с помощью ЭТП, в которой лагранжиан СМ дополняется операторами более высокой размерности  $D = 6$ .

Соотношения между параметрами лагранжиана (4.1) и тензорными константами связями эффективной амплитуды в выражении (4.4) могут быть получены путём вычисления правил Фейнмана. При этом правила Фейнмана вычислялись напрямую из лагранжиана (4.1) и полученные выражения для каждой из вершин сравнивались со слагаемыми, присутствующими в эффективной амплитуде (4.4). Примеры диаграмм конкретных вершин вида  $HVV$  в модели НС и соответствующих им амплитуд, полученных в ходе вычислений, приведены в таблице 3. При этом результирующие коэффициенты преобразования приведены в таблице 4.

Таблица 4 — Коэффициенты преобразования между параметрами лагранжиана (4.1) и тензорными константами связями эффективной амплитуды (4.4).

Coupling	$ZZ$	$WW$	$\gamma\gamma$	$Z\gamma$	$gg$
$g_1/2ic_a$	$k_{SM}$	$k_{SM}$	-	-	-
$g_2/2ic_a$	$\tilde{K}_{HZZ}$	$\tilde{K}_{HWW}$	$\Lambda\tilde{K}_{H\gamma\gamma}$	$\Lambda\tilde{K}_{HZ\gamma}$	$\Lambda\tilde{K}_{Hgg}$
$g_4/2is_a$	$\tilde{K}_{AZZ}$	$\tilde{K}_{AWW}$	$\Lambda\tilde{K}_{A\gamma\gamma}$	$\Lambda\tilde{K}_{AZ\gamma}$	$\Lambda\tilde{K}_{Agg}$
$g_1''/2ic_a$	$\tilde{K}_{H\partial Z}$	$Re(\tilde{K}_{H\partial W})$	-	-	-
$g_1'''/2ic_a$	-	$iIm(\tilde{K}_{H\partial W})$	-	-	-

В таблице 4 используются следующие обозначения:

$$\tilde{K}_{XVV'} = \frac{1}{4} \frac{v}{\Lambda} \tilde{g}_{XVV'} k_{XVV'}, \quad (4.7)$$

$$\tilde{K}_{H\partial V} = \frac{1}{2} \frac{v}{\Lambda} \left( \frac{\Lambda_1}{m_V} \right)^2 k_{H\partial V}, \quad (4.8)$$

$$c_\alpha = \cos \alpha, \quad s_\alpha = \sin \alpha. \quad (4.9)$$

Здесь  $X$  обозначает либо  $H$ , либо  $A$ , а индекс  $VV'$  обозначает конечную пару калибровочных бозонов. Эффективные константы связи  $\tilde{g}_{XVV'}$  определены следующим образом:

- В случае взаимодействий с  $ZZ$  или  $WW$ ,  $\tilde{g}_{XVV'} = 1$ ;
- В случае взаимодействий с  $\gamma\gamma$ ,  $Z\gamma$  или  $gg$ , константы связи  $\tilde{g}_{XVV'}$  эквивалентны константам связи  $g_{XVV'}$ , приведённым в таблице 2.

Константы связи  $\tilde{K}_{H\partial V}$ , где  $V = W, Z, \gamma$ , соответствуют так называемым контактными членам лагранжиана (4.1) модели НС. Эти контактные члены могут быть воспроизведены в амплитуде 4.4 путём повторной параметризации константы связи  $g_1$  в следующем виде:

$$g_1(q_1^2, q_2^2) = g_1^{SM} + g_1' \frac{|q_1^2| + |q_2^2|}{\Lambda_1^2} + g_1'' \frac{|q_1^2| - |q_2^2|}{\Lambda_1^2}. \quad (4.10)$$

Данное уравнение описывает основные члены разложения  $g_1$  по импульсам. В случае комплекснозначных  $k_{H\partial W}$ , импульсы  $W$ -бозонов должны быть выбраны следующим образом:  $q_1$  для  $W^-$  и  $q_2$  для  $W^+$ . В случае взаимодействия  $HZ\gamma$  с реальным фотоном, член, пропорциональный  $k_{H\partial\gamma}$ , обращается в ноль. Если

константа связи  $k_{HdW}$  является комплекснозначной, то импульсы  $W$ -бозонов должны быть выбраны как  $W^-(q_1)$  и  $W^+(q_2)$ . Необходимо также учесть, что для взаимодействия  $HZ\gamma$  существует дополнительный член, пропорциональный константе связи  $k_{Hd\gamma}$  в лагранжиане (4.1). Однако данный член не вносит вклада в структуру наблюдаемых в том случае, если фотон находится на массовой оболочке.

#### 4.1.2 Связь моделей НС и SMEFT

Модель НС в общем случае не может быть спроецирована на какой-либо базис ЭТП размерности  $D = 6$  (в данном случае рассматривается модель SMEFT). Однако, в определённых ситуациях, когда используется упрощенное описание ЭТП, связать параметры моделей НС и SMEFT становится всё же возможно. Параметры модели НС могут быть связаны с подмножеством параметров Хиггс базиса из выражения (3.16) или любого другого базиса, предполагая, что другие параметры базиса принимаются равными нулю. Для такого случая соотношения между параметрами модели НС и модели SMEFT впервые были получены в статье [29]. Данные соотношения, однако, были скорректированы в ходе выполнения данной диссертационной работы.

$$\begin{aligned}
c_\alpha \mathbf{K}_{Hff} - 1 &= \delta y_f \cos \varphi_f, \\
-s_\alpha \mathbf{K}_{Aff} &= \delta y_f \sin \varphi_f, \\
c_\alpha \mathbf{K}_{SM} - 1 &= \delta c_z, \\
-\frac{47}{72\pi^2} c_\alpha \mathbf{K}_{H\gamma\gamma} &= c_{\gamma\gamma}, \\
-\frac{1}{3\pi^2} s_\alpha \mathbf{K}_{A\gamma\gamma} &= \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \\
-\frac{1}{12\pi^2} c_\alpha \mathbf{K}_{Hgg} &= c_{gg}, \\
-\frac{1}{8\pi^2} s_\alpha \mathbf{K}_{Agg} &= \tilde{c}_{gg}, \\
-\frac{v}{(g^2 + g'^2)\Lambda} c_\alpha \mathbf{K}_{HZZ} &= c_{zz}, \\
-\frac{v}{(g^2 + g'^2)\Lambda} s_\alpha \mathbf{K}_{AZZ} &= \tilde{c}_{zz}, \\
\frac{v}{g^2\Lambda} c_\alpha \mathbf{K}_{HdZ} &= c_{z\Box}, \\
\frac{v}{\Lambda} c_\alpha \mathbf{K}_{HdW} &= \frac{g^2}{g^2 - g'^2} [g^2 c_{z\Box} + g'^2 c_{zz} - e^2 s_\theta^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) s_\theta^2 c_{z\gamma}],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{v}{\Lambda} c_\alpha \mathbf{K}_{Hd\gamma} &= \frac{gg'}{g^2 - g'^2} [2g^2 c_{z\Box} + (g^2 + g'^2) c_{zz} - e^2 c_{\gamma\gamma} - (g^2 - g'^2) c_{z\gamma}], \\
-\frac{v}{g^2 \Lambda} c_\alpha \mathbf{K}_{HWW} &= c_{zz} + 2s_\theta^2 c_{z\gamma} + s_\theta^4 c_{\gamma\gamma}, \\
-\frac{v}{g^2 \Lambda} s_\alpha \mathbf{K}_{AWW} &= \tilde{c}_{zz} + 2s_\theta^2 \tilde{c}_{z\gamma} + s_\theta^4 \tilde{c}_{\gamma\gamma}, \\
-\frac{(94c_\theta^2 - 13)}{144\pi^2} c_\alpha \mathbf{K}_{HZ\gamma} &= c_{z\gamma}, \\
-\frac{(8c_\theta^2 - 5)}{24\pi^2} c_\alpha \mathbf{K}_{HZ\gamma} &= \tilde{c}_{z\gamma},
\end{aligned} \tag{4.11}$$

Скорректированные выражения, связывающие параметры моделей НС и SMEFT (в Хиггс базисе), представлены в виде уравнений (4.11). При этом стоит подчеркнуть, что параметры модели НС всегда могут быть пересчитаны в любой из базисов модели SMEFT, но обратное в общем случае не верно. Это происходит из-за того, что в модели SMEFT присутствуют дополнительные соотношения между константами связи (зависимые и независимые константы), в то время как в модели НС все константы связи изначально предполагаются независимыми.

## 4.2 Рабочие области значений параметров моделей

После того, как вопрос о взаимосвязях используемых феноменологических моделей был полностью решён, стало возможным использовать любую из них для проведения исследований и, в случае необходимости сравнения результатов, пересчитывать интересующие величины с помощью таблицы 4 и уравнений (4.11). Однако, необходимо также определиться с тем, в какой области параметров можно работать. Так как на сегодняшний день уже было проведено множество экспериментальных измерений, необходимо выбрать рабочую область в пространстве констант связи таким образом, чтобы предсказания теории заведомо не противоречили экспериментальным данным. Поскольку полное сечение процесса является в том числе функцией констант связи, нет никакого практического смысла предполагать такие сигнальные процессы, полное сечение которых будет сильно отличаться от полученного экспериментально. Ведь в случае, если подобные эффекты действительно присутствовали бы в физическом спектре, они бы уже были обнаружены на данном уровне точности измерений.

Таким образом, необходимо определить области пространства констант связи феноменологических моделей, предсказания в которых не будут заведомо противоречить эксперименту. На сегодняшний день, в силу специфических особенностей анализов данных в конкретных каналах, различные процессы с участием бозона Хиггса измеряются с различной точностью. Так, например, полное сечение процесса рождения бозона Хиггса посредством механизма VBF измерено с точностью до  $\sim \pm 25\%$  (см. главу 6), а относительная погрешность измерения полного сечения рождения бозона Хиггса по каналу  $ttH$  превышает 75% [83].

Вычисление границ рабочих областей в пространстве констант связи выполнялось полу-аналитическим способом. Как уже было сказано выше, полное сечение процесса представляет собой многочлен по степеням констант связи с неизвестными коэффициентами. Если знать значения сечений в достаточном количестве точек, то становится возможным решить получившуюся систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов многочлена, после чего, используя полученную зависимость, станет возможным вычислять полное сечение данного процесса в любой другой точке пространства констант связи. Однако, аналитическое вычисление полных сечений сигнальных процессов представляет собой довольно громоздкую и рутинную задачу. Значительно упростить эту процедуру можно с помощью Монте-Карло генератора, например, MadGraph5\_aMC@NLO. Данный генератор позволяет рассчитать значения сечений с помощью метода Монте-Карло, после чего их можно использовать для решения системы уравнений относительно неизвестных коэффициентов и построения полу-аналитической зависимости полного сечения от констант связи. В качестве граничных величин относительных отклонений сечений от предсказаний СМ были выбраны значения  $(\sigma_{Full} - \sigma_{SM})/\sigma_{SM} = \pm 25\%$ ,  $\pm 50\%$  и  $\pm 75\%$ .

Примеры результатов вычислений для случая СР-нечётных констант связи  $\tilde{c}_{HWB}$ ,  $\tilde{c}_{HW}$  и  $\tilde{c}_{HB}$  приведены рисунке 4.1 (слева), а для случая СР-чётных констант связи  $c_{HWB}$ ,  $c_{HW}$  и  $c_{HB}$  - на рисунке 4.2 (слева).

Важным моментом также является вопрос о том, слагаемые какого порядка должны присутствовать в представлении полного сечения в виде многочлена по константам связи. Так, если речь идёт о СР-нечётных константах связи, то многочлен для сечения может включать в себя лишь слагаемые второго и четвёртого порядка, а так же константу, что происходит в силу того, что в СМ не

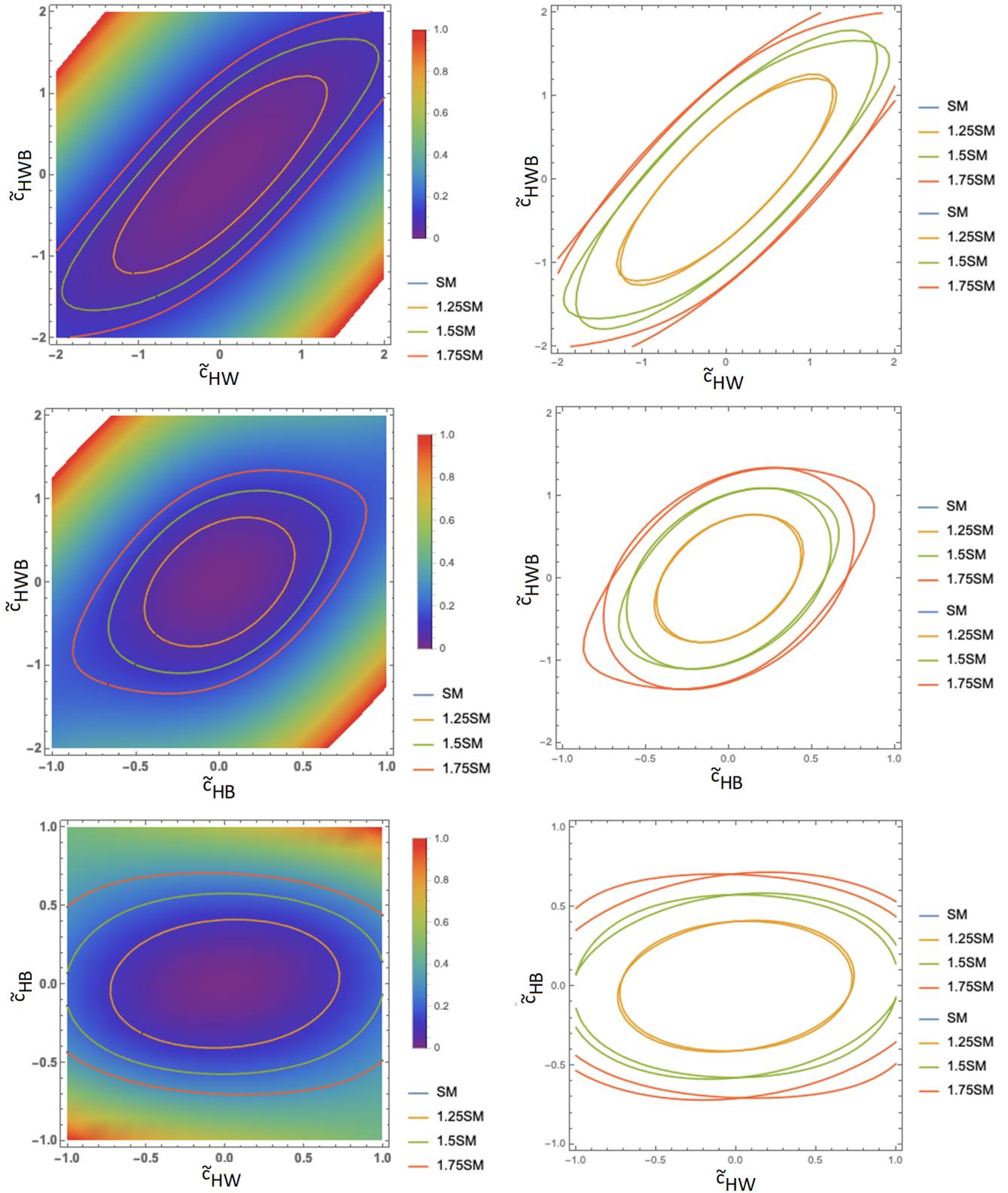


Рисунок 4.1 — Примеры двумерных контуров с указанием границ рабочих областей Варшавского базиса модели SMEFT для случая CP-нечётных констант  $\tilde{\zeta}_{HWB}$ ,  $\tilde{\zeta}_{HW}$  и  $\tilde{\zeta}_{HB}$  (слева). Сравнительные графики оценок вклада слагаемых четвёртого порядка по константам связи в величину сечения (справа).

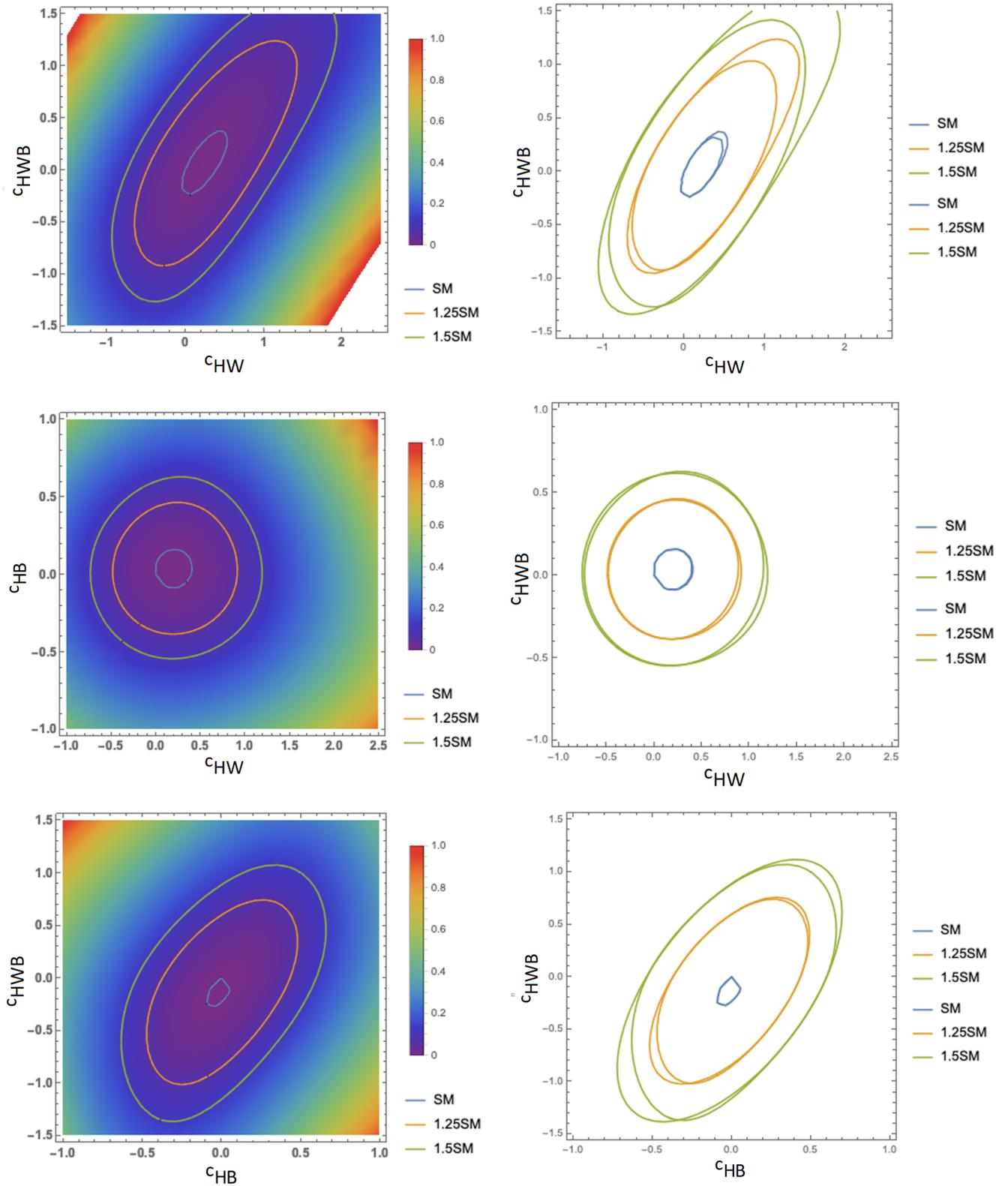


Рисунок 4.2 — Примеры двумерных контуров с указанием границ рабочих областей Варшавского базиса модели SMEFT для случая CP-чётных констант  $c_{HWB}$ ,  $c_{HW}$  и  $c_{HWB}$  (слева). Сравнительные графики оценок вклада слагаемых четвёртого порядка по константам связи в величину сечения (справа).

существует CP-нечётных физических состояний бозона Хиггса и никакой асимметричной добавки, обусловленной стандартномодельным взаимодействием, не возникает. Таким образом, пределы по каждой из констант связи в данном случае будут симметричными. Однако в случае CP-чётных констант связи ситуация меняется, так как вклад от СМ в данном случае будет ненулевым, и в силу данного факта в многочлен необходимо добавить также линейные и кубические слагаемые. При этом свойство симметрии границ, очевидно, теряется.

Поскольку при определении границ рабочих областей речь идёт о сравнительно малых отклонениях от СМ, логично было бы оценить вклад слагаемых четвёртого порядка в величину сечения. Ведь в том случае, если их вклад не играет существенной роли, количество слагаемых в многочлене по константам связи существенно уменьшается и таким образом облегчается построение полу-аналитической функции сечения. Примеры подобных оценок приведены на рисунке 4.2 (справа) для CP-чётных констант связи и на рисунке 4.1 (справа) для CP-нечётных. При этом вклад от слагаемых четвёртого порядка пропорционален площади области, ограниченной линиями одного цвета. Как можно видеть из приведённых графиков, вклад слагаемых четвёртого порядка в рассматриваемой области в большинстве случаев составляет порядка 5 – 10%, что вполне допускает их исключение из рассмотрения без привнесения существенных погрешностей в полученные значения границ. При этом, в том случае, если значения сечений будут изучаться в далёких от СМ регионах, их величина будет значительно возрастать и слагаемые четвёртого порядка будут при этом иметь определяющую роль.

В конечном итоге, вычисления границ рабочих областей, по аналогии с результатами на рисунках 4.1 и 4.2, были проведены для всех изучаемых в ходе третьего этапа исследовательской программы на БАК констант связи и их комбинаций.

## 4.3 Моделирование сигнальных распределений

### 4.3.1 Метод морфинга

Исследования тензорной структуры констант связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами в рамках первого этапа исследовательской программы на БАК основывалось на моделировании сигналов, включающих не более одной или двух констант связи вне рамок СМ одновременно, при этом все остальные параметры принимались равными нулю. Во время второго и третьего этапов

исследовательской программы на БАК предполагается проверить присутствие возможных сигналов новой физики в рамках моделей, которые зависят от большего числа констант связи, чтобы учесть возможные корреляции между ними. Дополнительные степени свободы в константах связи бозона Хиггса с частицами СМ изменяют прогнозируемое сечение, а также форму дифференциальных распределений. В этом контексте необходимо пересмотреть существующие методы моделирования сигналов и предоставить альтернативы, которые лучше подходят для моделирования в рамках подобного многомерного пространства параметров.

Для этой цели был адаптирован и внедрён метод, который получил название *метода морфинга*. Данный метод обеспечивает непрерывное описание произвольных наблюдаемых физических сигналов, таких как полные сечения или дифференциальные распределения в многомерном пространстве констант связи или других параметров модели. Модель сигнала, построенная с помощью метода морфинга, представляет собой линейную комбинацию минимального набора ортогональных базовых сигналов (элементов), охватывающих всё рассматриваемое пространство констант связи. Вес каждого элемента определяется на основе значений констант связи, присутствующих в специальной сигнальной матрице.

Морфинг - это не просто метод интерполяции, поскольку он не ограничен точками в диапазоне, охватываемом базовыми элементами. Фактически, выбор базовых элементов является произвольным, и любой набор базовых элементов, удовлетворяющий необходимым условиям для построения функции преобразования, будет охватывать всё пространство независимо от их местоположения в пространстве констант связи.

Более подробное описание и детальная проверка данного метода могут быть найдены в статье [84].

Процедура морфинга основана на концепциях суммирования одномерных или многомерных гистограмм, описанных в статье [85]. Морфинг в данном исследовании рассматривается в контексте описания зависимости заданной физической наблюдаемой  $T$  от множества констант связи бозона Хиггса произвольной конфигурации  $\vec{g}_{\text{target}} \equiv \{g_{\text{SM}}, g_{\text{BSM},1}, \dots, g_{\text{BSM},n}\}$  с известными элементами. Эта зависимость описывается функцией морфинга

$$T_{\text{out}}(\vec{g}_{\text{target}}) = \sum_i w_i(\vec{g}_{\text{target}}) T_{\text{in}}(\vec{g}_i), \quad (4.12)$$

которая линейным образом суммирует числовые значения или дифференциальные распределения  $T_{\text{in}}$  исходя из выбранной дискретной конфигурации констант связи  $\vec{g}_i = \{\tilde{g}_{\text{SM},i}, \tilde{g}_{\text{BSM},1}, \dots, \tilde{g}_{\text{BSM},n}\}$ . Входные распределения  $T_{\text{in}}$  нормированы на их ожидаемые сечения, так что  $T_{\text{out}}$  включает в себя не только правильную форму распределений, но и правильный прогноз сечения. Так,  $g_{\text{SM}}$  обозначает константу связи бозона Хиггса, предсказанную СМ. Морфинг требует только того, чтобы любое дифференциальное сечение могло быть выражено в виде полинома по константам связи. Для расчёта в низшем порядке с использованием приближения тонкой стенки для тяжёлого резонанса подобное представление даёт многочлен второго порядка в каждой из вершин рождения и распада.

На практике, базовые распределения  $T_{\text{in}}$  часто возникают в процессе моделирования сигнала методом Монте-Карло (МС) для заданной конфигурации констант связи  $\vec{g}_i$ . Величина минимального количества наборов Монте-Карло данных  $N$ , необходимых для описания сигнала при всех возможных конфигурациях констант связи, зависит от количества  $n$  рассматриваемых констант связи вне рамок СМ. Вклад каждого набора  $T_{\text{in}}$  взвешивается с весом  $w_i$  исходя из предположения, что значение физической наблюдаемой пропорционально квадрату матричного элемента для исследуемого процесса

$$T \propto |\mathcal{M}|^2. \quad (4.13)$$

Таким образом, веса  $w_i$  могут быть выражены в виде функций констант связи в матричном элементе  $\mathcal{M}$ . В этом случае  $T$  может быть любой величиной, полученной из матричного элемента, например, целым набором МС-данных или просто полным сечением процесса.

Описанная процедура позволяет получить непрерывное описание системы в  $n$ -мерном пространстве параметров. Полнофункциональная реализация данного метода была разработана в программной среде RootCore с использованием пакета ROOT [86]. Таким образом, полученная модель сигнала может использоваться в рабочих программных пакетах анализа данных простым способом, аналогичным чёрному ящику. Визуальное представление идеи морфинга для простого случая показано на рисунке 4.3.

Ниже приводится пошаговое объяснение того, как можно построить функцию морфинга для процессов с произвольным числом свободных констант связи в двух вершинах. Необходимо последовательно провести следующие действия:

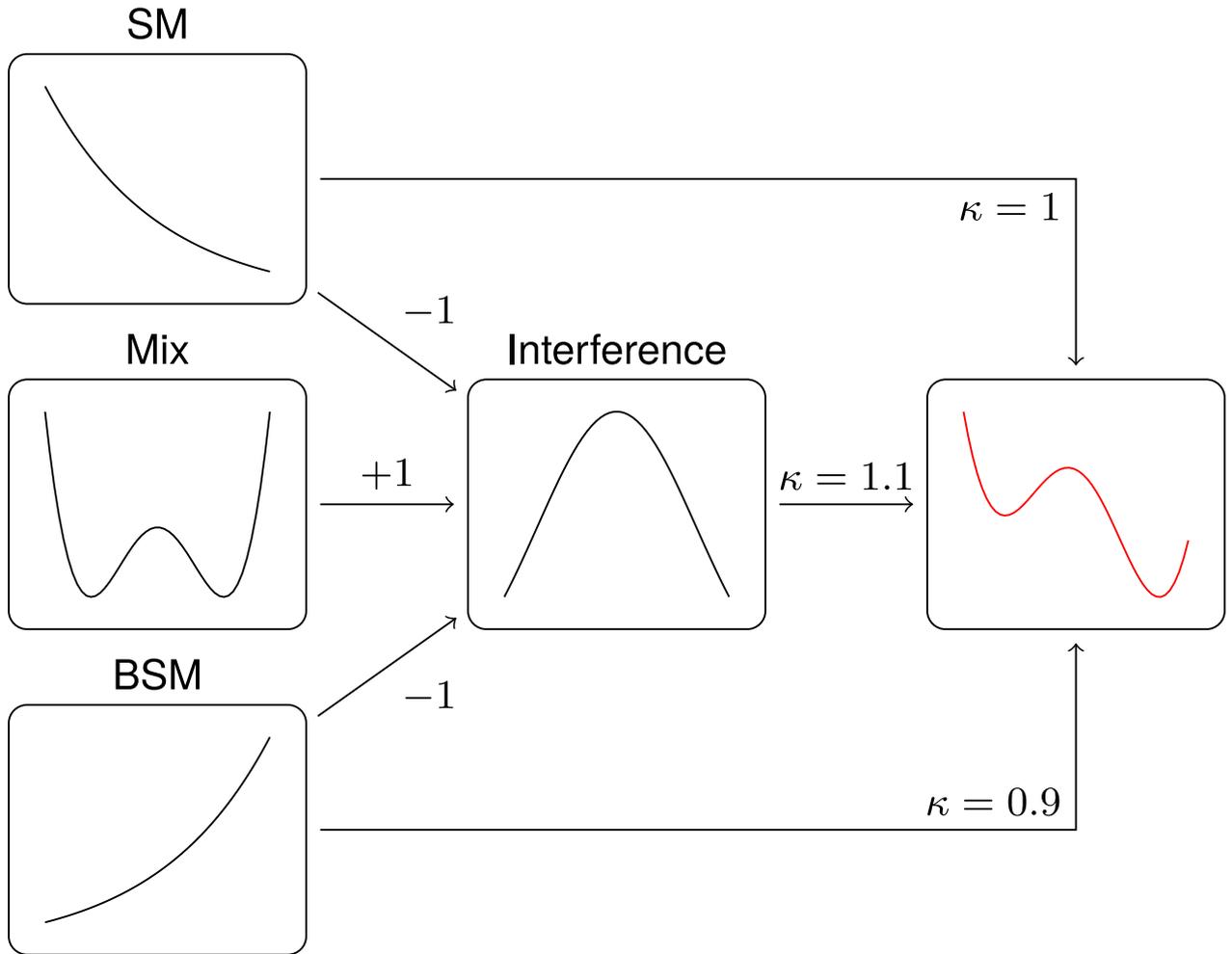


Рисунок 4.3 — Иллюстрация процедуры морфинга в простом примере.

1. Построить квадрат общего матричного элемента

$$|ME(\vec{g})|^2 = \underbrace{\left( \sum_{x \in p, s} g_x \mathcal{O}(g_x) \right)^2}_{\text{рождение}} \cdot \underbrace{\left( \sum_{x \in d, s} g_x \mathcal{O}(g_x) \right)^2}_{\text{распад}}, \quad (4.14)$$

обозначая индексы операторов, появляющихся только в вершине рождения как  $p$ , операторов, появляющихся только в вершине распада как  $d$ , и общих операторов в обеих вершинах как  $s$ . Предполагая, что вершины рождения и распада некоррелированы, что имеет место для скалярной виртуальной частицы, переходим к следующему шагу.

2. Разложить квадрат матричного элемента до полинома 4-й степени в терминах констант связи

$$|ME(\vec{g})|^2 = \sum_{i=1}^N X_i \cdot P_i(\vec{g}), \quad (4.15)$$

Здесь  $X_i$  является фактором, который будет представлен входным распределением. В полиноме 4-й степени  $P_i(\vec{g}) = g_a g_b g_c g_d$  по константам связи  $\vec{g}$ , одни и те же константы связи могут появляться несколько раз (например  $g_{SM}^4$  или  $g_{BSM_1} g_{BSM_2} g_{BSM_3}^2$ ). Количество различных выражений в полученном многочлене равно числу базовых элементов  $N$ , необходимых для осуществления процедуры морфинга.

3. Далее необходимо сгенерировать входные распределения в произвольных, но фиксированных точках пространства констант связи  $\vec{g}_i$

$$T_{\text{in},i} \propto |ME(\vec{g}_i)|^2. \quad (4.16)$$

4. После чего построить функцию морфинга вида

$$T_{\text{out}}(\vec{g}) = \sum_{i=1}^N \underbrace{\left( \sum_{j=1}^N A_{ij} P_j(\vec{g}) \right)}_{w_i(\vec{g})} T_{\text{in},i}. \quad (4.17)$$

$$= \vec{P}(\vec{g}) \cdot A \vec{T}, \quad (4.18)$$

где вторая строка аналогична первой, но преобразована для матричной записи. Матрица  $A$  должна быть рассчитана для получения полной функции морфинга.

5. Таким образом, требуем, чтобы выходное распределение было равно входному распределению при соответствующих входных параметрах.

$$T_{\text{out}}(\vec{g}_i) = T_{\text{in},i} \quad \text{для} \quad i = 1, \dots, N. \quad (4.19)$$

В матричной записи данное условие будет записано как

$$\begin{aligned} A \cdot (P_j(\vec{g}_i))_{ij} &= \mathbb{1} \\ \Leftrightarrow A \cdot G &= \mathbb{1}. \end{aligned} \quad (4.20)$$

6. Единственность решения  $A = G^{-1}$  требует от входных данных того, чтобы непременно выполнялось условие  $\det(G) \neq 0$ .

Когда цель задачи состоит в том, чтобы выполнить фитирование функции правдоподобия для некоторых (псевдо)данных  $T_d$ , условие минимизации принимает вид

$$\hat{\vec{g}}(T_d) = \arg \min_{\vec{g}} -2 \ln P \left( T_d \mid \mu = \sum_{i=1}^N \left( \sum_{j=1}^N A_{ij} P_j(\vec{g}) \right) T_{\text{in},i} \right). \quad (4.21)$$

Из этого выражения становится очевидным, что в процессе минимизации необходимо пересчитать только полиномы  $P_j(\vec{g})$ , в то время как нетривиальные величины  $A_{ij}$  и  $T_{in,i}$  остаются фиксированными.

Оценка ошибки распространения статистической неопределенности на выходе  $T_{out}$  концептуально проста. Поскольку  $\vec{g}_i$  представляют собой свободные параметры, матрица  $A$  не несёт никакой неопределённости, кроме численных колебаний. Таким образом, неопределённости распространяются только через линейные комбинации. Вопрос о том, как выбирать параметры  $\vec{g}_i$  базовых элементов, чтобы ожидаемая неопределённость выходного сигнала была минимальна в пределах некоторой интересующей области параметра, является нетривиальным и подробно рассмотрен в статье [84].

Количество входных базовых элементов  $N$  зависит от того, сколько констант связи входит в вершину рождения и/или распада. Тем не менее, общий принцип морфинга остаётся тем же самым, и данный метод может быть обобщён на многомерное пространство констант связи.

Общее выражение для количества входных наборов данных  $N$  с  $n_p$  константами связи, появляющимися только в вершине рождения,  $n_d$  константами связями, появляющимися только в вершине распада, и  $n_s$  константами связями, которые являются общими для вершин рождения и распада, может быть записано в следующем виде:

$$N = \frac{n_p(n_p + 1)}{2} \cdot \frac{n_d(n_d + 1)}{2} + \binom{4 + n_s - 1}{4} \quad (4.22)$$

$$+ \left( n_p \cdot n_s + \frac{n_s(n_s + 1)}{2} \right) \cdot \frac{n_d(n_d + 1)}{2} \quad (4.23)$$

$$+ \left( n_d \cdot n_s + \frac{n_s(n_s + 1)}{2} \right) \cdot \frac{n_p(n_p + 1)}{2} \quad (4.24)$$

$$+ \frac{n_s(n_s + 1)}{2} \cdot n_p \cdot n_d + (n_p + n_d) \binom{3 + n_s - 1}{3}. \quad (4.25)$$

В данном выражении общее число делится на несколько групп слагаемых, описывающих различные состояния, а именно:

1. Чистые процессы рождения и распада (4.22) или чистые процессы, в которых присутствуют обе вершины.
2. Чистые в распаде и смешанные в рождении и общих вершинах или чисто общие вершины (4.23).

3. Чистые в рождении и смешанные в распаде и общих вершинах или чисто общие вершины (4.24).
4. Смешанные в обеих вершинах слагаемые и слагаемые, смешанные в одной из вершин и чистые общие в другой (4.25).

Это общее определение количества базовых элементов  $N$  с точки зрения количества констант связи  $n_p$ ,  $n_d$  и  $n_s$ . В случае процессов ggF с последующим распадом бозона Хиггса на векторные бозоны, рождение и распад будут иметь полностью непересекающийся набор констант связи, а число базовых элементов будет определяться уравнением (4.22) путём задания  $n_s = 0$ . Для рождения бозона Хиггса посредством механизма VBF с последующим распадом на векторные бозоны, при рассмотрении одного и того же набора констант связи в рождении и распаде, число базовых элементов определяется уравнением (4.22) с  $n_p = 0$  и  $n_d = 0$ .

После того, как метод морфинга был адаптирован для моделирования сигнальных процессов, была разработана программный пакет с соответствующим функционалом, который в настоящее время используется в анализах данных коллаборации ATLAS. С помощью данного пакета многократно выполнялась проверка метода морфинга на конкретных распределениях в конкретных процессах. Так, например, в одном из самых наглядных случаев рассматривался процесс  $pp \rightarrow X_0jj \rightarrow 4ljj$  с одной константой связи в эффективной амплитуде (4.4), соответствующей СМ ( $g_1$ ), и одной CP-нечётной константой связи вне рамок СМ ( $g_4$ ). В таком случае для морфинга необходимо иметь пять базовых наборов данных  $T_{in,i} = T(g_{1,i}, g_{4,i})$ , которые были выбраны как  $T_{in,1} = T(1,0)$ ,  $T_{in,2} = T(1,1)$ ,  $T_{in,3} = T(1,2)$ ,  $T_{in,4} = T(1,3)$  и  $T_{in,5} = T(0,1)$ .

Базовые наборы данных были сгенерированы с помощью Монте-Карло генератора MadGraph5\_aMC@NLO и полученные распределения сравнивались с результатами моделирования по методу морфинга. На рисунке 4.4 приведены примеры двух кинематических распределений, на основании которых, вкупе с остальными полученными кинематическими распределениями, можно сделать вывод о корректности и работоспособности метода морфинга.

### 4.3.2 Метод расширенного морфинга

Рассмотренный в предыдущем параграфе метод морфинга позволяет существенно упростить многие аспекты анализа данных. Так, например, отпадает необходимость генерировать дополнительный набор Монте-Карло данных, ко-

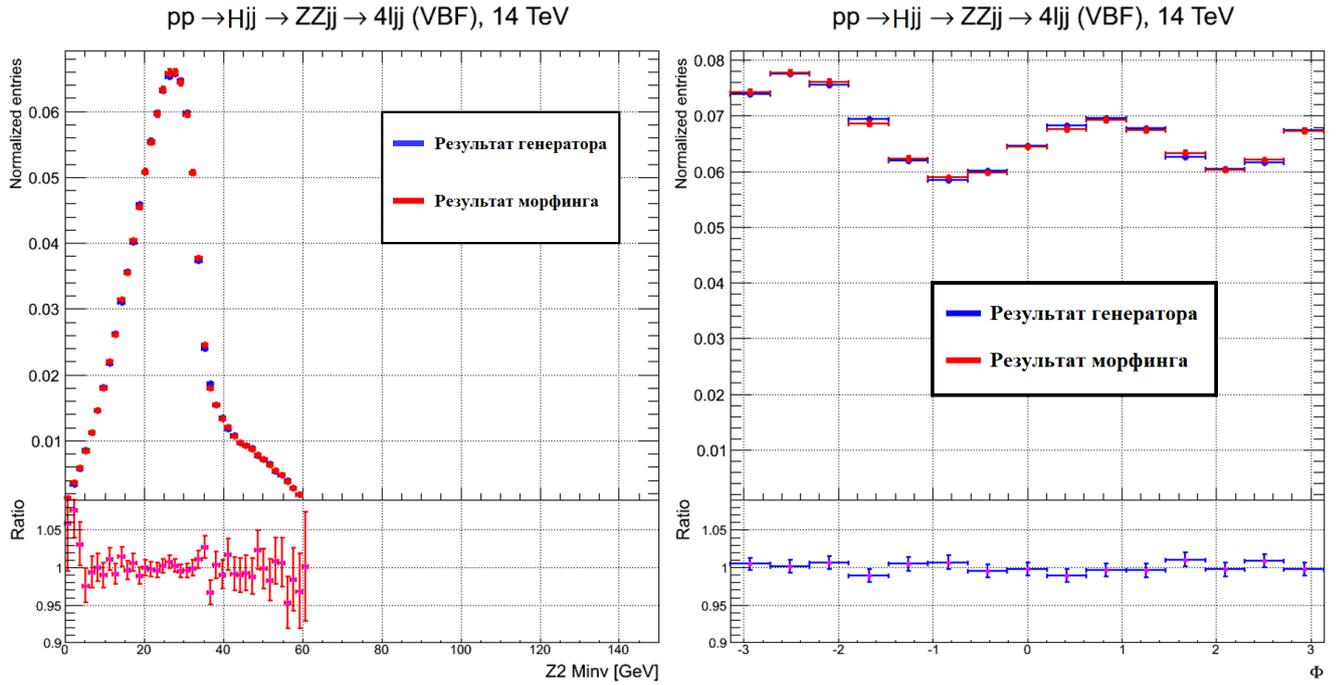


Рисунок 4.4 — Примеры распределений по кинематическим переменным  $m_{Z_2}$  (слева) и  $\Phi$  (справа) для процесса  $pp \rightarrow X_0 jj \rightarrow jj 4l$ . Синие точки соответствуют истинному Монте-Карло распределению, красные - результату морфинга.

торый может требовать для этого очень много времени, в том случае, если необходимо проверить сигнальные распределения для других значений констант связи.

Однако, у метода морфинга есть один, но существенный недостаток. Если попытаться смоделировать сигнальное распределение в точке многомерного пространства констант связи, далёкой от той области, где рассредоточены базовые элементы, то статистические ошибки подобного предсказания будут велики. Это происходит из-за того, что вся доступная в базовых элементах информация описывает характеристики того региона многомерного пространства констант связи, где расположены сами базовые элементы. При этом информация о характеристиках дальних регионов отсутствует, что резко снижает эффективность моделирования в данных областях. Подобное поведение вполне ожидаемо и не представляет большой проблемы. Однако проблему представляет то, что даже внутри той области, где расположены базовые элементы, достоверность предсказания в некоторых случаях может значительно ухудшаться. Причина состоит в том, что конечный результат морфинга складывается из суммы нескольких гистограмм, каждая из которых имеет свой вес. При этом в некоторых точках веса могут достигать больших значений по абсолютной величине,

что, зачастую, приводит к уменьшению эффективной статистики и увеличению погрешностей.

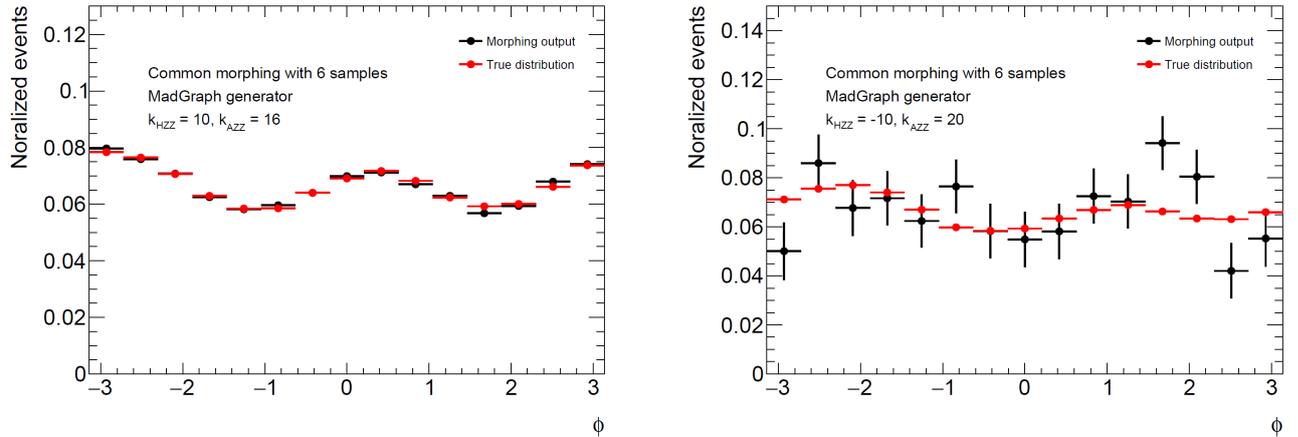


Рисунок 4.5 — Пример случая, когда эффективная статистика в результате морфинга соответствует истинному распределению (слева) и случая, когда эффективная статистика значительно уменьшается (справа).

На рисунке 4.5 (слева) показано сигнальное распределение и результат морфинга для такой точки пространства констант связи, в которой морфинг работает эффективно. На правом же графике показано, что происходит в другой точке, когда эффективность предсказаний морфинга падает. Таким образом, внутри рабочей области пространства констант связи существуют регионы, в которых предсказания морфинга демонстрируют высокую эффективность, а есть регионы с обратным положением дел. Данный факт снижает область применимости метода и усложняет его практическое использование.

Проанализировав все особенности и аспекты метода морфинга, с целью решения проблемы низкой статистической эффективности была разработана улучшенная концепция данного алгоритма, которая получила название *метода расширенного морфинга*. Суть его состоит в использовании дополнительных базовых элементов, которые задействуются одновременно с основными элементами. Рассмотрим конкретные шаги, которые необходимо совершить при использовании метода расширенного морфинга.

1. Возьмём  $N$  базовых элементов и добавим к ним ещё  $N'$  новых элементов.
2. Выберем точку в пространстве констант связи, сигнал для которой необходимо предсказать.
3. Составим все возможные комбинации  $N$  элементов из  $N+N'$  элементов, формируя таким образом некоторое количество базисов для процеду-

- ры обычного морфинга. Базисы при этом должны обладать разумным числом обусловленности  $C(G) = \|G^{-1}\|_1 \cdot \|G\|_1$  (см. выражение (4.20)).
4. Для каждого из полученных базисов выполняется процедура обычного морфинга и получаются соответствующие предсказания сигнала.
  5. Также для каждого базиса вычисляется специальная весовая функция  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$ .
  6. Предсказания от каждого из базисов взвешиваются соответствующим значением весовой функции  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  и суммируются. Получившийся результат будет предсказанием сигнала по методу расширенного морфинга.

Таким образом, метод расширенного морфинга предполагает переход от старой функции морфинга к новой:

$$T_{out}(\vec{g}_{target}) = \sum_{i=1}^N w_i(\vec{g}_{target}) T_{in,i} \rightarrow \sum_{j=1}^{\binom{N}{N+N'}} \sum_{i=1}^N W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_j) w_{ij}(\vec{g}_{target}) T_{in,ij}, \quad (4.26)$$

где  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  представляет собой весовую функцию метода расширенного морфинга.

При этом конкретный вид функции  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  не фиксирован и она может выбираться исходя из различных соображений, однако в любом случае функция должна быть гладкой. Назначение данной функции состоит в том, чтобы придавать больший вес предсказанию сигнала того базиса, который ближе всего находится к точке моделирования. В то же время базисы, далёкие от точки моделирования, прогнозы которых обладают низкой степенью достоверности, будут нивелироваться малым значением весовой функции  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$ .

В данной работе весовая функция  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  была выбрана следующим образом:

$$W(\vec{g}, \vec{g}_i) = \frac{1}{[(\vec{g} - \vec{g}_i)^2]^m}, \quad (4.27)$$

где  $m > 0$  - оптимизационный параметр, который может варьироваться для получения большей эффективности моделирования в зависимости от конкретной задачи. В данной работе значение данного параметра принималось равным  $m = 10$ . На рисунке 4.6 приведён характерный пример двумерного графика функции  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  в пространстве констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ .

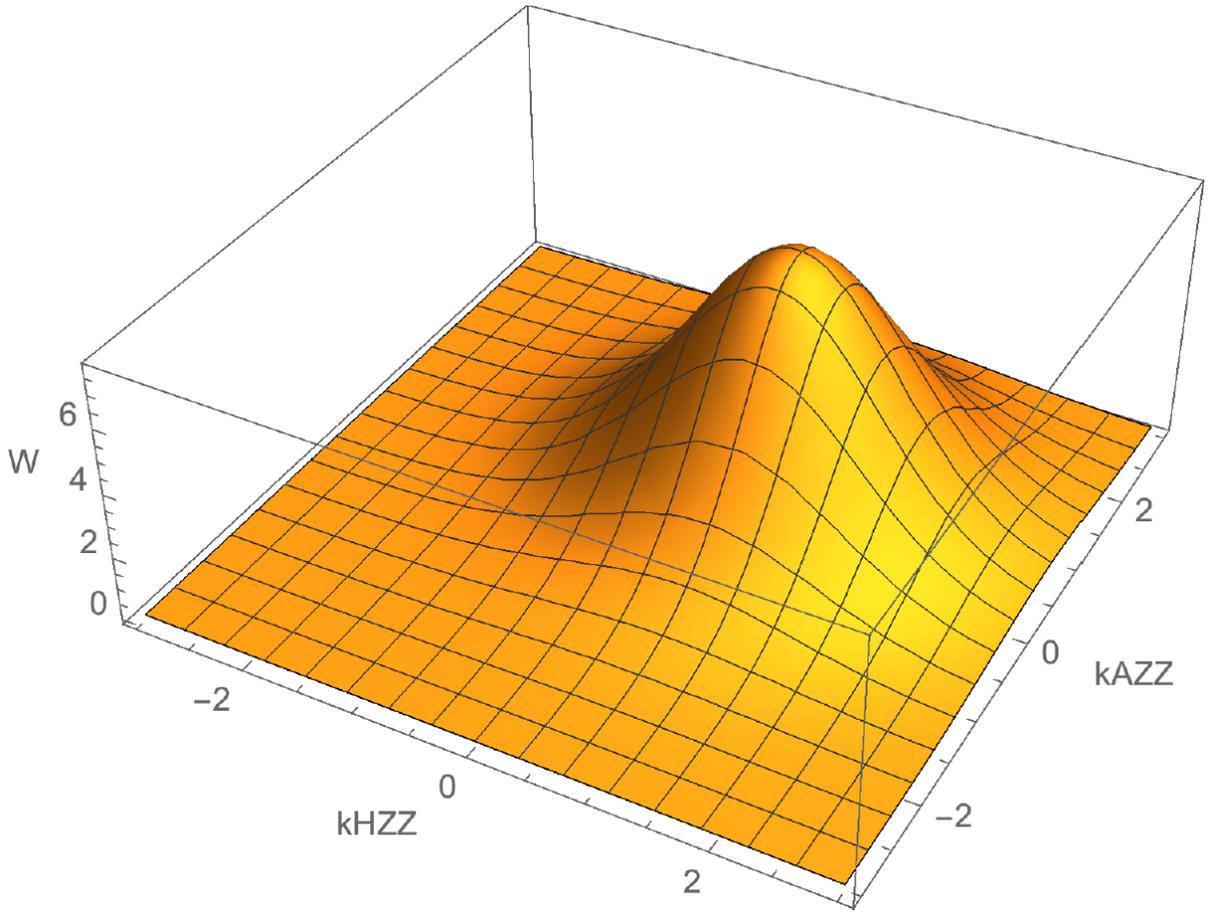


Рисунок 4.6 — Пример поверхности, образованной весовой функцией  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  в пространстве констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ .

Метод расширенного морфинга позволяет добиваться существенного улучшения достоверности прогнозов сигнальных распределений по сравнению с обычным методом морфинга, что было установлено в ходе апробации метода расширенного морфинга на конкретных примерах. Одним из подобных тестовых сценариев было моделирование полного сечения процесса как функции константы связи для процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  с двумя плавающими константами связи вне рамок СМ ( $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ ) и двумя фиксированными, соответствующим СМ ( $k_{Hgg}$  и  $k_{SM}$ ). При этом для обычной процедуры морфинга требовалось 6 базовых элементов, а в рамках расширенного морфинга множество базовых элементов было расширено до 8. Список базовых элементов с указанием значений их констант связи приведён в таблице 5.

Следуя алгоритму, описанному выше, метод расширенного морфинга был применён для моделирования полного сечения процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  как функции одной из констант связи вне рамок СМ ( $k_{HZZ}$  или  $k_{AZZ}$ ), при этом вторая фиксировалась на некотором постоянном значении. Рассматривалась процедура расширенного морфинга с 6 (эквивалентно обычному морфингу), 7,

8 и 9 базовыми элементами. Полученные результаты приведены на рисунках 4.7 и 4.8, откуда видно, что статистическая ошибка в ходе процедуры расширенного морфинга заметно уменьшается при добавлении дополнительных базовых элементов.

Таблица 5 — Список базовых наборов данных, использованных при оценке эффективности метода расширенного морфинга.

Номер базового набора данных	$k_{Hgg}$	$k_{SM}$	$k_{HZZ}$	$k_{AZZ}$
1 (основной)	1	1	0	0
2 (основной)	1	1	6	0
3 (основной)	1	1	0	6
4 (основной)	1	1	6	6
5 (основной)	1	1	-6	0
6 (основной)	1	1	0	-6
7 (дополнительный)	1	1	-6	-6
8 (дополнительный)	1	1	-6	6
9 (дополнительный)	1	1	6	-6

Также на основе рисунков 4.7 и 4.8 были построены графики зависимости статистической значимости ( $S_i = \sigma_i / \Delta\sigma_i$ ) от констант связи как в одномерном случае (рисунок 4.9), так и в двумерном (рисунок 4.10). Данные графики наглядно иллюстрируют тот масштаб увеличения точности предсказаний сигнальных распределений, которого удаётся достичь с использованием метода расширенного морфинга.

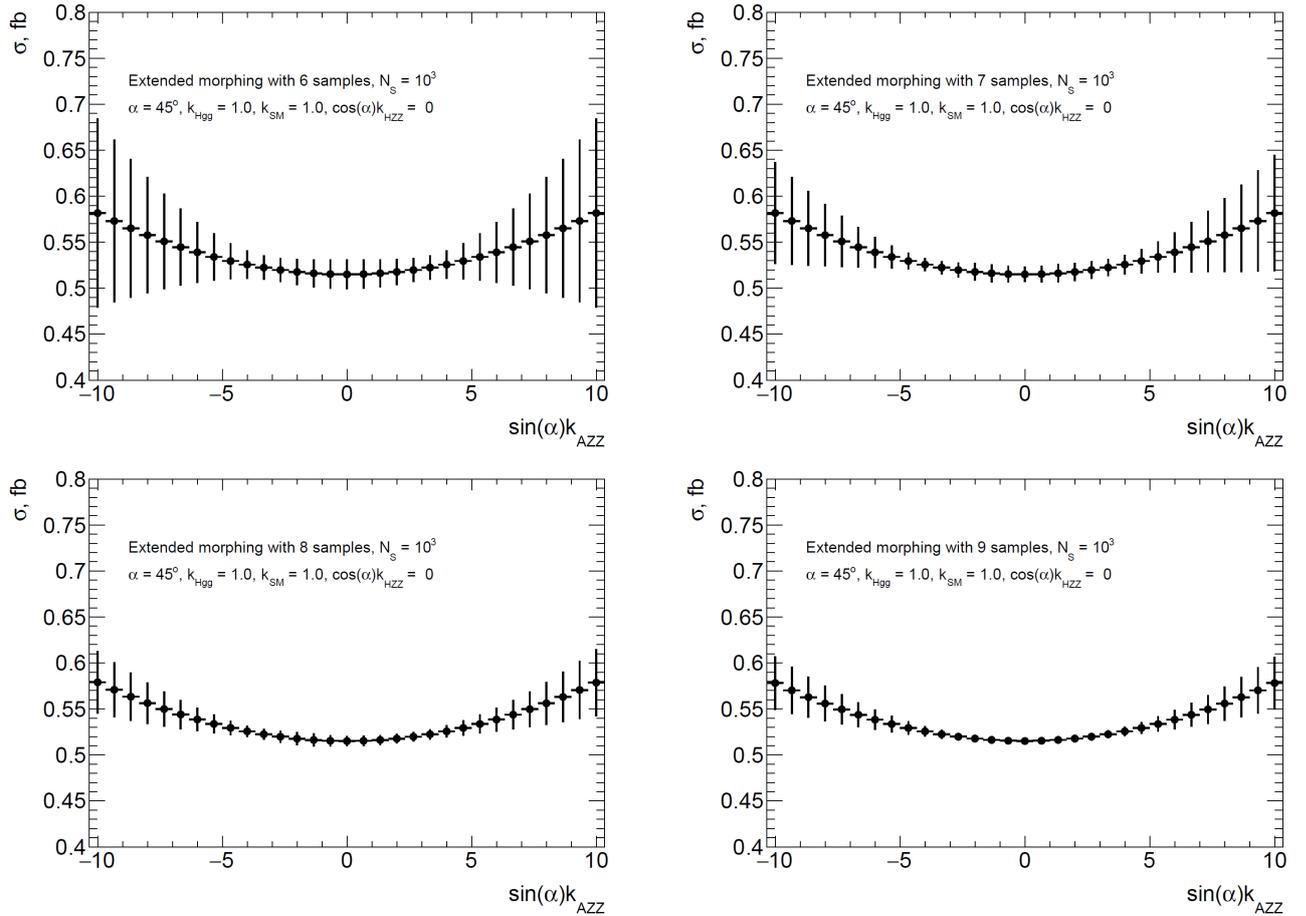


Рисунок 4.7 — Графики зависимости полного сечения процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от константы связи  $k_{AZZ}$ . Добавление новых базовых наборов данных существенно повышает статистическую достоверность описания.

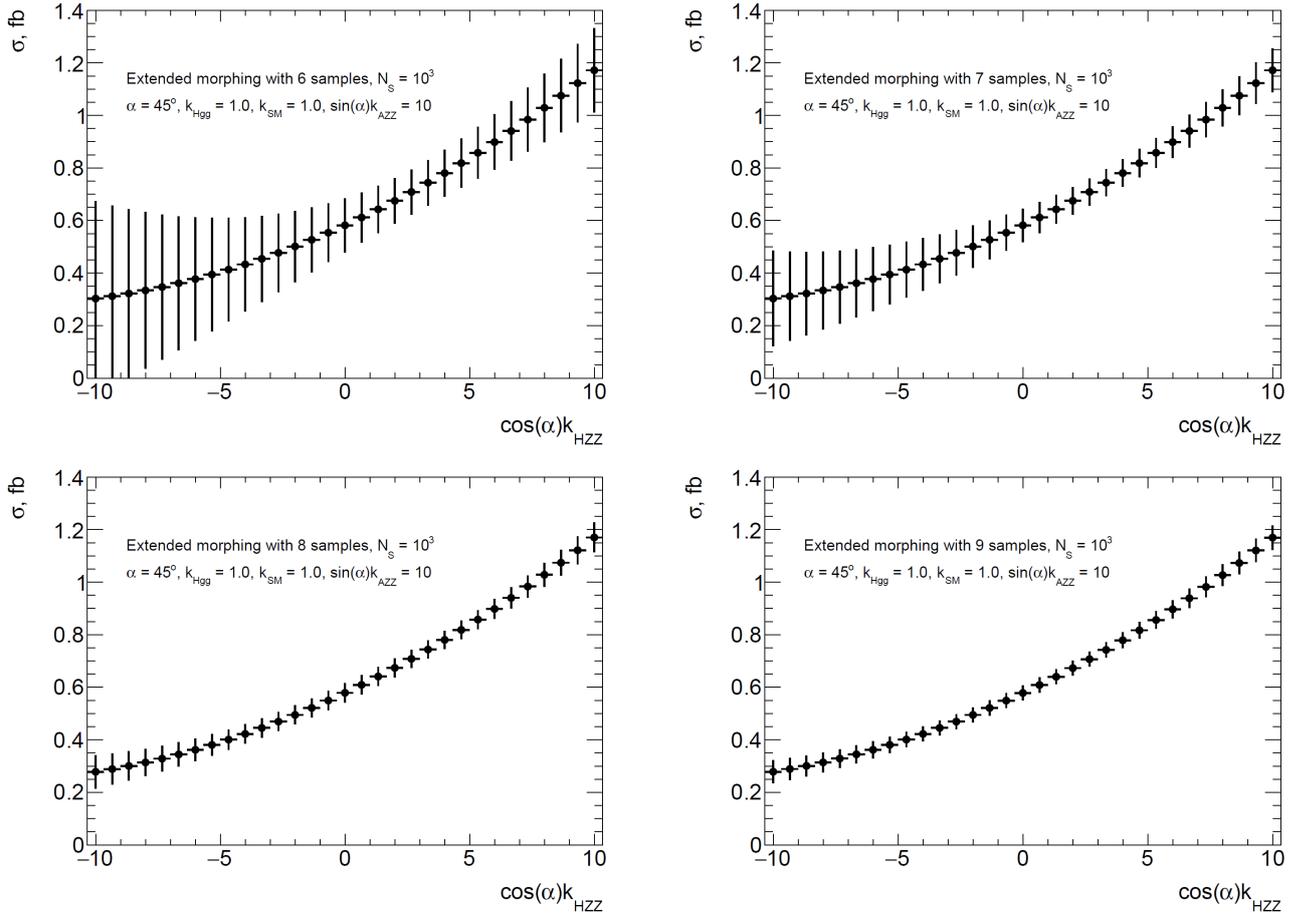


Рисунок 4.8 — Графики зависимости полного сечения процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от константы связи  $k_{HZZ}$ . Добавление новых базовых наборов данных существенно повышает статистическую достоверность описания.

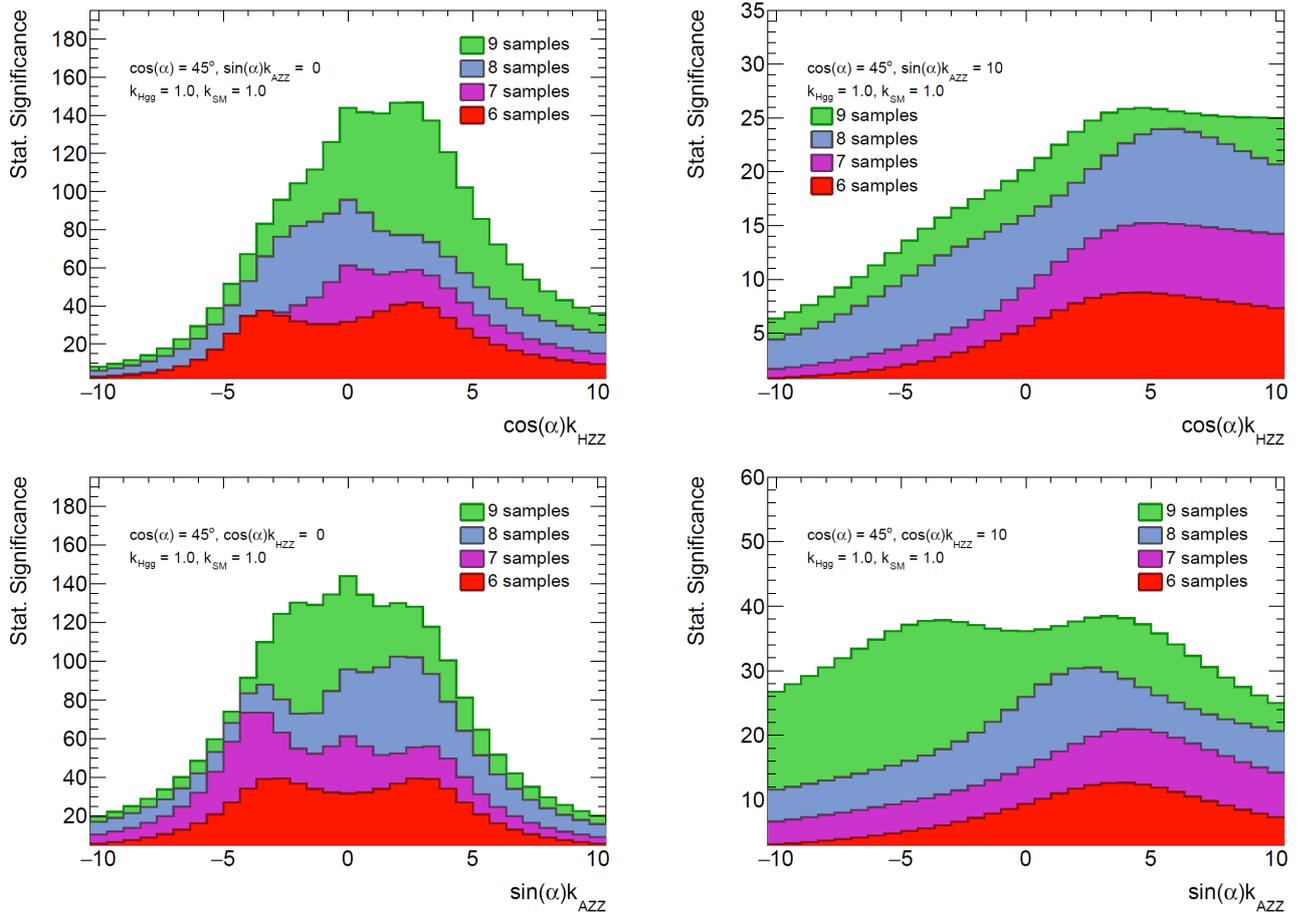


Рисунок 4.9 — Одномерные графики зависимости статистической значимости полных сечений процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ , причём одна из них каждый раз предполагается фиксированной. В случае добавления трёх дополнительных базовых наборов данных статистическая значимость в некоторых областях возрастает примерно на 250%.

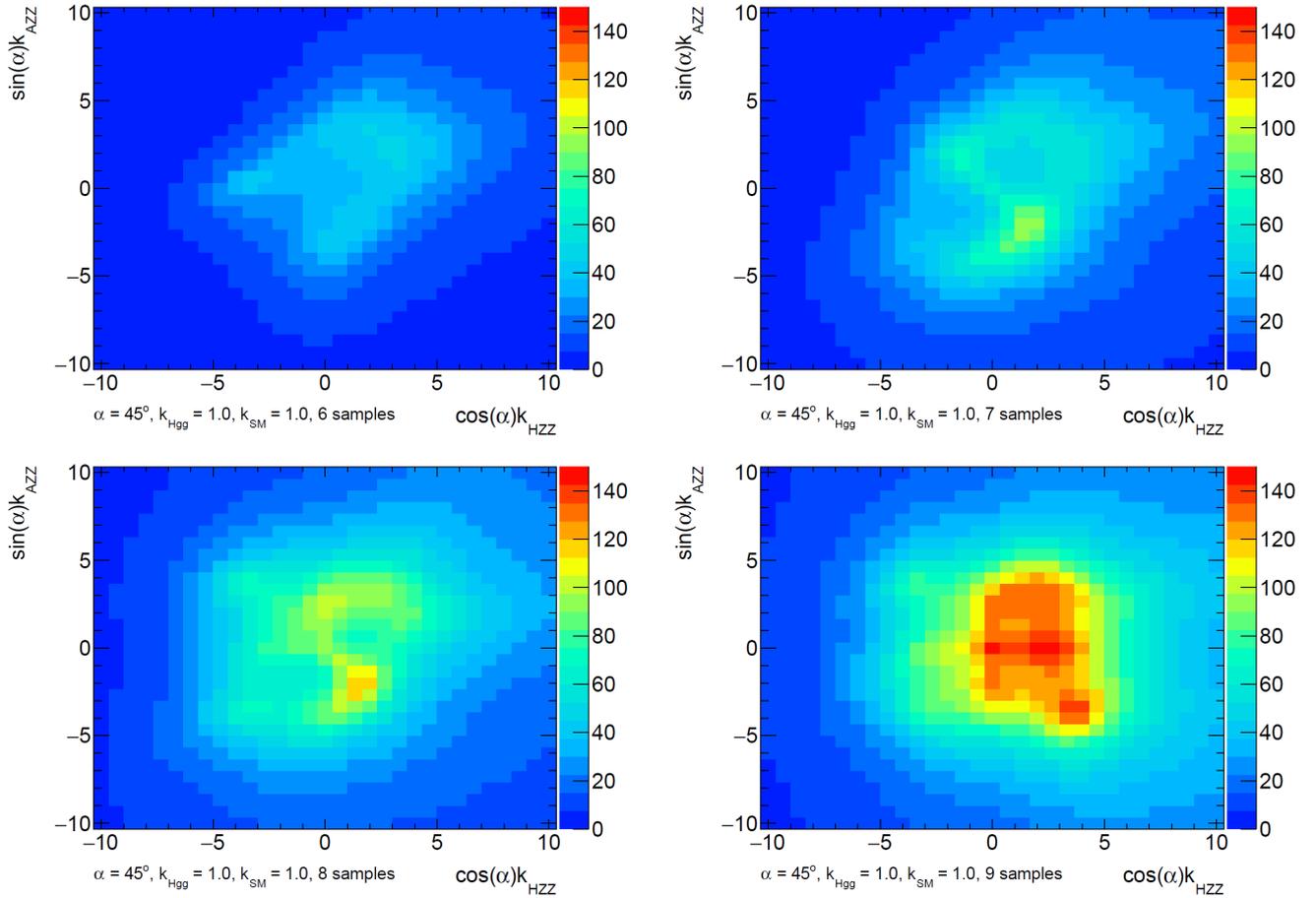


Рисунок 4.10 — Двумерные графики зависимости статистической значимости полных сечений процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ . В случае добавления трёх дополнительных базовых наборов данных статистическая значимость в некоторых областях возрастает примерно на 250%.

#### 4.4 Заключение к главе 4

В данной главе рассматривались вопросы, посвящённые применению формализма ЭТП для решения конкретных феноменологических задач, которые служили базой для дальнейших исследований.

Так, были впервые получены формулы, связывающие значения параметров феноменологической модели НС с моделью на основе эффективной амплитуды, используемой в Монте-Карло генераторе JHU. Также были перепроверены выражения, связывающие параметры моделей НС и SMEFT (Хиггс базис). Впервые опубликованные в статье [29], данные формулы были скорректированы в ходе выполнения диссертационной работы. Таким образом, стало возможно работать в любой из популярных феноменологических моделей: НС, SMEFT и амплитудной модели генератора JHU. При этом результаты, полученные в рамках одной модели, легко могут быть транслированы в любую другую. Константы связи в различных базисах модели SMEFT при этом могут быть связаны друг с другом с помощью программного пакета Rosetta [14]. Полученные результаты многократно использовались ранее и используются в настоящее время членами коллаборации в ходе проведения исследований.

Кроме того, на основе современных экспериментальных ограничений на полные сечения процессов с участием бозона Хиггса были определены рабочие области параметров рассматриваемых феноменологических моделей. Данная работа была необходима для того, чтобы не получать заведомо противоречащие эксперименту предсказания теории при разработке методов поиска аномальных взаимодействий.

Также в данном разделе был описан метод моделирования сигнальных распределений, под названием метод морфинга, и разработана его улучшенная версия, которая носит название метода расширенного морфинга, а также проведена их проверка [84]. Методы морфинга также используются членами коллаборации в ходе анализов данных. Так, например, с их помощью стало возможно получать гладкие функции правдоподобия, так как теперь отпала необходимость генерировать отдельный Монте-Карло набор для каждой точки сканирования по константе связи (см. параграф 5.3.2 главы 5).

## Глава 5. Методы поиска аномальных взаимодействий в хиггсовском секторе

### 5.1 Метод асимметрий в распаде $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

#### 5.1.1 Интерференционные эффекты конечного состояния

В ходе экспериментов на БАК бозон Хиггса может рождаться и распадаться по нескольким различным каналам. Для того, чтобы зарегистрировать присутствие бозона Хиггса в массиве данных, прежде всего необходимо идентифицировать продукты его распада. Наиболее значимые с точки зрения вероятности моды распада бозона Хиггса приведены на рисунке 5.1. При этом каждый из каналов распада обладает своими уникальными особенностями, позволяющими отличить его от других процессов.

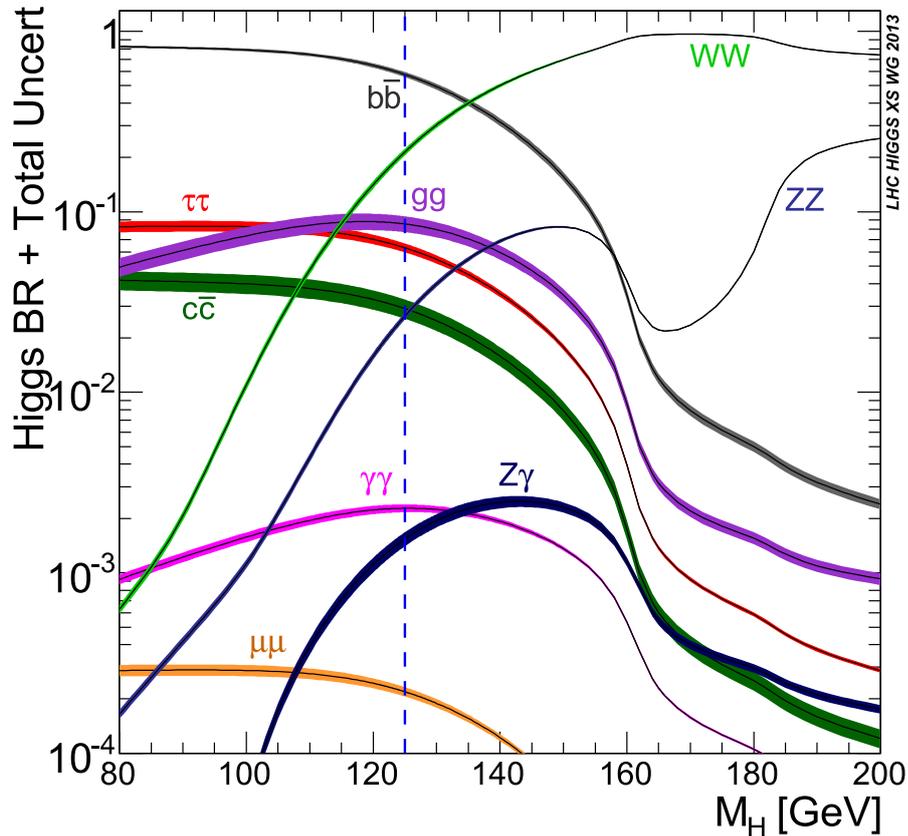


Рисунок 5.1 — График зависимостей вероятностей распада бозона Хиггса по различным каналам от его массы.

Канал распада бозона Хиггса в четыре лептона был выбран для изучения по нескольким причинам. Во-первых, подобная сигнатура с точки зрения эксперимента реконструируется наиболее эффективным образом, поскольку четыре

высокоэнергетических лептона со вполне определённой суммарной инвариантной массой легко отличить от фоновых частиц. Во-вторых, если рассматривать конкретно эксперимент ATLAS, то разрешения трековой системы, электромагнитного калориметра и мюонной системы позволят провести измерения импульсов лептонов с высокой точностью, что позволит получить чёткий сигнальный пик на распределении по четырёхлептонной инвариантной массе. И, в-третьих, распад бозона Хиггса в четыре лептона происходит с участием двух промежуточных векторных частиц ( $Z$ -бозонов). Векторные частицы, в свою очередь, обладая ненулевым спином, способствуют появлению угловых корреляций между лептонами конечного состояния и вершиной взаимодействия  $HZZ$ . Именно это свойство взаимодействий калибровочных бозонов и позволило провести исследование, описываемое в данном разделе. Фейнмановская диаграмма подобного сигнального процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  приведена на рисунке 5.2. При этом в общем случае переменные  $\cos \theta^*$ ,  $\Phi$  и  $\Phi_1$  обладают самой высокой чувствительностью к возможным эффектам вне рамок СМ, будь то нестандартное значение спина бозона Хиггса или его СР-чётность.

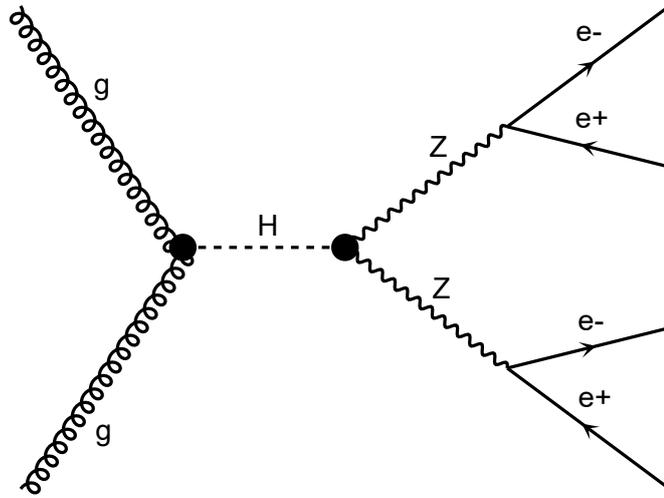


Рисунок 5.2 — Фейнмановская диаграмма процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ .

В случае процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  можно выделить несколько специальных кинематических переменных, которые будут обладать чувствительностью к возможным проявлениям физики вне рамок СМ. Определение данных переменных приведено на рисунке 5.3.

При изучении процесса 5.2 существует три возможных конечных состояния:  $4e$ ,  $2e2\mu$  и  $4\mu$ . При этом конечные состояния  $4e$  и  $4\mu$  с точки зрения кинематических распределений должны быть очень похожи, в то время как

конечное состояние  $2e2\mu$  будет от них отличаться в силу того, что здесь отсутствуют эффекты интерференции между тождественными частицами конечного состояния. Подобные эффекты могут вносить дополнительные поправки при поиске эффектов вне рамок СМ, поэтому необходимо оценить масштаб вклада интерференционных членов в распределения по наблюдаемым.

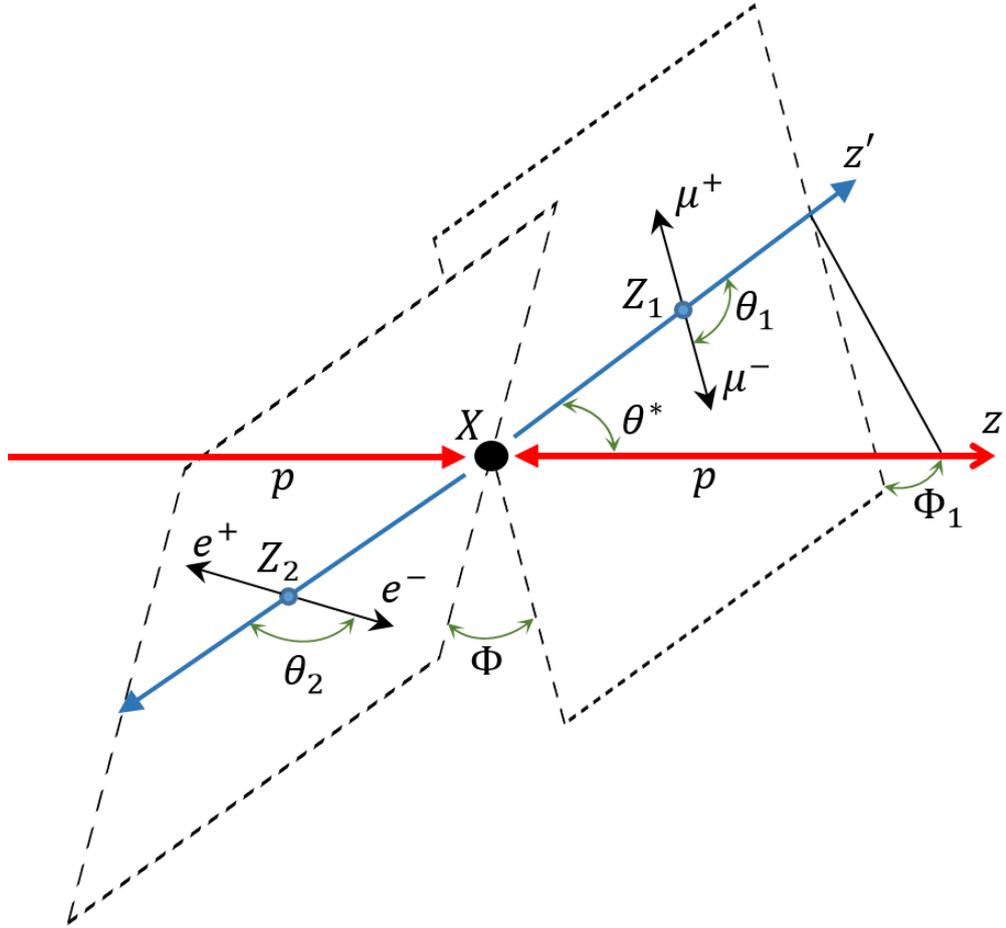


Рисунок 5.3 — Определение CP-чувствительных угловых кинематических переменных конечного состояния в процессе  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ .

Для решения данной задачи были сгенерированы отдельные наборы данных для каналов распада  $4e$ ,  $4\mu$  и  $2e2\mu$  с помощью Монте-Карло генераторов MadGraph5\_aMC@NLO [66], JHU [82] и POWHEG+Prophecy4f [87]. Для проверки вклада интерференционных эффектов были построены распределения по кинематическим переменным, определённым на рисунке 5.3. Примеры некоторых полученных распределений по переменным  $M_{Z_1}$ ,  $M_{Z_2}$ ,  $\cos\theta_1$ ,  $\cos\theta_2$  и  $\Phi$  для конечных состояний  $4e$  и  $2e2\mu$  приведены на рисунках 5.4, 5.5, 5.6, 5.7 и 5.8, соответственно.

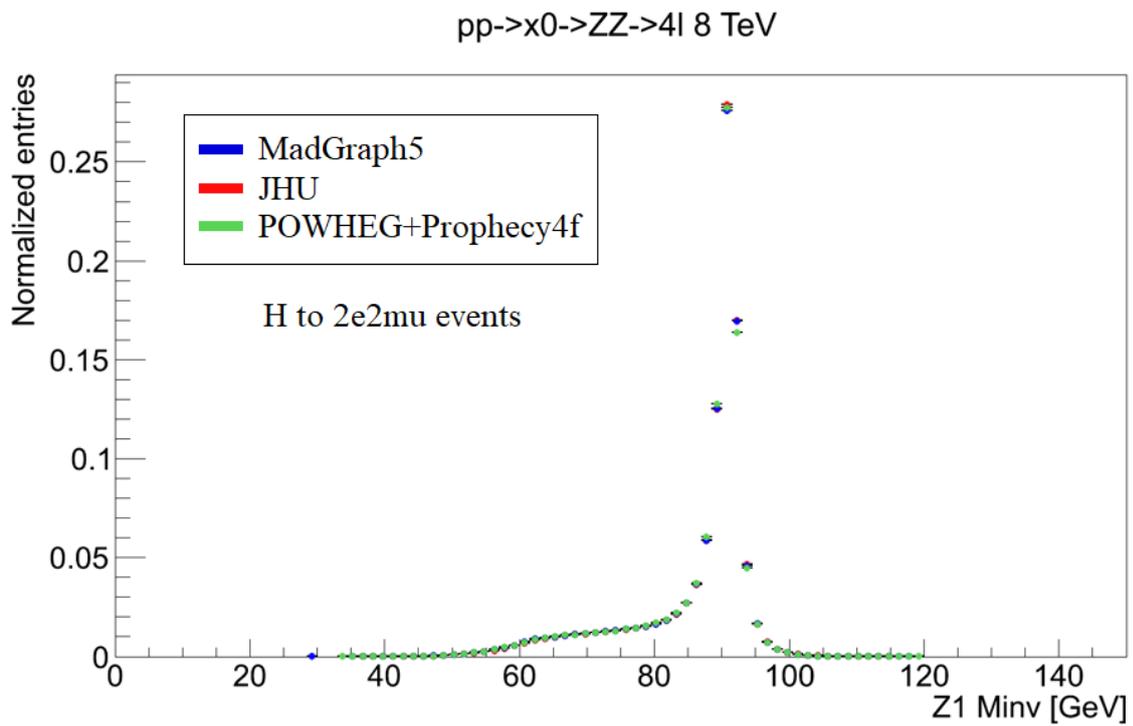
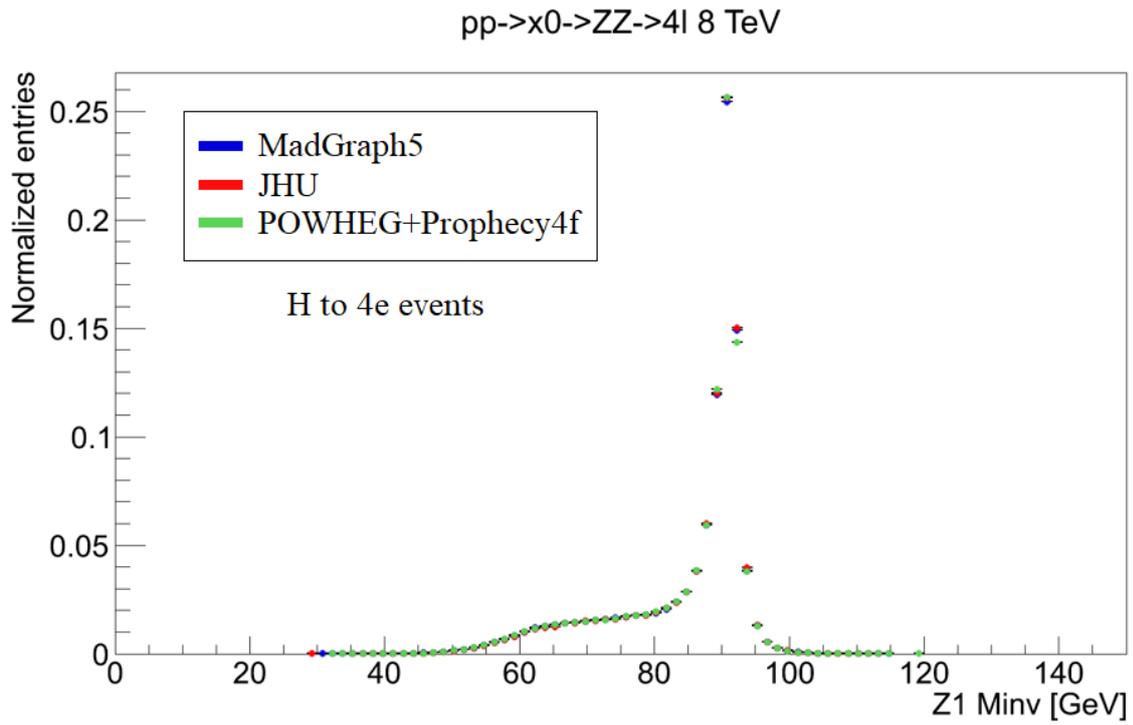


Рисунок 5.4 — Распределение по массе лидирующего  $Z$ -бозона для распада  $H \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow 2e2\mu$  (снизу).

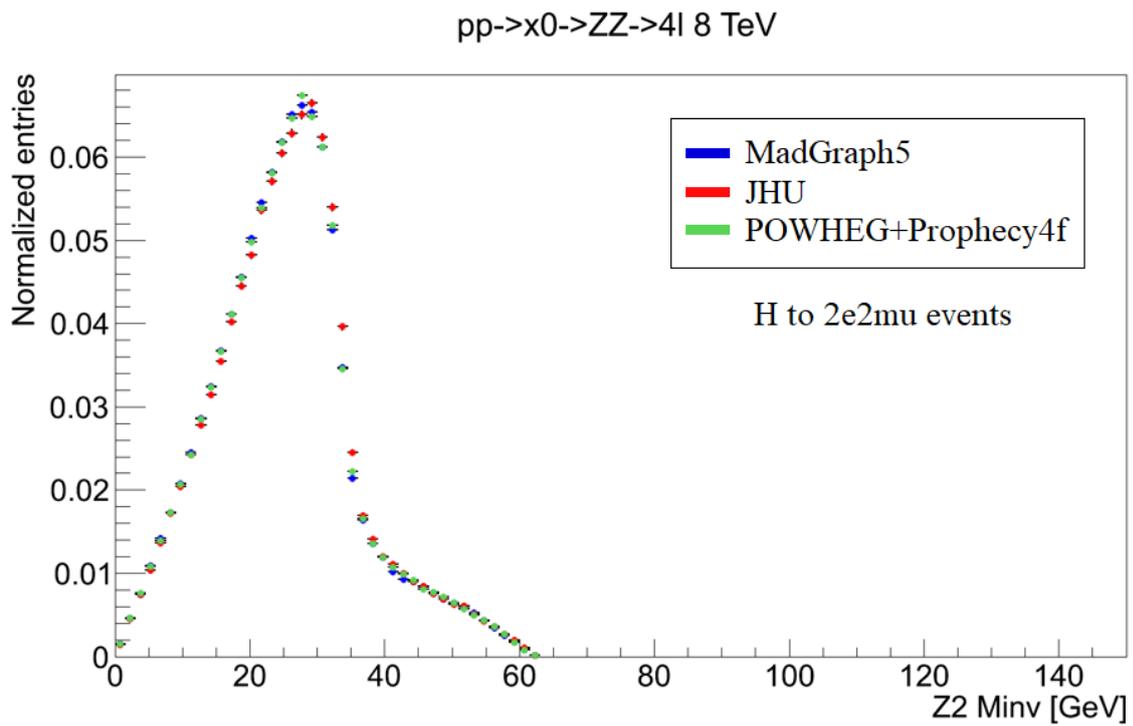
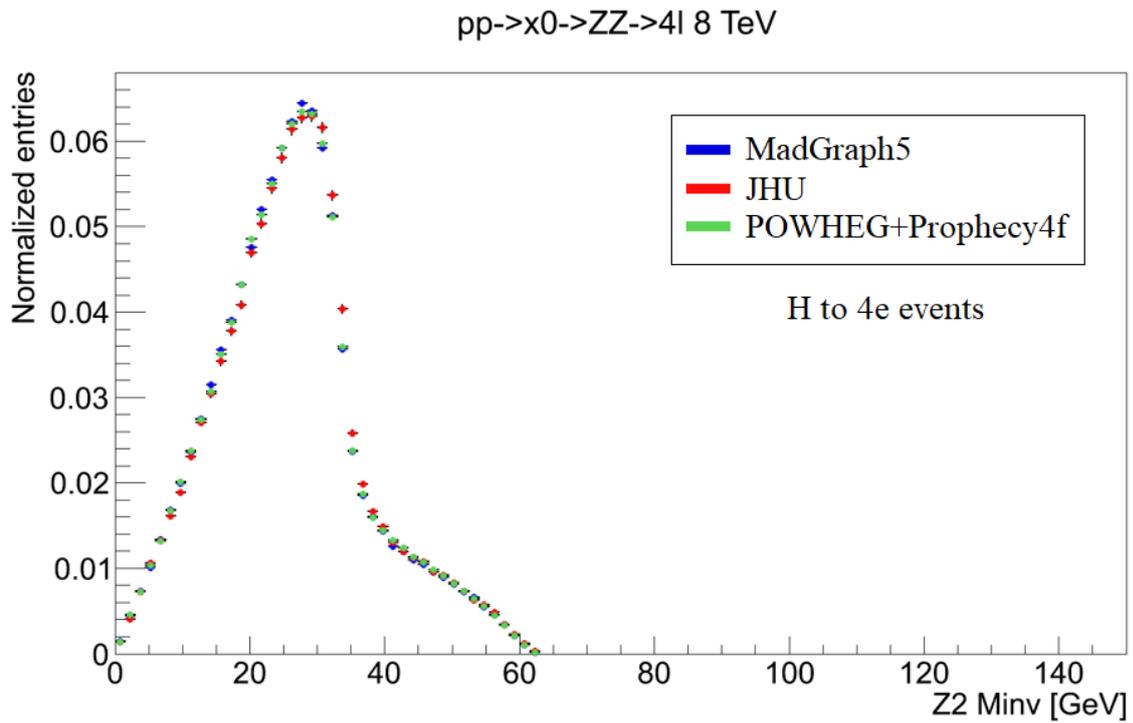


Рисунок 5.5 — Распределение по массе следующего за лидирующим  $Z$ -бозона для распада  $H \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow 2e2\mu$  (снизу).

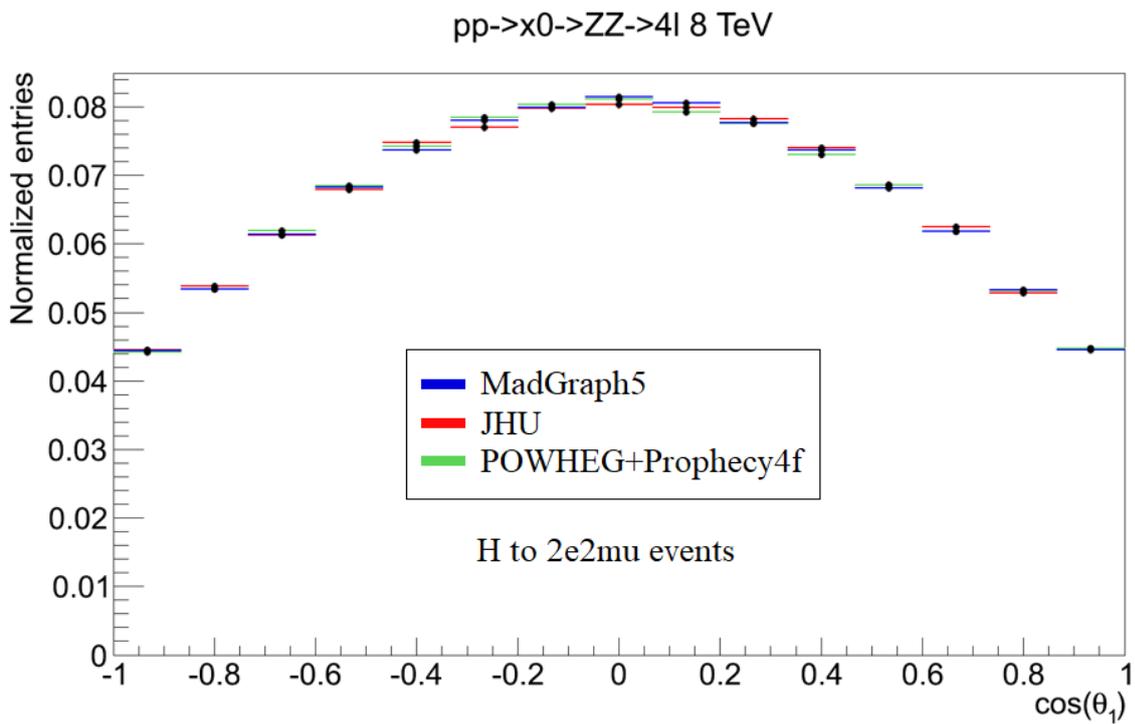
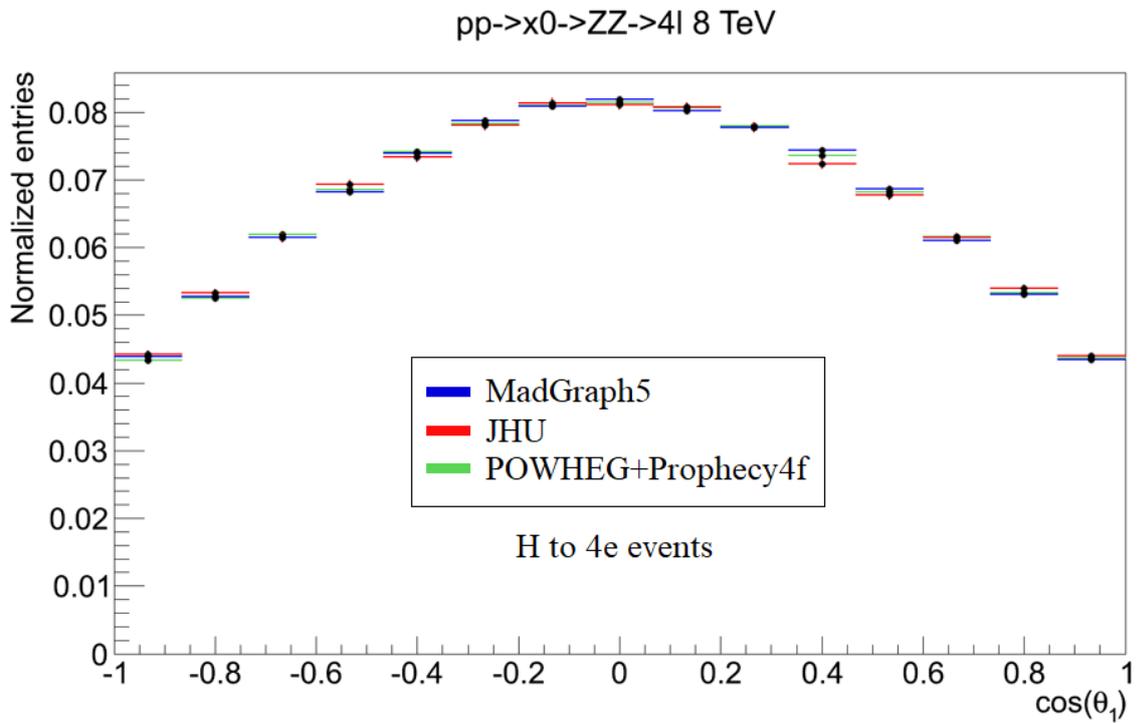


Рисунок 5.6 — Распределение по углу  $\cos \theta_1$  для распада  $H \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow 2e2\mu$  (снизу).

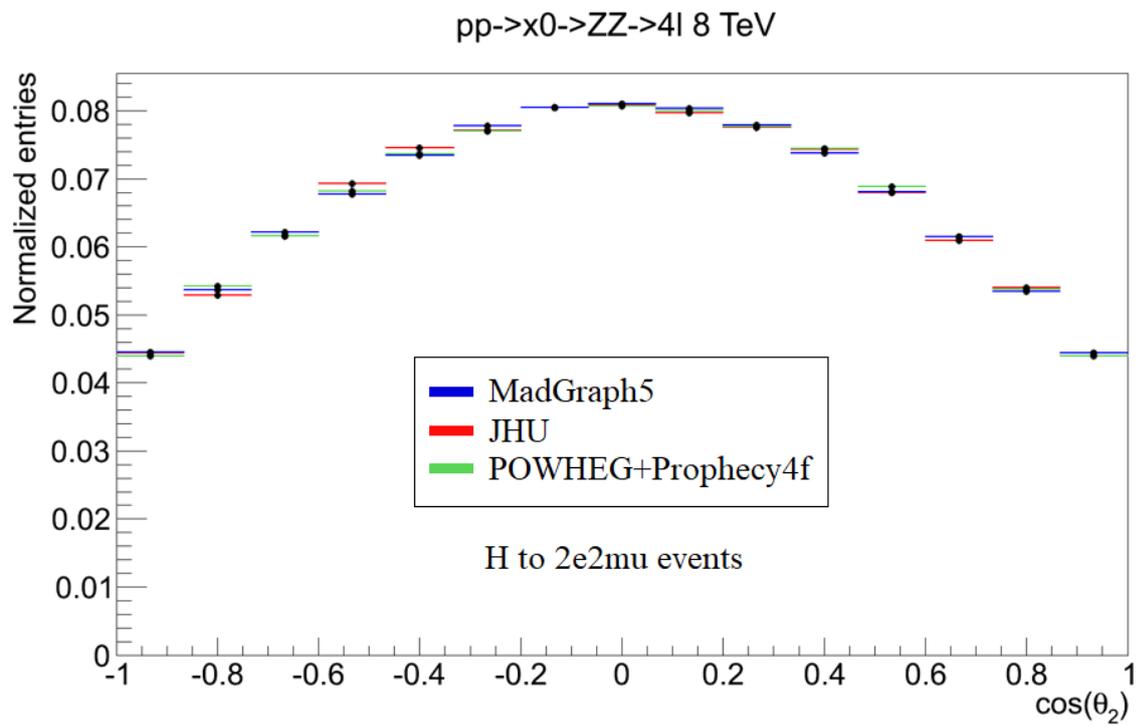
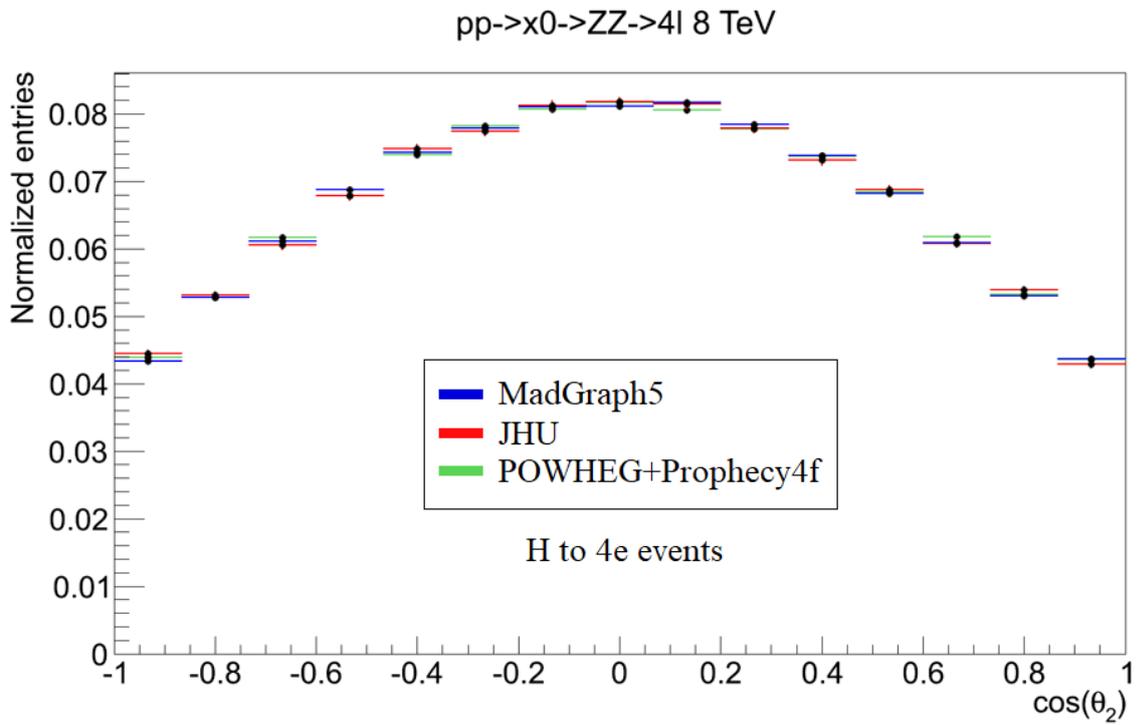


Рисунок 5.7 — Распределение по углу  $\cos \theta_2$  для распада  $H \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow 2e2\mu$  (снизу).

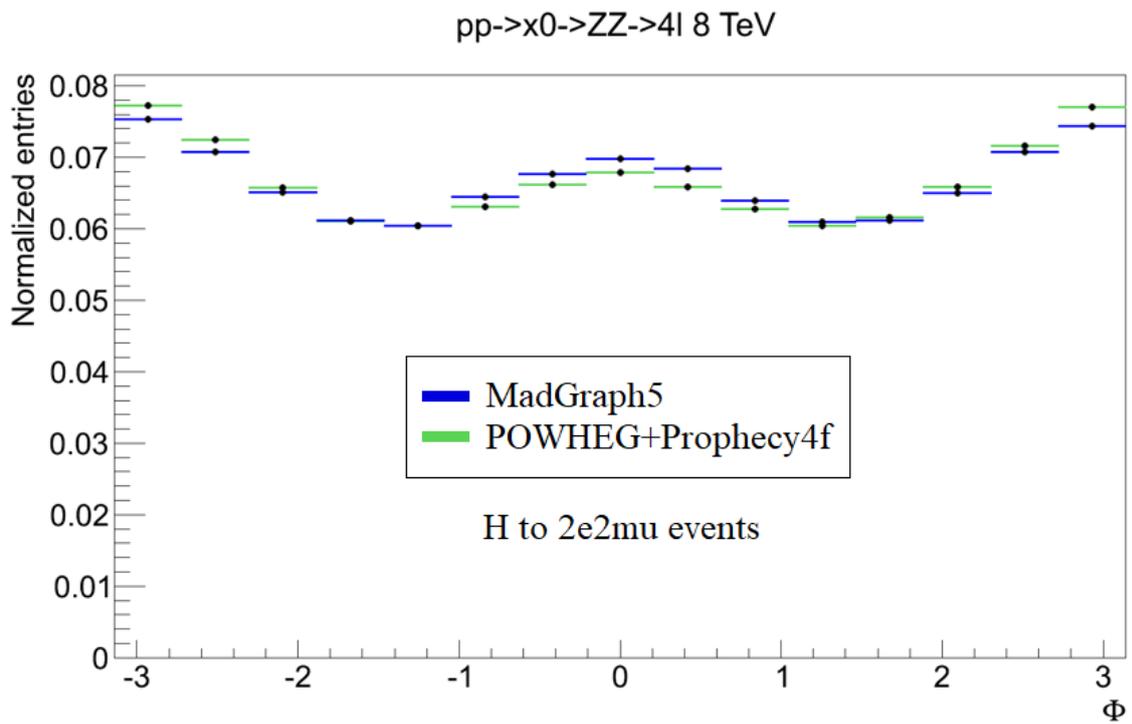
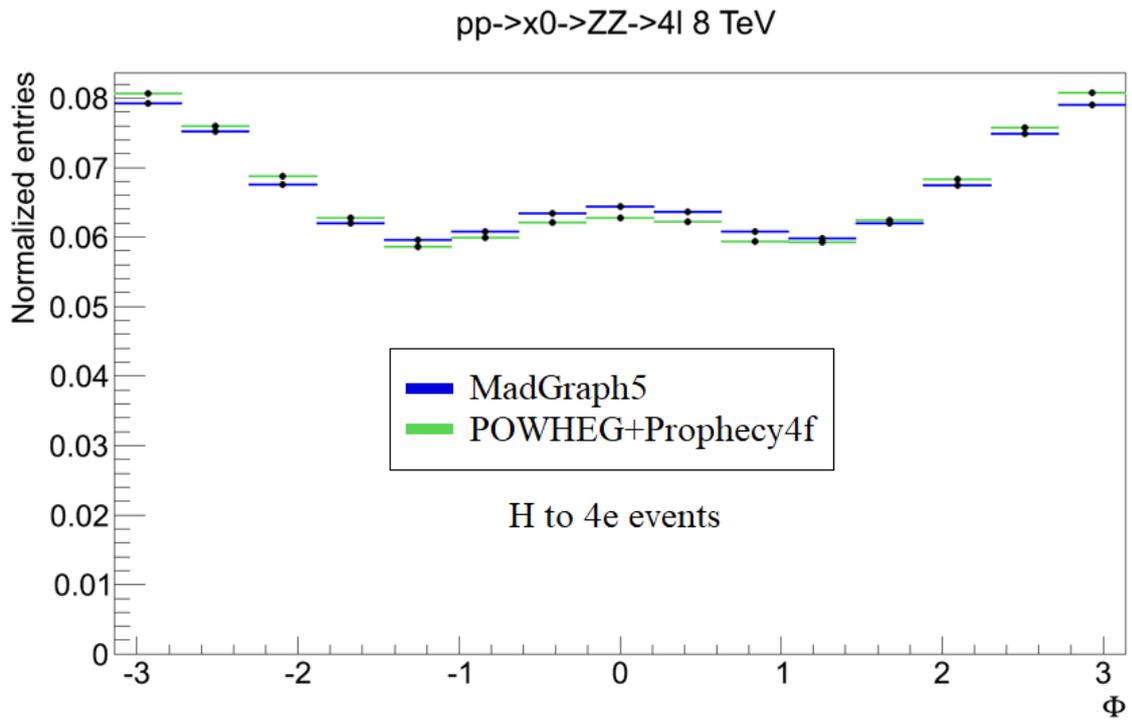


Рисунок 5.8 — Распределение по углу  $\Phi$  для распада  $H \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow 2e2\mu$  (снизу).

Совокупность полученных результатов показывает, что масштаб интерференционных эффектов для некоторых кинематических переменных, например, таких как  $\Phi$ , составляет порядка 5 – 10%, а для остальных переменных вклад интерференционных слагаемых ещё меньше. Также было проведено дополнительное исследование, целью которого была проверка влияния интерференционных эффектов в случае наличия эффектов вне рамок СМ, в частности СР-нечётных и СР-чётных аномальных взаимодействий в вершине  $HZZ$ . Данное исследование подробно изложено в параграфе 5.3.2.

### 5.1.2 Наблюдаемые кинематические переменные

Одним из наиболее многообещающих методов для изучения эффектов СР-нарушения в процессе 5.2 является анализ угловых и массовых кинематических распределений лептонов конечного состояния [80; 81]. Общий выбор угловых кинематических переменных (наблюдаемых) для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  показан на рисунке 5.3.

Ещё более перспективный подход основан на изучении асимметрий угловых распределений, которые возникают в случае нарушения СР-инвариантности. В статье [88] предлагается шесть наблюдаемых величин, которые обладают чувствительностью к значению СР-чётности бозона Хиггса. Угловая кинематическая наблюдаемая первого порядка при этом определяется следующим образом:

$$O_1 = \frac{(\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}) \cdot (\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H})}{|\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}| |\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}|}. \quad (5.1)$$

Здесь  $\vec{p}_i$ ,  $i = 1, \dots, 4$  - 3-импульсы лептонов конечного состояния в порядке  $l_1 \bar{l}_1 l_2 \bar{l}_2$ . Индексы 1 и 2 присваиваются лептону и антилептону, образовавшимся в ходе распада  $Z$  бозона, находящегося на массовой оболочке. Индексы 3 и 4 присваиваются двум остальным лептонам  $l$  и  $\bar{l}$ , соответственно. Индексы  $Z$  и  $H$  обозначают, что соответствующие 3-векторы берутся в системах покоя  $Z$ -бозона или бозона Хиггса, соответственно. Используя эти обозначения, можно определить угловую кинематическую наблюдаемую второго порядка  $O_2$ :

$$O_2 = \frac{(\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}) \cdot (\vec{p}_{4H} \times \vec{p}_{3H})}{|\vec{p}_{2Z} - \vec{p}_{1Z}| |\vec{p}_{4H} \times \vec{p}_{3H}|}. \quad (5.2)$$

Угловые кинематические наблюдаемые третьего порядка  $O_3$  можно определить с использованием наблюдаемой  $O_1$ :

$$O_3 = O_1 O_{3a} O_{3b}, \quad (5.3)$$

где

$$O_{3a} = \frac{(\vec{p}_{4Z} - \vec{p}_{3Z}) \cdot (\vec{p}_{1H} \times \vec{p}_{2H})}{|\vec{p}_{4Z} - \vec{p}_{3Z}| |\vec{p}_{1H} \times \vec{p}_{2H}|} \quad (5.4)$$

и

$$O_{3b} = \frac{(\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}) \cdot (\vec{p}_{1H} + \vec{p}_{2H})}{|\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}| |\vec{p}_{1H} + \vec{p}_{2H}|}. \quad (5.5)$$

Три кинематические наблюдаемые высших порядков определяются следующим образом:

$$O_4 = \frac{[(\vec{p}_{3H} \times \vec{p}_{4H}) \cdot \vec{p}_{1H}][(\vec{p}_{3H} \times \vec{p}_{4H}) \cdot (\vec{p}_{1H} \times \vec{p}_{2H})]}{|\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}|^2 |\vec{p}_{1H} + \vec{p}_{2H}| |\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}|^2 |\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}|^2 / 16}, \quad (5.6)$$

$$O_5 = \frac{[(\vec{p}_{4H} \times \vec{p}_{3H}) \cdot \vec{p}_{1H}][(\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}) \cdot \vec{p}_{3Z}]}{|\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}| |\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}|^2 |\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}|^2 / 8}, \quad (5.7)$$

и

$$O_6 = \frac{[(\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}) \cdot (\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H})][(\vec{p}_{3H} \times \vec{p}_{4H}) \cdot \vec{p}_{1H}]}{|\vec{p}_{1Z} - \vec{p}_{2Z}|^2 |\vec{p}_{3H} + \vec{p}_{4H}|^2 |\vec{p}_{3Z} - \vec{p}_{4Z}| / 4}. \quad (5.8)$$

Приведённые наблюдаемые связаны с угловыми переменными конечного состояния, определенными в статье [80], и проиллюстрированными на рисунке 5.3. Так, например, тривиальный расчёт демонстрирует, что  $O_1 = \cos \theta_1$ , а  $O_2 = -\sin \varphi \sin \theta_1$ .

Необходимо обратить внимание на тот факт, что полное поперечное сечение процесса является СР-чётным - интерференционные члены между СР-чётными и СР-нечётными слагаемыми лагранжиана при интегрировании обращаются в ноль. Таким образом поперечное сечение процесса не может быть использовано для обнаружения присутствия СР-нарушающих членов в вершине  $HZZ$ .

Главной целью данного исследования была оценка эффективности метода поиска аномальных взаимодействий в процессе  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  с использованием асимметрий угловых наблюдаемых. Для этого в качестве феноменологической модели была выбрана модель, основанная на лагранжиане (4.1). При этом предполагалось, что в вершине  $HZZ$  одновременно присутствует как СР-чётный член СМ, так и СР-нечётный член вне рамок СМ. Таблица 6 — Параметры модели НС, используемой для Монте-Карло генерации сигнальных наборов данных.

$k_{SM}$	$k_{HZZ}$	$k_{AZZ}$	$k_{Hgg}$	$k_{Agg}$	$\Lambda, \text{ ГэВ}$
1	0	28.6	1	1	$10^3$

В качестве Монте-Карло генератора для моделирования сигнальных событий был выбран генератор MadGraph5\_aMC@NLO. Монте-Карло генерация сигнальных наборов данных, используемых в данном исследовании, проводилась в соответствии с параметрами, представленными в таблице 6.

Коэффициент  $k_{AZZ}$  был выбран таким образом, чтобы обеспечить равные сечения для распадов CP-нечётного и CP-чётного физических состояний бозона Хиггса:  $\sigma(c_\alpha = 0) = \sigma(c_\alpha = 1)$ . Тензорные константы связи для вершины распада, соответствующей амплитуде (4.4), согласно таблице 4, можно восстановить с помощью следующих соотношений:  $g_2 = 2ic_\alpha$  и  $g_4 = 2is_\alpha \tilde{K}_{AZZ}$ , где  $\tilde{K}_{AZZ} = 1,76$ . При этом фактор  $2i$  не играет роли с точки зрения изучения асимметрий, поскольку он определяет общую нормировку сечения.

Сигнальные наборы данных были сгенерированы в диапазоне угла смешивания  $-1 \leq \cos \alpha \leq 1$  с шагом 0,05. Доминирующие фоновые процессы  $q\bar{q} \rightarrow ZZ, Z\gamma$  также были смоделированы с помощью генератора MadGraph5\_aMC@NLO. При этом предполагалось, что интерференция сигнала с фоном будет слабой и ей можно пренебречь.

После моделирования сигнальных и фоновых событий при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ была также выполнена адронизация конечного состояния с использованием Монте-Карло генератора PYTHIA6 [89]. Базовые детекторные эффекты были учтены при помощи программного пакета PGS [66]. Основные параметры детектора, используемые при моделировании, приведены в таблице 7. Для сравнения, Таблица 7 — Технические параметры, используемые для симуляции детекторных эффектов при помощи пакета PGS.

Параметр	Значение
Разрешение электромагнитного калориметра $\cdot \sqrt{E}$	0.1
Разрешение адронного калориметра $\cdot \sqrt{E}$	0.8
Разрешение по потерянной поперечной энергии	0.2
Внешний радиус трекера (м)	1.0
Магнитное поле (Т)	2.0
Эффективность поиска треков	0.98
Покрытие трековой системы по $\eta$	2.5
Покрытие по $\eta$ для $e/\gamma$	2.8
Покрытие мюонной системы по $\eta$	2.8

референтные параметры детекторов ATLAS и CMS могут быть найдены в соответствующих статьях [90; 91].

На финальном этапе генерации проводился кинематический отбор событий. При этом требовалось, чтобы реконструированные калибровочные бозоны-кандидаты распадались на две пары противоположно-заряженных лептонов. Если в событии было восстановлено несколько таких кандидатов, то отбирались те две пары лептонов, инвариантные массы которых были ближе всего к инвариантной массе  $Z$ -бозона. Для каждого отдельного лептона проверялось требование по псевдобыстроте ( $|\eta| < 2.5$ ) и поперечному импульсу ( $p_T > 7$  ГэВ). Самый высокоэнергетический лептон должен также удовлетворять условию  $p_T > 20$  ГэВ, тогда как ко второму (третьему) лептону, аналогично, предъявлялось требование  $p_T > 15$  ГэВ ( $p_T > 10$  ГэВ). Инвариантная масса  $Z$ -бозона на массовой оболочке рассматривалась в пределах (50,106) ГэВ, в то время как для  $Z$ -бозона вне массовой оболочки применялось условие  $m_{Z^*} > 20$  ГэВ. Таким образом, отбирались только те кандидаты в бозоны Хиггса, которые удовлетворяли условию  $115 < m_H < 130$  ГэВ. Предложенный отбор является упрощенной версией отбора, описанного в статье [4].

### 5.1.3 Асимметрии угловых наблюдаемых

Для каждой наблюдаемой  $O_i$ , чувствительной к аномальным взаимодействиям, соответствующая асимметрия определяется как

$$A_i = \frac{N(O_i > 0) - N(O_i < 0)}{N(O_i > 0) + N(O_i < 0)}, \quad (5.9)$$

где  $N$  - количество событий, в которых наблюдаемая принимает значение меньше или больше нуля. Интегрируя соответствующие вероятности распадов, можно показать, что эти асимметрии непосредственно чувствительны к значениям тензорных констант связи, определенных в амплитуде (4.4) [88]. Величина асимметрии  $A_1$  пропорциональна  $Im(g_4)$ , тогда как асимметрии  $A_2, A_3, A_4, A_5$  и  $A_6$  определяются значениями  $Re(g_4)$  и  $Im(g_2)$ , соответственно.

Теоретический обзор метода асимметрий, чувствительных к CP-нарушению, с использованием процесса 5.2 был выполнен в статье [88]. В рамках текущего же исследования был проведён полноценный Монте-Карло анализ данных с учётом эффектов адронизации конечного состояния, общих детекторных эффектов и вклада от неприводимого фона, который представлен

процессами  $q\bar{q} \rightarrow ZZ/Z\gamma \rightarrow 4l$ . Лептонная интерференция конечного состояния и вклад двух  $Z$ -бозонов вне массовой оболочки также принимался во внимание.

Распределения по наблюдаемым  $O_2, O_3, O_4$  и  $O_5$  для двух значений угла смешивания  $\cos \alpha = 1$  и  $\cos \alpha = 0.5$  приведены на рисунке 5.9.

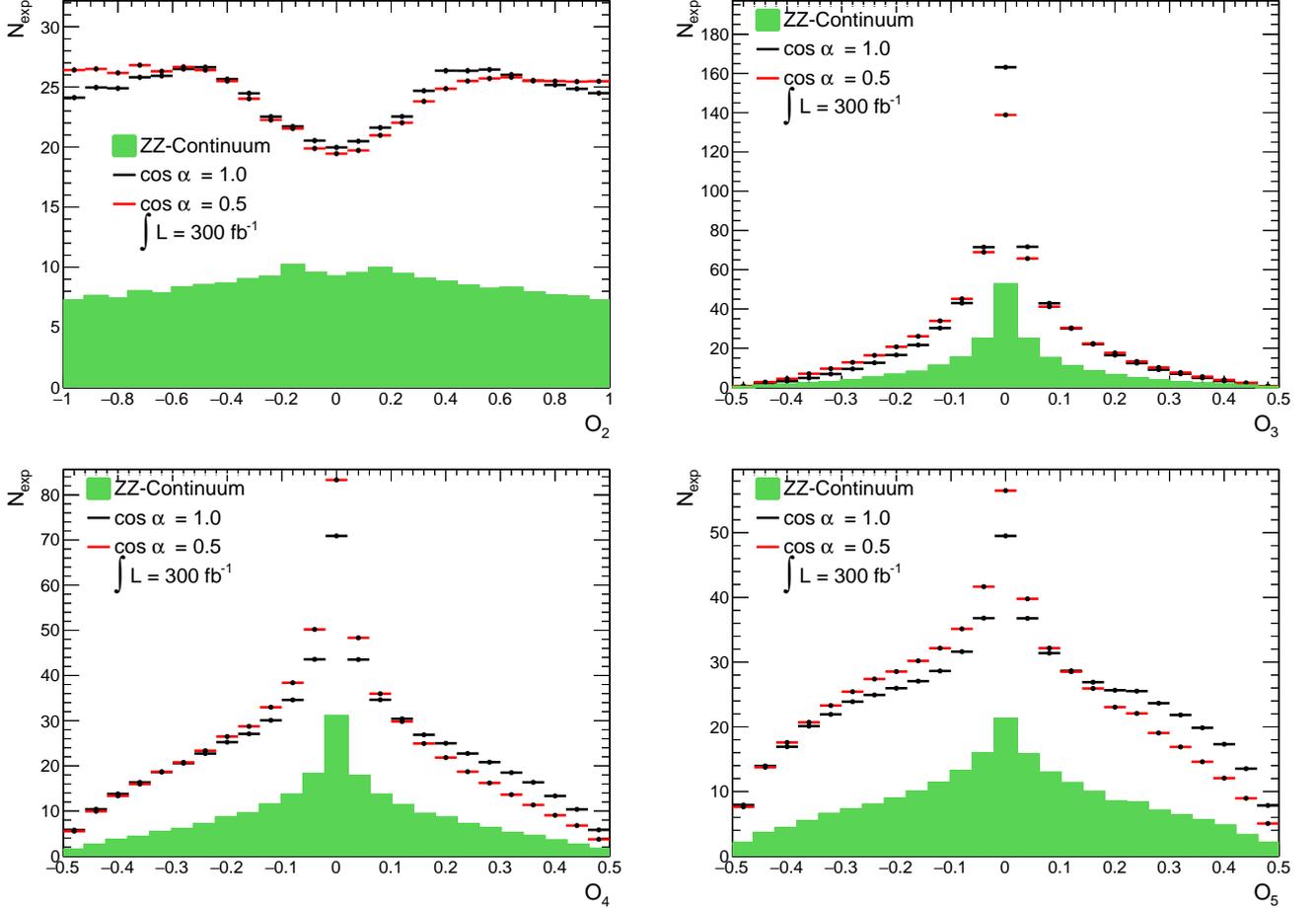


Рисунок 5.9 — Распределения по наблюдаемым  $O_2, O_3, O_4$  и  $O_5$  для двух значений угла смешивания  $\alpha$ . Чёрные линии соответствуют значению  $\alpha = 0$ , красные - значению  $\alpha = \frac{\pi}{3}$ , а зелёные гистограммы воспроизводят вклад фоновых событий.

Сигнальные события  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  были сгенерированы с использованием параметров, представленных в таблице 6. Вклады от сигнала и фона  $q\bar{q} \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  были нормированы в соответствии с их ожидаемыми значениями на уровне  $300 \text{ fb}^{-1}$ . Из полученных графиков видно, что присутствие CP-нарушающих слагаемых в лагранжиане приводит к искажению распределений по указанным наблюдаемым. Распределения по наблюдаемым от  $O_2$  до  $O_5$  становятся асимметричными при наличии реальной части константы связи  $g_4$ . Подобная асимметрия особенно ярко выражена для наблюдаемых  $O_4$  и  $O_5$ . Также из графиков следует, что в фоновых процессах CP-чётность сохраняется, а

соответствующие распределения наблюдаемых симметричны. Этот факт полностью согласуется с выводами, сделанными в статье [88]. Формы асимметрий  $A_i$  для параметров физической модели, представленной в таблице 6, показана на рисунке 5.10. Чистые CP-чётные и CP-нечётные физические состояния бозона Хиггса соответствуют значениям  $\cos \alpha = 1$  и  $\cos \alpha = 0$ , соответственно.

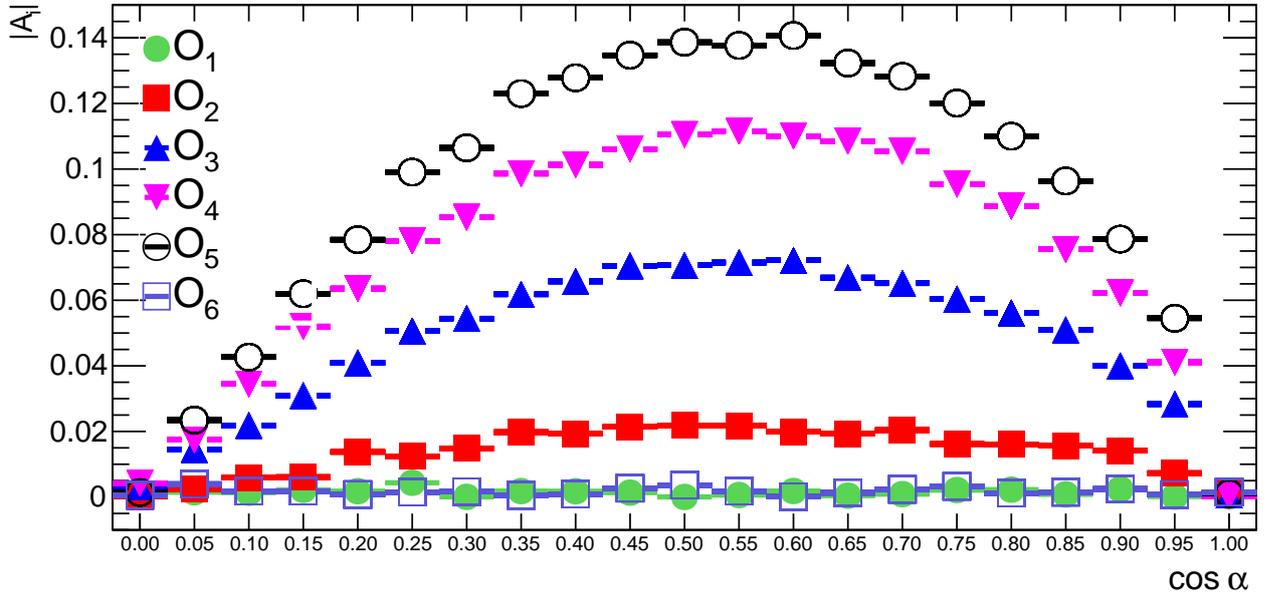


Рисунок 5.10 — Распределения асимметрий, сгенерированных для наблюдаемых  $O_i$ .

Заметим, что согласно структуре лагранжиана (4.1), величина CP-нарушающего вклада определяется параметром  $p = \tilde{K}_{AZZ} \operatorname{tg} \alpha$ . Таким образом, данный параметр определяет соответствующие асимметрии угловых наблюдаемых. Зная распределение асимметрий для заданного значения  $\tilde{K}_{AZZ}$ , можно получить соответствующие распределения для любого другого значения  $\tilde{K}_{AZZ}$ , используя условие  $p = \text{const}$ .

Стоит также заметить, что для параметров физической модели, используемой в данном исследовании, наблюдаемые  $O_1$  и  $O_6$  на уровне сигнальных Монте-Карло наборов данных не генерируют видимых асимметрий. Отсутствие асимметрий этих распределений подтверждает предположение о том, что дополнительные эффекты, которые учитываются в текущей работе, такие как лептонная интерференция, возможное рождение двух  $Z$ -бозонов вне массовой оболочки, учёт фоновых событий и экспериментальные ограничения детектора не приводят к появлению искусственной асимметрии, не связанной с наличием CP-нечётных членов в лагранжиане (4.1). Асимметричное поведение отчётливо

видно для наблюдаемых от  $O_2$  до  $O_5$ . Значения асимметрий для наблюдаемых  $O_4$  и  $O_5$ , рассчитанные по формуле (5.9), могут превышать 10%. При этом рассматриваемые асимметрии не должны быть чувствительны к структуре вершины рождения бозона Хиггса, так как в процессах, протекающих в  $s$ -канале с пропагатором спина 0, угловые корреляции между частицами начального и конечного состояний отсутствуют.

На рисунке 5.10 приведены графики асимметрий для значений  $\cos \alpha$  в диапазоне от 0 до 1. Для отрицательных значений  $\cos \alpha$  асимметрии меняют знак, но сохраняют ту же форму. Это свойство позволяет использовать метод асимметрий для измерения относительных фаз в амплитуде (4.4).

Величину статистической значимости наблюдаемой асимметрии можно оценить следующим образом:

$$S = \Delta N / \sqrt{N} = A_i N_S / \sqrt{N}, \quad (5.10)$$

где  $N = N_S + N_B$  - общее число сигнальных и фоновых событий, а  $\Delta N$  - разность числа событий, для которых  $O_i < 0$  и  $O_i > 0$ . Также нужно отметить, что  $\Delta N \approx \Delta N_S$ , так как фоновые события на древесном уровне не вносят вклада в величины асимметрий. Следуя методике оценки, предложенной в статье [92], число сигнальных и фоновых событий при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ можно представить как  $N_S = 1.32L$  и  $N_B = 0.71L$ , соответственно. Здесь  $L$  представляет собой интегральную светимость в единицах обратных фемтобарн ( $\text{fb}^{-1}$ ). Объём экспериментальных данных, соответствующий интегральной светимости в  $300 \text{ fb}^{-1}$ , ожидается набрать во время третьего этапа исследовательской программы БАК (2021-2023 года).

Используя приведённые выше выражения, можно рассчитать ожидаемую асимметрию величиной порядка 9,5%, которую возможно будет измерить с помощью полученного набора данных. Соответствующая статистическая значимость при этом будет составлять около двух стандартных отклонений. Регион  $0.340 < \cos \alpha < 0.789$  при этом будет исключён с уровнем доверия в 95%.

Данную область исключения можно представить в терминах доли событий  $f_{g_4}$  [93], возникающей из-за аномальной константы связи  $g_4$ :

$$f_{g_4} = \frac{\sigma_4 |g_4|^2}{\sigma_1 |g_1|^2 + \sigma_4 |g_4|^2}, \quad (5.11)$$

где  $g_i$  - константы связи в вершине распада бозона Хиггса, а  $\sigma_i$  - поперечное сечение процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ , соответствующее  $g_i = 1, g_{i \neq j} = 0$ . Выражение (5.11) можно переписать с использованием угла смешивания  $\alpha$  как:

$$f_{g_4} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_1}{\sigma_4} \left( \frac{k_{SM}}{\tilde{K}_{AZZ}} \right)^2 \text{ctg}^2 \alpha}, \quad (5.12)$$

где отношение сечений  $\sigma_4/\sigma_1 = 0.139$  получено с помощью генератора Монте-Карло.

Диапазон доли событий в уравнении (5.12), близкий к единице, ранее уже был исключён коллаборацией CMS [93]. Принимая во внимание этот факт, предел области исключения, полученный в данном исследовании, становится равным  $f_{g_4} < 0.206$  при  $300 \text{ фб}^{-1}$ . Данное неравенство справедливо для физической модели, описываемой лагранжианом 4.1 с параметрами, приведёнными в таблице 6.

Если рассматривать проект БАК с высокой светимостью и предположить, что количество сигнальных и фоновых событий на один обратный фемтобарн светимости будет таким же, как предполагалось выше, станет возможным установить следующую область исключения:  $0.089 < \cos \alpha < 0.968$  на уровне доверия в 95%. Данный диапазон соответствует верхнему пределу по  $f_{g_4} = 0.028$  при  $3000 \text{ фб}^{-1}$ .

Тем же образом, как и в случае светимости в  $3000 \text{ фб}^{-1}$ , были выполнены оценки для четырёх других значений параметра модели  $\tilde{K}_{AZZ}$ . Наборы Монте-Карло данных были сгенерированы для каждой точки двумерного пространства параметров модели  $(\cos \alpha, \tilde{K}_{AZZ})$ . Количество сигнальных событий было рассчитано как  $N_S = N_S^{SM} \sigma/\sigma^{SM}$  при условии постоянства К-факторов. Результаты вычислений представлены в таблице 8. Полученные ограничения на  $f_{g_4}$  оказались близки к ожидаемым в экспериментах коллабораций ATLAS [92] и CMS [93].

Область значений  $\tilde{K}_{AZZ}/1.76 > 1.4$  в процессе анализа не рассматривалась по той причине, что в этом регионе поперечные сечения процесса превышают соответствующие значения в SM более чем в два раза.

На рисунке 5.11 и 5.12 показаны области пространства параметров модели  $(c_\alpha, \tilde{K}_{AZZ})$ , исключённые по результатам проведённого анализа. Заштрихованные области исключены на уровне доверия в 95%. Красные линии на

Таблица 8 — Верхние пределы на величину  $f_{g_4}$  и соответствующие им области исключений по  $\cos \alpha$  на уровне доверия в 95%.

$L, fb^{-1}$	300		3000	
$\tilde{K}_{AZZ}/1.76$	$\Delta c_\alpha$	$f_{g_4}$	$\Delta c_\alpha$	$f_{g_4}$
0.6	-	-	0.122-0.921	0.026
0.8	0.431-0.650	0.274	0.100-0.953	0.027
1.0	0.340-0.789	0.207	0.089-0.968	0.028
1.2	0.307-0.852	0.191	0.087-0.975	0.031
1.4	0.297-0.886	0.188	0.086-0.981	0.032

рисунке 5.11 и 5.12 представляют собой полиномиальный фит результатов, полученных с использованием метода асимметрий.

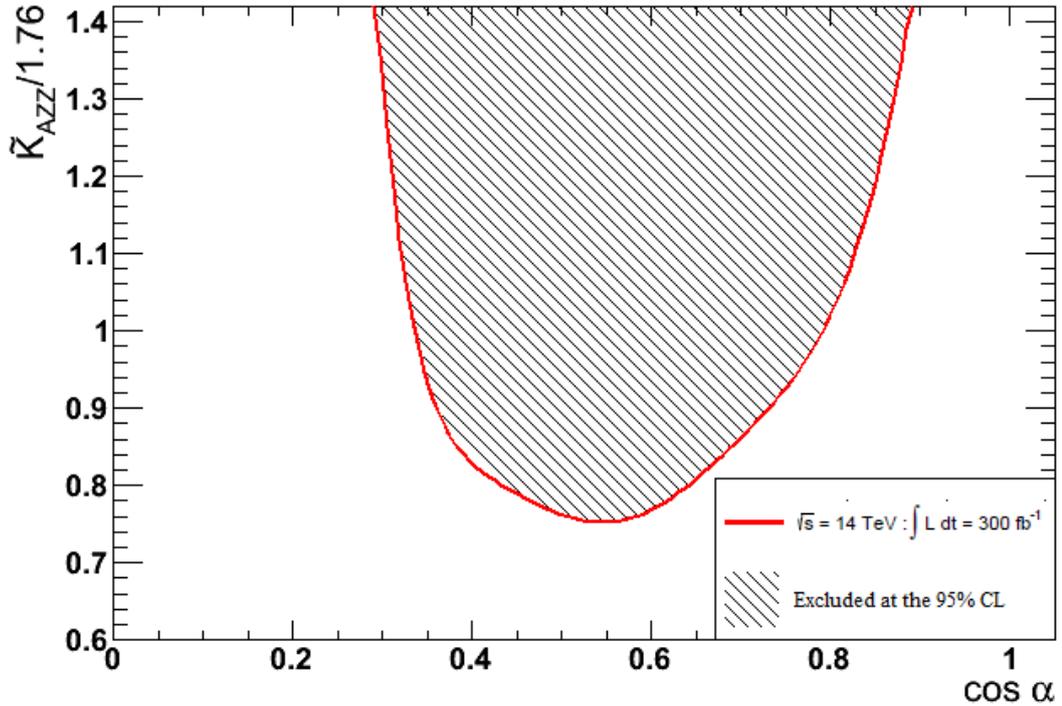


Рисунок 5.11 — Область исключений модельных параметров  $c_\alpha$ ,  $\tilde{K}_{AZZ}$  на уровне доверия в 95% для интегральной светимости в  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

Также стоит отметить, что CP-нечётные наблюдаемые также изучались в работе [94]. Согласно данной статье, экспериментальное обнаружение эффектов CP-нарушения недоступно для текущей конфигурации БАК. Однако, как упоминалось в [94], эти эффекты в принципе могут достигать больших значений из-за возможных различий в значениях параметров физической модели.

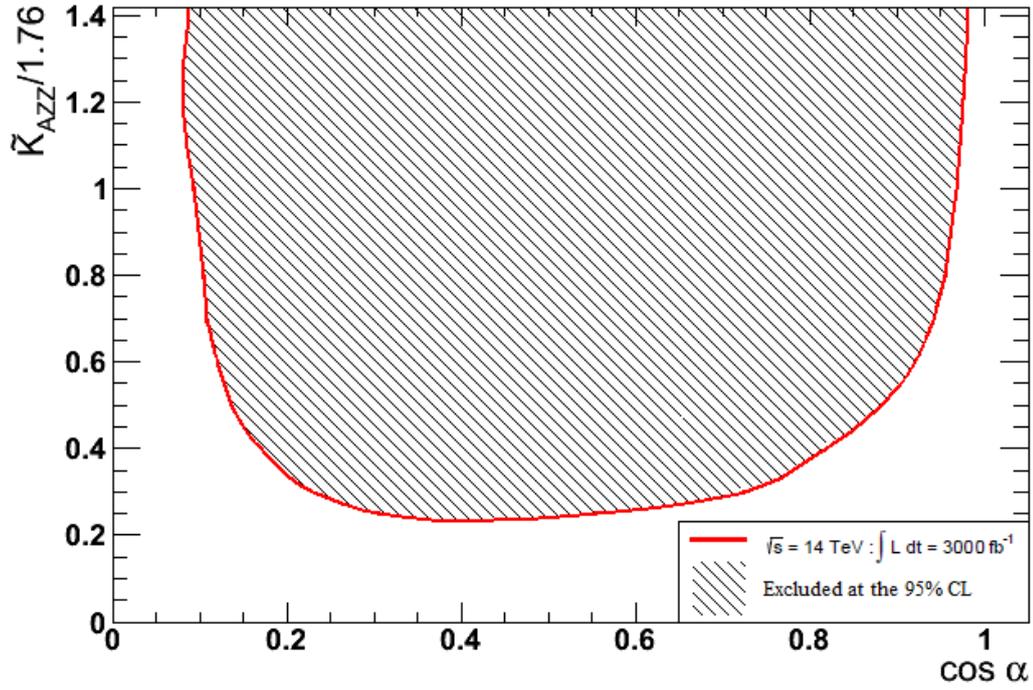


Рисунок 5.12 — Область исключений модельных параметров  $c_\alpha$ ,  $\tilde{K}_{AZZ}$  на уровне доверия в 95% для интегральной светимости в  $3000 \text{ fb}^{-1}$ .

#### 5.1.4 Фитирование наблюдаемых как функций угла смешивания

Асимметрии  $A_i$ , обсуждаемые в параграфе 5.1.3, изначально представляют собой интегралы от угловых наблюдаемых  $O_i$  и, таким образом, содержат лишь ограниченную информацию о величине аномальных вкладов в вершину  $HZZ$ . Более высокую чувствительность к подобным вкладам можно получить, изучая непосредственно формы распределений наблюдаемых  $O_i$  и их корреляции.

Чувствительности отдельных наблюдаемых к наличию аномальных вкладов в вершину  $HZZ$  возможно изучить путём фитирования формы распределений по этим наблюдаемым в зависимости от угла смешивания. Фитирующая функция правдоподобия при этом определяется как:

$$\mathcal{L}(\cos \alpha, \mu, \theta) = \prod_j^{N_{\text{chan}}} \prod_i^{N_{\text{bin}}} P(N_{i,j} | \mu_j \cdot S_{i,j}(\cos \alpha, \theta) + B_{i,j}(\theta)).$$

Здесь, кроме интересующего нас параметра  $\cos \alpha$ , были введены два дополнительных параметра: наилучшая оценка силы сигнала  $\mu$  и систематическая ошибка нормализации  $\theta$ . Функция правдоподобия представляет собой произведение элементарных интервалов распределения (бинов) по конкретной

наблюдаемой и различным конечным состояниям, по которым производится фитирование. В каждом бине наблюдаемое количество событий  $N$  из псевдоданных сравнивается с ожидаемым числом событий  $S+B$  в модели, предполагающей пуассоновское распределение вхождений  $P$ . Варьируя параметр смешивания  $\cos \alpha$  для конкретного набора данных, можно построить стандартную тестовую статистику правдоподобия:

$$-2 \ln \Lambda(\cos \alpha) = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\cos \alpha)}{\mathcal{L}(\cos \hat{\alpha})},$$

где  $\hat{\alpha}$  обозначает угол смешивания, который максимизирует функцию правдоподобия при сканировании. Другие параметры функции правдоподобия представлены при соответствующем значении  $\cos \alpha$ . Доверительный уровень исключения в 95% достигается при  $-2 \ln \Lambda(\cos \alpha) > 3.84$ . Определения доверительных уровней исключения в 64% и 95% приведены на рисунке 5.13.

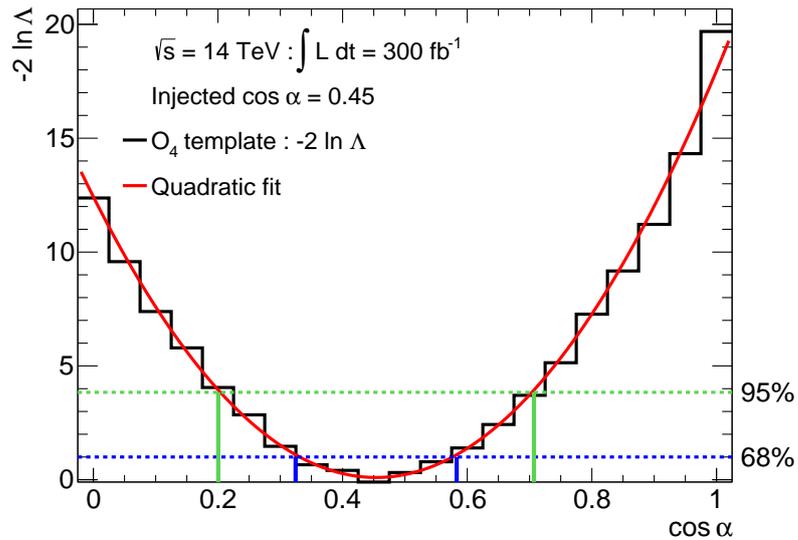


Рисунок 5.13 — Пример кривой правдоподобия для фитирования наблюдаемой  $O_4$  по углу смешивания. Также приведены определения доверительных уровней исключения в 64% и 95%.

Результаты сканирования по углу смешивания  $\alpha$ , полученные при фитировании наблюдаемых по углу смешивания для интегральной светимости в  $300 \text{ фб}^{-1}$ , приведены на рисунке 5.14.

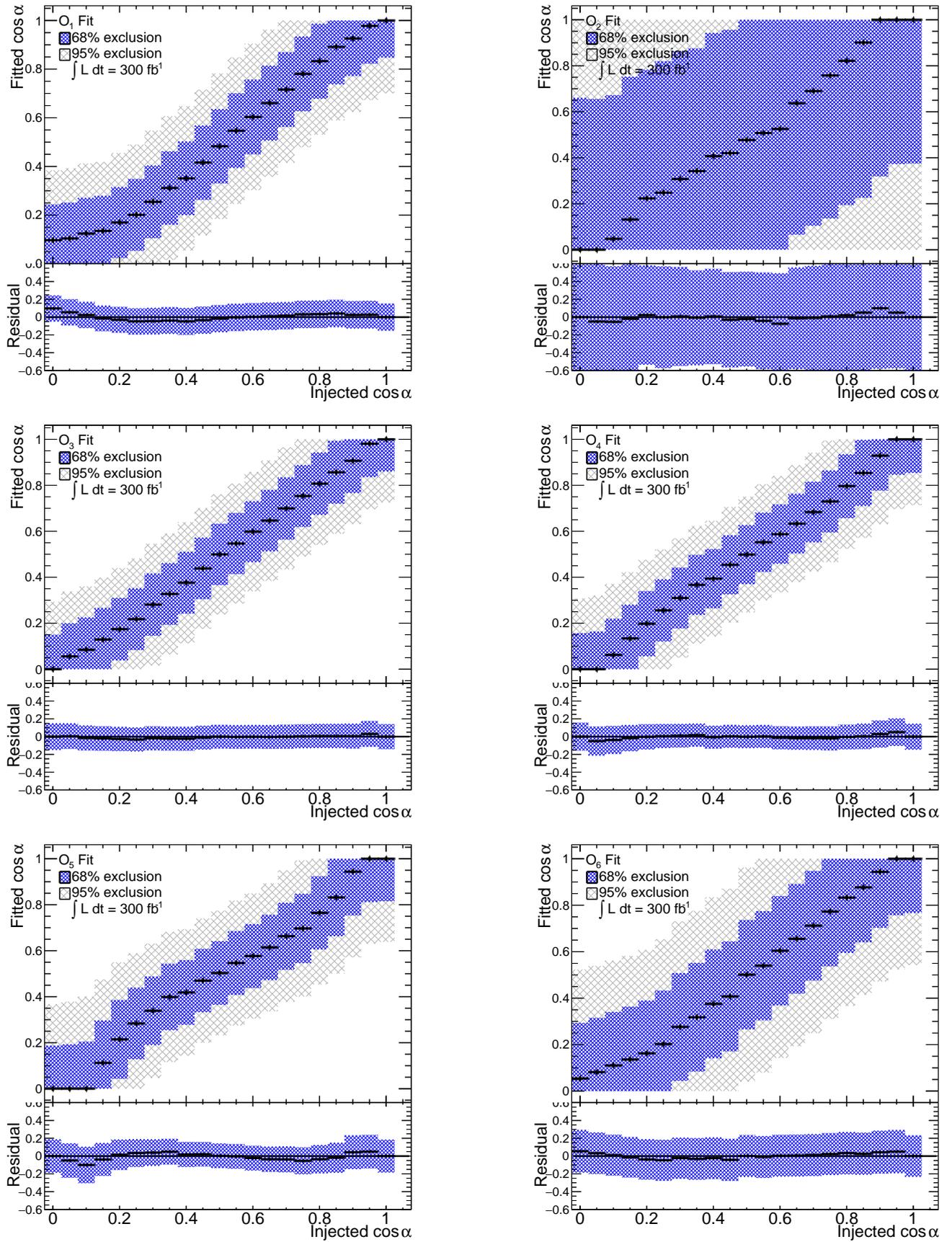


Рисунок 5.14 — Результаты сканирования по углу смешивания  $\alpha$ , при фитировании наблюдаемых по углу смешивания для интегральной светимости в  $300 \text{ fb}^{-1}$ .

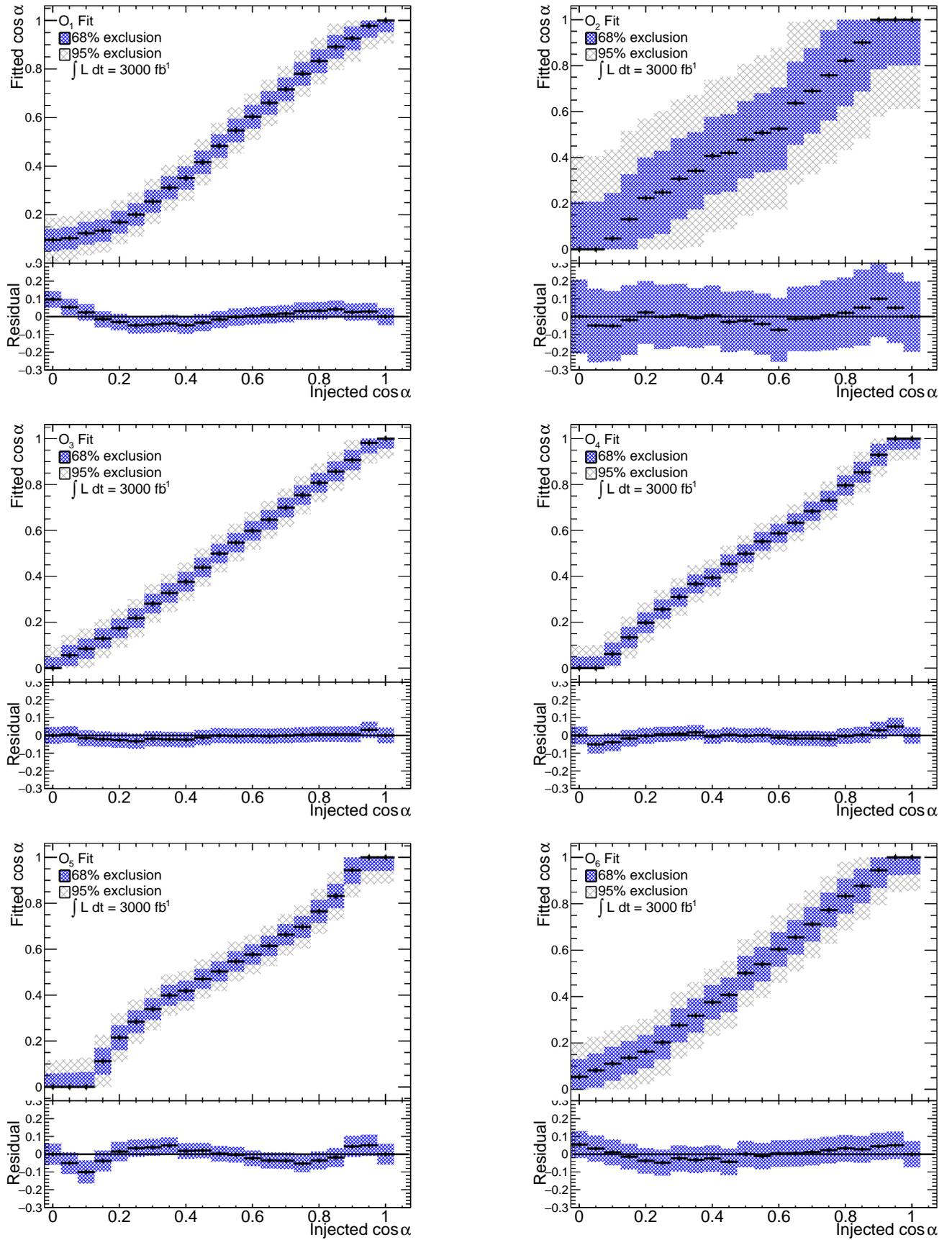


Рисунок 5.15 — Результаты сканирования по углу смешивания  $\alpha$ , при фитировании наблюдаемых по углу смешивания для интегральной светимости в  $3000 \text{ fb}^{-1}$ .

Результаты представлены для модели с  $\tilde{K}_{AZZ} = 1.76$ , а оставшиеся параметры приведены в таблице 6. Значения угла смешивания  $\cos \alpha$ , используемые для генерации входных псевдоданных, отмечены по оси  $x$ . Каждый элементарный интервал из области значений  $\cos \alpha$  представляет собой отдельную кривую функции правдоподобия, аналогичную той, которая приведена на рисунке 5.13. Значения по оси  $y$  соответствуют значениям  $\cos \hat{\alpha}$ , которые воспроизводятся при фитировании. Синие и серые пунктирные области представляют собой уровни доверия в 64% и 95%, соответственно. Белая область в каждом элементарном интервале по  $\cos \alpha$  исключается на уровне доверия в 95%. Как и ожидалось, чувствительность к углу смешивания для разных наблюдаемых варьируется, в результате чего области исключения параметров получаются различными. Самое слабое исключение достигается при использовании наблюдаемой  $O_2$ , а самое сильное исключение достигается при помощи наблюдаемой  $O_4$ .

Результаты сканирования по углу смешивания  $\alpha$ , полученные при фитировании наблюдаемых по углу смешивания для интегральной светимости в  $3000 \text{ фб}^{-1}$ , приведены на рисунке 5.15.

Таблица 9 — Верхние пределы областей исключения для величин  $f_{g_4}$  и  $\cos \alpha$  с уровнем доверия в 95% при фитировании по углу смешивания. Сигнал при этом предполагается стандартномодельным. Вклады от эффектов вне СМ были сгенерированы в соответствии с моделью, приведённой в таблице 6 с  $\tilde{K}_{AZZ} = 1.76$ .

$L, \text{ фб}^{-1}$	300		3000	
Наблюдаемая	$\Delta c_\alpha$	$f_{g_4}$	$\Delta c_\alpha$	$f_{g_4}$
$O_1$	0 - 0.695	0.315	0 - 0.903	0.089
$O_2$	-	-	0 - 0.604	0.428
$O_3$	0 - 0.719	0.287	0 - 0.911	0.081
$O_4$	0 - 0.708	0.300	0 - 0.908	0.084
$O_5$	0 - 0.631	0.394	0 - 0.883	0.108
$O_6$	0 - 0.533	0.520	0 - 0.852	0.104

По сравнению со случаем светимости в  $300 \text{ фб}^{-1}$ , области исключения с уровнем доверия в 95% вокруг отфитированного значения  $\cos \hat{\alpha}$  стали значительно уже. Предполагая чистый стандартномодельный сигнал, при помощи

одной лишь наблюдаемой  $O_4$  могут быть установлены следующие пределы исключения:  $0 < \cos \hat{\alpha} < 0.708$  с уровнем доверия в 95% для  $300 \text{ фб}^{-1}$  и  $0 < \cos \hat{\alpha} < 0.908$  с уровнем доверия в 95% для  $3000 \text{ фб}^{-1}$ . Пределы областей исключения, полученные из других наблюдаемых в предположении, что сигнал представляет собой сигнал СМ, представлены в таблице 9.

Таким образом, пределы областей исключения, полученные для гипотетических сигналов вне рамок СМ, могут быть вычислены с помощью рисунков 5.14 и 5.15. Были результаты показывают, что при фитировании формы распределения по одной лишь наблюдаемой  $O_4$  можно получить пределы областей исключения, аналогичные тем, которые были получены в параграфе 5.1.3. Дальнейшие улучшения могут быть получены путём комбинации нескольких наблюдаемых в одном и том же фитировании.

## 5.2 Аномальные взаимодействия в распаде $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$

### 5.2.1 Предпосылки исследования

Основная мотивация для рассмотрения канала распада бозона Хиггса в пару  $\tau$ -лептонов в данном исследовании заключается в том, что в подобных процессах, СР-нарушение возникает непосредственно на древесном уровне, в то время как во многих других процессах (например,  $H\gamma\gamma$ ) оно возникает на уровне петлевых диаграмм и эффекты СР-нарушения оказываются сильно подавлены. Также распад  $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$  происходит с относительно высокой вероятностью, равной 0.0624. Канал распада  $H \rightarrow \tau^+ \tau^-$  также чувствителен к состояниям спиральности  $\tau$ -лептонов, что может быть установлено посредством анализа продуктов распада  $\tau$ -лептонов. Данное предположение при этом не является справедливым для других фермионных каналов, таких как  $H \rightarrow bb$  и т. д.. В ходе данного исследования изучались некоторые конкретные угловые наблюдаемые, которые позволяют разделять СР-чётные и СР-нечётные физические состояния бозона Хиггса в распадах  $\tau$ -лептонов. В качестве сигнала рассматривались процессы  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \text{адроны} + \nu_\tau \tilde{\nu}_\tau$  и на уровне Монте-Карло генератора, с учётом детекторных эффектов, было продемонстрировано, что выбранные наблюдаемые могут использоваться для разделения физических состояний бозона Хиггса с различной СР-чётностью. В ходе данного исследования рассматривались только одночастичные адронные моды распада  $\tau$ -лептонов (в частности, распады  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$  и  $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ ).

### 5.2.2 Теоретическое обоснование

Взаимодействие бозона Хиггса  $H$  произвольной CP-чётности с  $\tau$ -лептонами описывается следующим лагранжианом:

$$\mathcal{L}_Y = -\frac{m_\tau}{v} \kappa_\tau (\cos \varphi_\tau \bar{\tau}\tau + \sin \varphi_\tau \bar{\tau}i\gamma_5\tau) h, \quad (5.13)$$

где  $G_F$  - постоянная Ферми,  $a_\tau$  и  $b_\tau$  - приведённые безразмерные константы связи. Выражение (5.13) можно переписать в альтернативной параметризации:

$$\mathcal{L}_Y = -g_\tau (\cos \varphi_\tau \bar{\tau}\tau + \sin \varphi_\tau \bar{\tau}i\gamma_5\tau) h, \quad (5.14)$$

где угол  $\varphi$  описывает смешивание между CP-чётным и CP-нечётным физическими состояниями бозона Хиггса, а  $g_\tau$  - эффективная константа связи юкавского взаимодействия:

$$g_\tau = \sqrt{\sqrt{2}G_F m_\tau} \sqrt{a_\tau^2 + b_\tau^2}; \quad \text{tg } \varphi = \frac{b_\tau}{a_\tau}. \quad (5.15)$$

Матричные элементы, соответствующие CP-чётному  $H \rightarrow \tau^+\tau^-$  и CP-нечётному  $A \rightarrow \tau^+\tau^-$  распадам, вычисленные из выражения (5.13), могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} |M(H \rightarrow \tau^+\tau^-)|^2 &= \sqrt{2}G_F m_\tau^2 a_\tau^2 2 |\vec{p}^*|^2 [1 - \eta_{1Z}\eta_{2Z} + \eta_{1\perp}\eta_{2\perp}], \\ |M(A \rightarrow \tau^+\tau^-)|^2 &= \sqrt{2}G_F m_\tau^2 b_\tau^2 2 E^{*2} [1 - \eta_{1Z}\eta_{2Z} - \eta_{1\perp}\eta_{2\perp}], \end{aligned} \quad (5.16)$$

где  $\vec{p}^*$  и  $E^*$  - импульс и энергия  $\tau$ -лептонов, соответственно, в системе покоя бозона Хиггса;  $\boldsymbol{\eta} = (\eta_x, \eta_y, \eta_z) = (\boldsymbol{\eta}_\perp, \eta_z)$  - вектор поляризации  $\tau$ -лептона. В системе покоя  $\tau$ -лептона данный вектор поляризации сонаправлен со спиновым вектором  $\tau$ -лептона. Из выражений (5.16) непосредственно видно, что кинематические распределения будут различаться для скалярного и псевдоскалярного физических состояний бозона Хиггса, распадающегося в пару  $\tau$ -лептонов. Действительно, теоретически этот эффект впервые был предсказан для процесса ассоциированного рождения бозона Хиггса  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow ZH$  в статье [95]. Самый простой метод изучения CP-нарушающих эффектов состоит в рассмотрении одночастичного распада  $\tau$ -лептонов, поскольку он имеет значительную вероятность. Следуя рекомендациям в статье [95], можно определить следующие угловые наблюдаемые:

$$\varphi^* = \arccos(\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*+} \cdot \hat{\mathbf{n}}_\perp^{*-}), \quad O_{CP}^* = \hat{\mathbf{q}}_-^* \cdot (\hat{\mathbf{n}}_\perp^{*+} \times \hat{\mathbf{n}}_\perp^{*-}), \quad (5.17)$$

Чтобы определить значение CP-чётности бозона Хиггса  $h$  в случае одностичных распадов  $\tau^+\tau^-$ , необходимо измерить 4-импульсы заряженных продуктов распада  $a^-$ ,  $a'^+$  и их векторы прицельных параметров (единичные векторы)  $\hat{\mathbf{n}}_{\pm}$  в лабораторной системе отсчета. Затем 4-векторы  $\hat{n}_{\pm}^{\mu}$  пересчитываются в систему центра масс  $a^-a'^+$ . Пространственные части полученных 4-векторов  $\hat{n}_{\pm}^{*\mu}$  разделяются на нормированные компоненты  $\hat{\mathbf{n}}_{\parallel}^{*+}$  и  $\hat{\mathbf{n}}_{\perp}^{*+}$ , параллельные и перпендикулярные соответствующим 3-импульсам  $a^-$  и  $a'^+$ . Выражение (5.17) можно переписать в виде наблюдаемой  $\varphi_{CP}^*$ , также чувствительной к значению CP-чётности бозона Хиггса, следующим образом:

$$\varphi_{CP}^* = \begin{cases} \varphi^* & \text{если } \mathcal{O}^* \geq 0 \\ 2\pi - \varphi^* & \text{если } \mathcal{O}^* < 0 \end{cases}, \quad 0 \leq \varphi_{CP}^* \leq 2\pi. \quad (5.18)$$

Данная переменная чувствительна к CP-чётности бозона Хиггса и, как будет показано ниже, может быть использована для анализа экспериментальных данных. В проведённом исследовании рассматривались только одностичные моды распада  $\tau$ -лептонов, а именно  $\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \nu_{\tau}(\tilde{\nu}_{\tau})$  и  $\tau^{\pm} \rightarrow \rho^{\pm} \nu_{\tau}(\tilde{\nu}_{\tau})$ , поэтому следует отметить, что переменные  $\varphi^*$  и  $\varphi_{CP}^*$  могут использоваться для разделения CP-чётных и CP-нечётных физических состояний бозона Хиггса в обоих модах, тогда как переменная  $\mathcal{O}_{CP}^*$  будет полезна только для анализа канала распада  $\tau^{\pm} \rightarrow \rho^{\pm} \nu_{\tau}(\tilde{\nu}_{\tau})$ .

### 5.2.3 Монте-Карло симуляция сигнальных событий

Для создания необходимых наборов Монте-Карло данных использовались генераторы MadGraph5\_aMC@NLO, POWHEG и PYTHIA8. Генератор POWHEG был использован для моделирования процессов рождения бозонов Хиггса по каналам  $gg \rightarrow H$  и  $gg \rightarrow A$ , в то время как генератор PYTHIA8 использовался для генерации распадов бозона Хиггса с правильной поляризацией  $\tau$ -лептонов с последующей адронизацией конечного состояния. Генератор MadGraph5\_aMC@NLO использовался для симуляции фоновых событий ( $pp \rightarrow Z \rightarrow \tau\tau$ ). Для случаев скалярного, псевдоскалярного бозонов Хиггса и фоновых событий было сгенерировано  $3 \cdot 10^6$  событий для проверки чувствительности выбранных угловых переменных к значению CP-чётности бозона Хиггса. Для смешанных CP-состояний бозона Хиггса было сгенерировано  $3 \cdot 10^5$  событий.

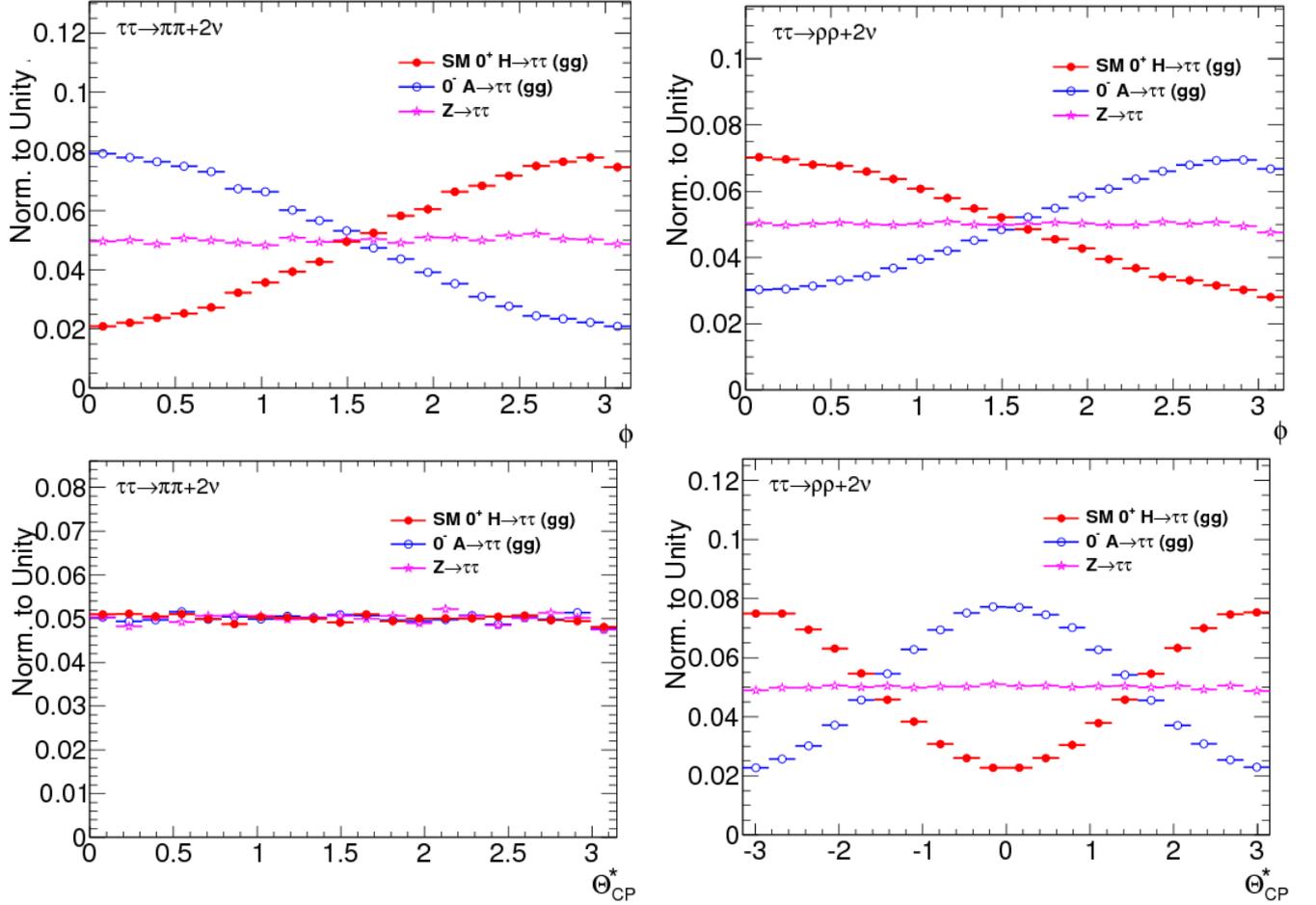


Рисунок 5.16 — Распределения по переменной  $\varphi^*$  (сверху) и  $O_{CP}^*$  (снизу) для процессов распада  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau (\tilde{\nu}_\tau)$  (слева) и  $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau (\tilde{\nu}_\tau)$  (справа).

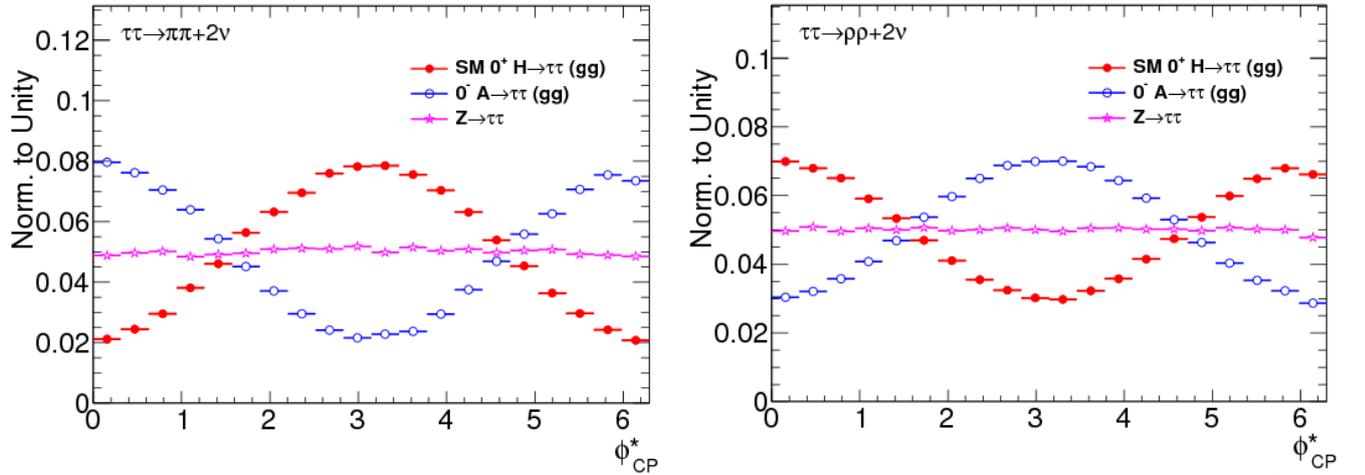


Рисунок 5.17 — Распределения по переменной  $\varphi_{CP}^*$  для процессов распада  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau (\tilde{\nu}_\tau)$  (слева) и  $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau (\tilde{\nu}_\tau)$  (справа).

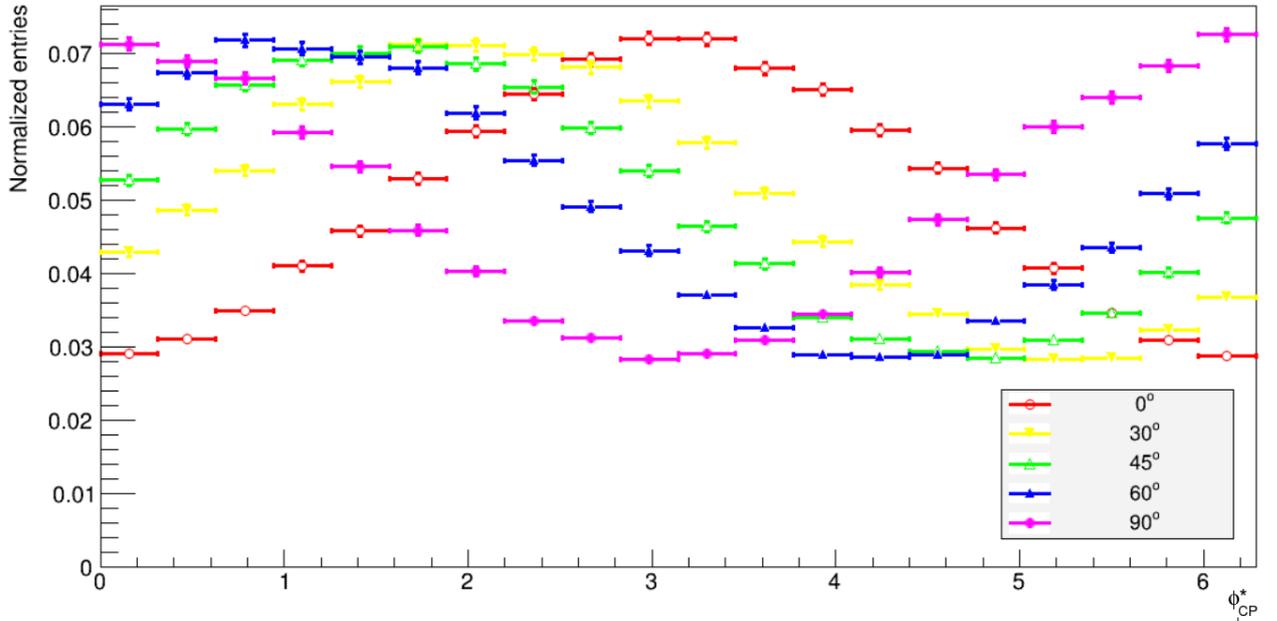


Рисунок 5.18 — Распределения по переменной  $\phi_{CP}^*$  для процесса распада  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$  и различных значений угла смешивания  $\phi$ .

Распределения по переменным  $\phi^*$ ,  $O_{CP}^*$  и  $\phi_{CP}^*$  приведены на рисунках 5.16 и 5.17. Данные графики демонстрируют высокую чувствительность выбранных угловых переменных: положения пиков для CP-чётного и CP-нечётного физических состояний бозона Хиггса смещены на  $\pi$  относительно друг-друга, в то время как фоновое распределение является равномерным. Распределение по переменной  $\phi_{CP}^*$  для смешанных CP-состояний показано на рисунке 5.16. Изменение угла смешивания приводит к смещению положения пика этого распределения.

#### 5.2.4 Перспективы анализа данных

В данном исследовании был использован кинематический метод для определения CP-природы бозона Хиггса, открытого на БАК в 2012 году, основанный на анализе угловых переменных  $\phi^*$ ,  $O_{CP}^*$  и  $\phi_{CP}^*$  для процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau\tau \rightarrow$  адроны +  $\nu_\tau\tilde{\nu}_\tau$ . Была продемонстрирована чувствительность выбранных наблюдаемых к значению CP-чётности бозона Хиггса на уровне генератора Монте-Карло с учётом детекторных эффектов для случая одночастичных адронных распадов  $\tau$ -лептонов, а именно  $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$  и  $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ . CP-природа бозона Хиггса влияет на форму распределения по переменной  $\phi_{CP}^*$ , которая была определена в системе центра масс заряженных продуктов распада  $\tau$ -лептонов. Также было показано, что адронизация конечного состояния не меняет формы рассмотренных угловых распределений.

### 5.3 Метод оптимальных наблюдаемых

#### 5.3.1 Физический смысл оптимальных наблюдаемых

Эффекты новой физики в хиггсовском секторе, если таковые присутствуют, могут быть обнаружены как путём измерения поперечных сечений процессов взаимодействия бозона Хиггса, так и путём анализа формы дифференциальных кинематических распределений сигнальных событий, характеризующих конкретное конечное состояние. Чтобы иметь наилучшую возможную чувствительность к потенциальным новым физическим эффектам, информация о величине поперечного сечения рассматриваемых процессов и формы распределений дискриминирующих кинематических переменных должны учитываться одновременно. Один из способов реализации подобного сценария состоит в том, чтобы построить наблюдаемые, которые по определению будут содержать в себе исчерпывающую информацию о конкретном процессе взаимодействия частиц. С физической точки зрения, наиболее естественными переменными, обладающими подобными свойствами, являются матричные элементы рассматриваемых процессов. Действительно, как полное поперечное сечение, так и все возможные дифференциальные сечения в конкретном процессе могут быть вычислены в том случае, если известен его матричный элемент. В данном исследовании был предложен и опробован метод поиска потенциальных эффектов новой физики, основанный на анализе так называемых оптимальных наблюдаемых, построенных с использованием матричных элементов рассматриваемых процессов.

В качестве сигнального процесса, анализ которого проводился с использованием метода оптимальных наблюдаемых, был выбран процесс рождения бозона Хиггса с помощью механизма  $VBF$  с последующим распадом в четыре лептона через пару  $Z$ -бозонов ( $pp \rightarrow Hjj \rightarrow 4ljj$ ). Примеры характерных фейнмановских диаграмм данного процесса приведены на рисунке 5.19.

В качестве феноменологической модели взаимодействия бозона Хиггса с калибровочными бозонами  $SM$ , по аналогии с рассуждениями в разделе 5.1, использовалась модель Higgs Characterisation [13], основанная на эффективном лагранжиане ЭТП (4.1). Также результаты были получены и в рамках Хиггс базиса модели SMEFT (см. параграф 3.3 главы 3), которая в настоящий момент более предпочтительна в коллаборации ATLAS с точки зрения представления результатов измерений в силу большей общности. Обе вышеозначенные модели представляют собой различные реализации ЭТП. Основным плюсом данного

подхода является то, что использование ЭТП позволяет существенно упростить процесс анализ экспериментальных данных при рассмотрении физических моделей с большим число параметров и констант связи.

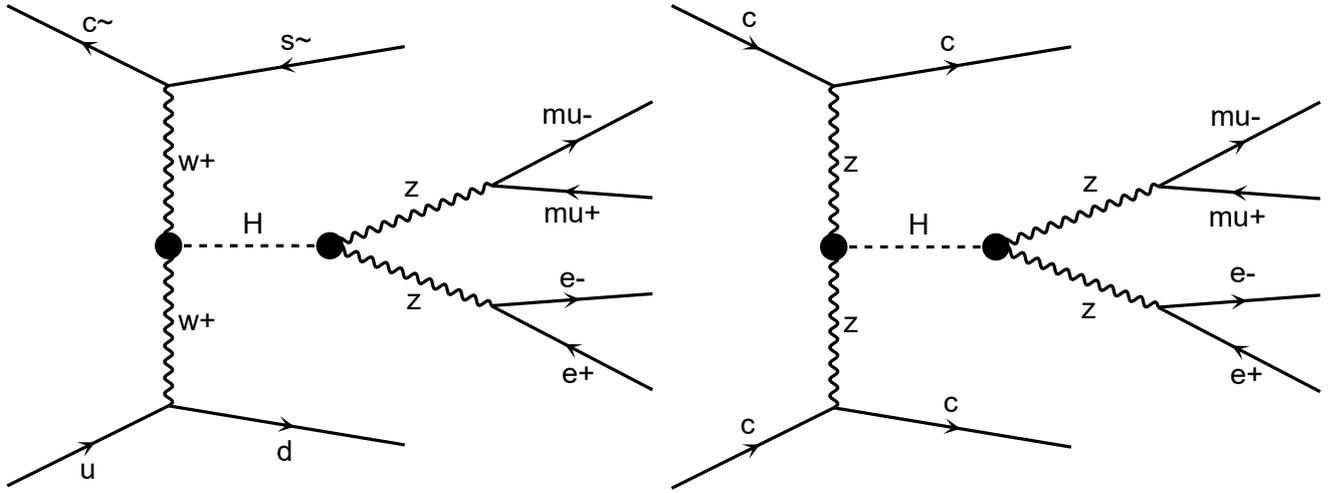


Рисунок 5.19 — Примеры фейнмановских диаграмм процесса  $pp \rightarrow Hjj \rightarrow 4ljj$  с виртуальными взаимодействиями посредством заряженных (слева) и нейтральных (справа) токов.

В рамках теоретических моделей НС и SMEFT изучалась потенциальная чувствительность метода измерения констант связи  $k_{HZZ}$ ,  $k_{AZZ}$  и  $c_{ZZ}$ ,  $\tilde{c}_{ZZ}$ , соответственно, которые определяют интенсивность взаимодействия CP-чётного и CP-нечётного физических состояния бозона Хиггса с парой  $Z$ -бозонов вне рамок СМ. Наборы констант связи в моделях НС и SMEFT связаны друг с другом соотношениями (4.2), что обеспечивает возможность трансляции констант связи из модели НС в модель SMEFT. Обратная трансляция, однако, в общем случае невозможна, как было отмечено в параграфе 4.1.2.

Предположим теперь, что полный матричный элемент процесса представляет собой сумму CP-чётного матричного элемента СМ, плюс некоторой линейной добавки в виде CP-нечётного матричного элемента как функции некоего параметра  $\theta$ , описывающего эффекты вне рамок СМ:

$$\mathcal{M}_\theta = \mathcal{M}_{\text{SM}} + \theta \cdot \mathcal{M}_{\text{BSM}}, \quad (5.19)$$

где  $\mathcal{M}_\theta$  - матричный элемент процесса с каким-либо фиксированным значением параметра  $\theta$ ;  $\mathcal{M}_{\text{BSM}}$  - матричный элемент процесса, для которого в лагранжиане присутствуют только члены вне рамок СМ.

Домножим выражение (5.19) на комплексно-сопряжённый аналог:

$$|\mathcal{M}_\theta|^2 = |\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2 + \theta \cdot 2\Re(\mathcal{M}_{\text{SM}} \cdot \mathcal{M}_{\text{BSM}}^*) + \theta^2 \cdot |\mathcal{M}_{\text{BSM}}|^2. \quad (5.20)$$

Поделив теперь выражение (5.20) на  $|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2$ , получим:

$$\frac{|\mathcal{M}_\theta|^2}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2} = 1 + \theta \cdot \frac{2\Re(\mathcal{M}_{\text{SM}} \cdot \mathcal{M}_{\text{BSM}}^*)}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2} + \theta^2 \cdot \frac{|\mathcal{M}_{\text{BSM}}|^2}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}; \quad (5.21)$$

Выражение (5.21) представляет собой разложение по параметру  $\theta$ . Второе и третье слагаемые в выражении (5.21) представляют собой оптимальные наблюдаемые первого и второго порядков, соответственно:

$$\mathcal{OO}_1 = \frac{2\Re(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{BSM}})}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}; \quad (5.22)$$

$$\mathcal{OO}_2 = \frac{|\mathcal{M}_{\text{BSM}}|^2}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}. \quad (5.23)$$

Наблюдаемая  $\mathcal{OO}_1$ , как видно из определения, обладает чувствительность к знаку соответствующей константы связи CP-нечётного слагаемого в лагранжиане, в то время как наблюдаемая  $\mathcal{OO}_2$  чувствительна к присутствию в физическом спектре эффектов вне рамок СМ как таковых.

Если непосредственное вычисление наблюдаемой  $\mathcal{OO}_2$  не вызывает трудностей, то выражение (5.22) удобнее переписать в несколько ином виде. Положим в выражении (5.20) значение параметра  $\theta = 1$ , получим:

$$|\mathcal{M}_{\theta=1}|^2 = |\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2 + 2\Re(\mathcal{M}_{\text{SM}} \cdot \mathcal{M}_{\text{BSM}}^*) + |\mathcal{M}_{\text{BSM}}|^2. \quad (5.24)$$

Комбинируя теперь выражения (5.22) и (5.24), получаем:

$$\mathcal{OO}_1 = \frac{2\Re(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{BSM}})}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2} = \frac{|\mathcal{M}_{\theta=1}|^2 - |\mathcal{M}_{\text{BSM}}|^2}{|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2}. \quad (5.25)$$

Таким образом вычисление искомой оптимальной наблюдаемой  $\mathcal{OO}_1$  сводится к вычислению комбинации квадратов трёх отдельных матричных элементов с фиксированными параметрами.

### 5.3.2 Оптимальные наблюдаемые в процессе $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

Прежде всего, необходимо было проверить, обладают ли предложенные оптимальные наблюдаемые принципиальной чувствительностью к возможным эффектам вне рамок СМ. Для этого с помощью Монте-Карло генератора MadGraph5\_aMC@NLO было сгенерировано пять сигнальных наборов данных для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  в рамках модели НС. Параметры модели для каждого из наборов данных приведены в таблице 10.

Таблица 10 — Параметры наборов данных, которые были сгенерированы для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  в рамках модели НС.

Набор данных, №	$k_{SM}$	$k_{HZZ}$	$k_{AZZ}$	$\Lambda$ , ГэВ	$\cos \alpha$	$N_{\text{событий}}$
1	1	0	5	$10^3$	1.0	$10^5$
2	0	1	0	$10^3$	0.0	$10^5$
3	0	0	5	$10^3$	1.0	$10^5$
4	1	0	5	$10^3$	0.5	$10^5$
5	1	1	0	$10^3$	1.0	$10^5$

Используя полученные наборы данных, с помощью аналитических функций матричных элементов, также полученных с помощью Монте-Карло генератора MadGraph5\_aMC@NLO, были построены распределения по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$ . Каналы  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ ,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$  и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  при этом рассматривались отдельно, чтобы установить величину вклада интерференции лептонов конечного состояния. Полученные распределения приведены на рисунках 5.20 и 5.21.

Значения констант связи в матричных элементах  $\mathcal{M}_{\theta=1}$ ,  $\mathcal{M}_{\text{BSM}}$  и  $\mathcal{M}_{\text{SM}}$  при этом были выбраны в соответствии с таблицей 11.

Таблица 11 — Параметры матричных элементов, которые использовались для построения распределений по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  в процессе  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  в модели НС.

Матричный элемент	Модель	$k_{SM}$	$k_{HZZ}$	$k_{AZZ}$	$\Lambda$	$\cos \alpha$
$\mathcal{M}_{\text{SM}}^{H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l}$	НС	1	0	0	$10^3$ ГэВ	1.0
$\mathcal{M}_{\text{BSM}}^{H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l}$	НС	0	0	28	$10^3$ ГэВ	0.0
$\mathcal{M}_{\theta=1}^{H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l}$	НС	1	0	28	$10^3$ ГэВ	0.5

Полученные выше результаты демонстрируют, что оптимальные наблюдаемые действительно чувствительны как к знаку константы связи СР-нечётного слагаемого вне рамок СМ в лагранжиане, так и к её абсолютной величине. При этом важно отметить, что в случае присутствия в лагранжиане СР-чётных аномальных членов, распределение по наблюдаемой несколько меняется, однако остаётся строго симметричным, а в случае присутствия СР-нечётного члена возникает асимметрия распределения.

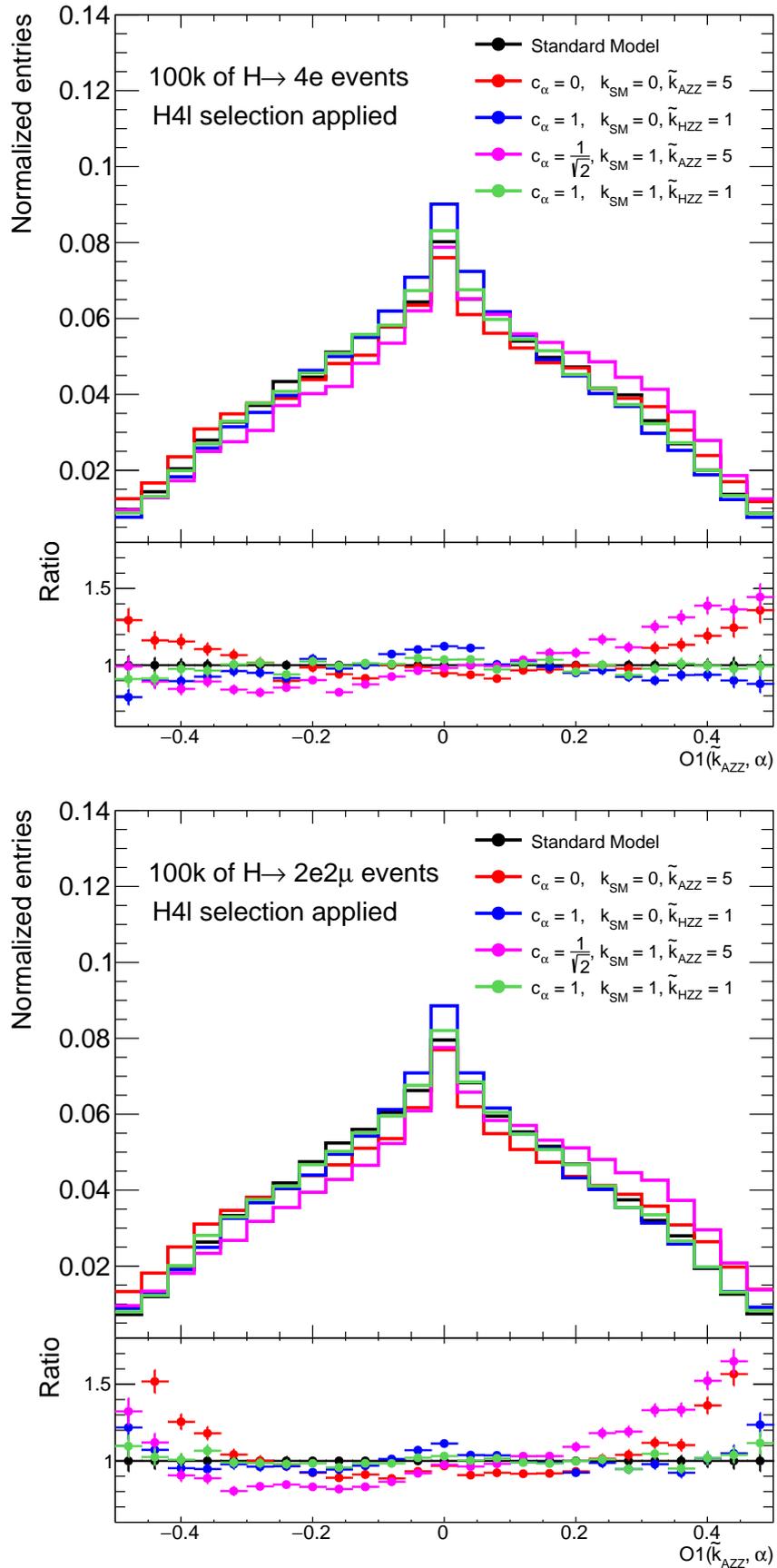


Рисунок 5.20 — Распределения по оптимальной наблюдаемой  $\mathcal{O}\mathcal{O}_1$  для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  (снизу). В нижней части графиков приведены отношения полученных распределений к распределению в случае СМ.

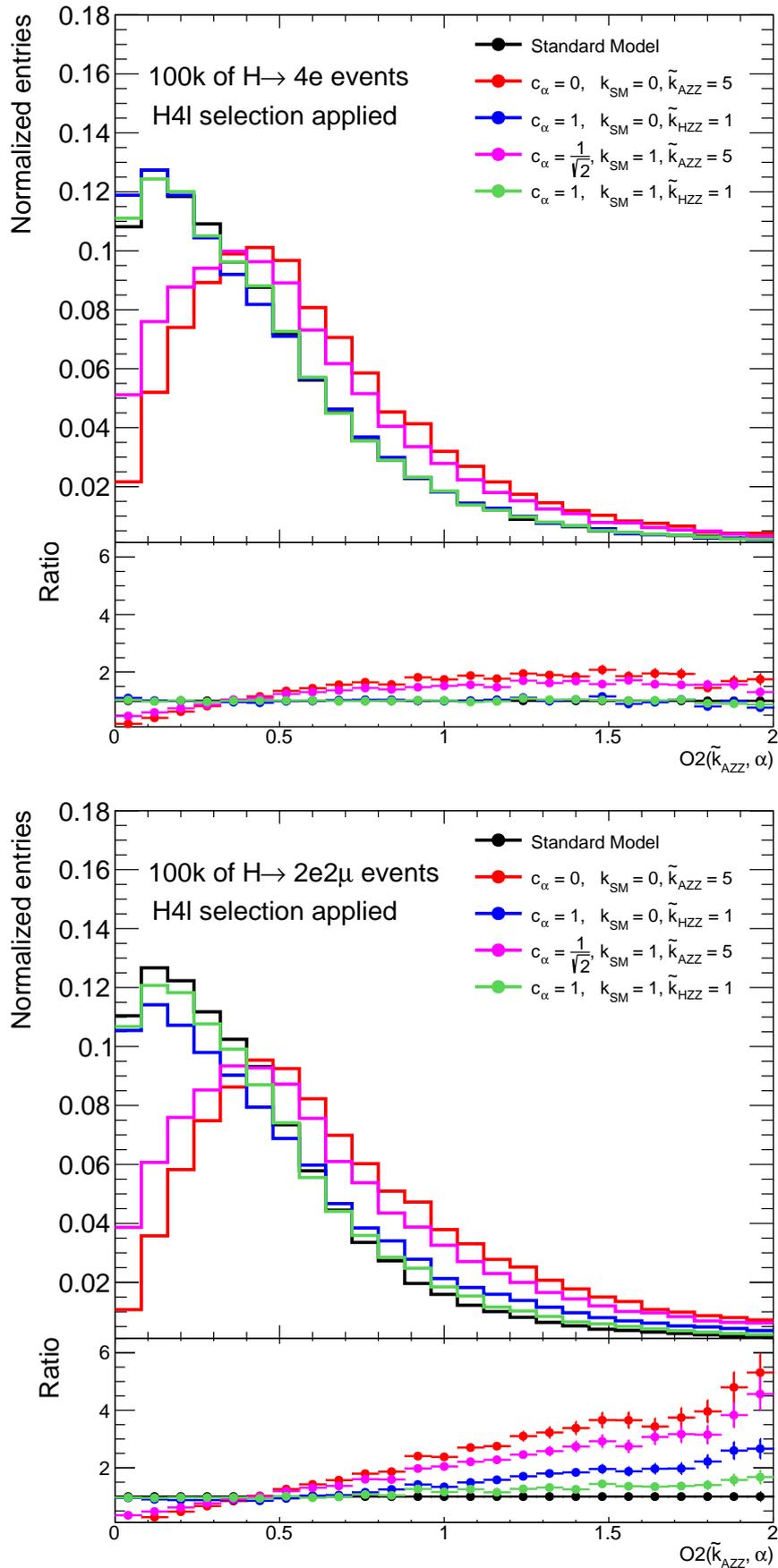


Рисунок 5.21 — Распределения по оптимальной наблюдаемой  $\mathcal{OO}_2$  для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  (снизу). В нижней части графиков приведены отношения полученных распределений к распределению в случае СМ.

После обнаружения принципиальной чувствительности оптимальных наблюдаемых к аномальным вкладам в лагранжиане, необходимо было оценить, какой чувствительностью будут обладать оптимальные наблюдаемые при учёте современных экспериментальных ограничений на константы связи. В соответствии с наиболее актуальными результатами [96], ошибка измерения полного поперечного сечения процесса  $pp \rightarrow Hjj$  на данный момент составляет около 25%. Кроме того, экспериментальные ограничения на константы связи чаще всего приводятся в рамках теоретической модели SMEFT. В связи с этим, в рамках модели SMEFT с помощью генератора MadGraph5\_aMC@NLO было смоделировано ещё пять наборов данных, параметры которых приведены в таблице 12. Значения параметров были выбраны в соответствии в параграфом 4.2 главы 4. Кроме того, к наборам данных с целью проверки был добавлен ещё один дополнительный набор с относительно большим значением константы связи  $\tilde{c}_{ZZ} = 3$ . Таблица 12 — Параметры наборов данных, сгенерированных в модели SMEFT, которые использовались в ходе фитирования псевдоданных с помощью функции правдоподобия.

Набор данных, №	$\delta c_Z$	$c_{ZZ}$	$\tilde{c}_{ZZ}$	$\Lambda$ , ГэВ	$N_{\text{событий}}$
6	0	0.00	0.0	$10^3$	$10^5$
7	0	0.00	1.3	$10^3$	$10^5$
8	0	0.00	-1.3	$10^3$	$10^5$
9	0	1.20	0.0	$10^3$	$10^5$
10	0	-0.24	0.0	$10^3$	$10^5$
11	0	0.00	-3.0	$10^3$	$10^5$

Таблица 13 — Параметры матричных элементов, которые использовались для построения распределений по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  в процессе  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  в модели SMEFT.

Матричный элемент	Модель	$\delta c_Z$	$c_{ZZ}$	$\tilde{c}_{ZZ}$	$\Lambda$ , ГэВ
$\mathcal{M}_{\text{SM}}^{H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l}$	SMEFT	0	0	0.00	$10^3$
$\mathcal{M}_{\text{BSM}}^{H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l}$	SMEFT	-1	0	1.65	$10^3$
$\mathcal{M}_{\theta=1}^{H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l}$	SMEFT	0	0	1.65	$10^3$

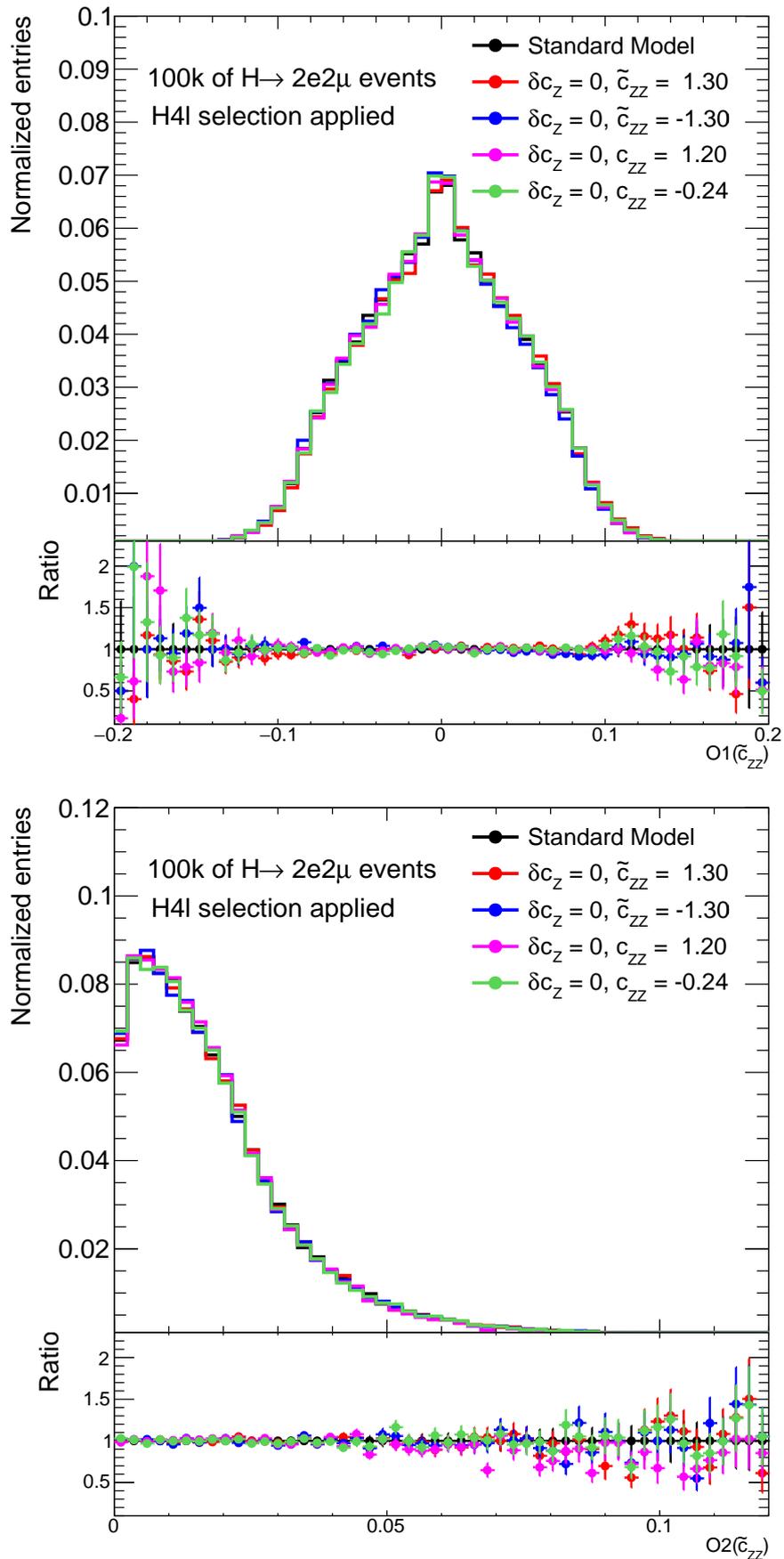


Рисунок 5.22 — Распределения по оптимальным наблюдаемым  $\mathcal{O}\mathcal{O}_1$  (сверху) и  $\mathcal{O}\mathcal{O}_2$  (снизу) для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  на уровне современных экспериментальных ограничений.

При переходе от модели НС к SMEFT матричные элементы также необходимо было изменить соответствующим образом. Значения констант связи матричных элементов, которые использовались для построения распределений по оптимальным наблюдаемым на современном уровне экспериментальных ограничений в рамках модели SMEFT, приведены в таблице 13.

Полученные распределения по оптимальным наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  показаны на рисунке 5.22.

Из полученных графиков видно, что на уровне современных экспериментальных ограничений оптимальные наблюдаемые  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  не обеспечат необходимой чувствительности и их использование в процессе анализа экспериментальных данных сомнительно с точки зрения эффективности.

### 5.3.3 Оптимальные наблюдаемые в процессе $pp \rightarrow Hjj$

Поскольку результаты исследования процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  с использованием техники оптимальных наблюдаемых наглядно продемонстрировали, что чувствительности к обнаружению возможных эффектов аномальных взаимодействий в данном канале на уровне современных экспериментальных ограничений будет недостаточно, было предложено использовать метод оптимальных наблюдаемых для изучения процесса рождения бозона Хиггса, а не его распада, как это было сделано ранее. Рождение бозона Хиггса при этом всё также предполагается посредством механизма VBF (см. рисунок 5.19).

Однако, в случае анализа процесса рождения бозона Хиггса по каналу VBF, использование метода оптимальных наблюдаемых усложняется. Для вычисления матричного элемента процесса необходимо знать 4-импульсы всех начальных и конечных частиц данного процесса. И если в случае с распадом  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  восстановление всех 4-импульсов с точки зрения эксперимента не представляет трудностей, то в случае процесса  $pp \rightarrow Hjj$  однозначно восстановить 4-импульсы и типы начальных частиц не представляется возможным, поскольку заданное конечное состояние может быть получено путём взаимодействия различных конфигураций кварков. Обойти данное ограничение, пусть и с потерей некоторой доли чувствительности оптимальных наблюдаемых, можно следующим образом. Предположим, что распределение партонов внутри протонов известно и представляет собой некую функцию от переданного импульса начального взаимодействующего партона. В таком случае можно вы-

числить матричные элементы для всех возможных конфигураций начальных и конечных партонов, которые дают вклад в конкретный процесс, после чего просуммировать их с весами, которые представляют собой значения функций распределения партонов при соответствующих значениях переданного импульса начальных частиц:

$$2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_{\text{SM}}^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}) = \sum_{i,j,k,l} f_i(x_1) f_j(x_2) 2 \operatorname{Re}((\mathcal{M}_{\text{SM}}^{ij \rightarrow klH})^* \mathcal{M}_{\text{CP-odd}}^{ij \rightarrow klH}), \quad (5.26)$$

$$|\mathcal{M}_{\text{SM}}|^2 = \sum_{i,j,k,l} f_i(x_1) f_j(x_2) |\mathcal{M}_{\text{SM}}^{ij \rightarrow klH}|^2. \quad (5.27)$$

При этом значения переданного импульса начальных частиц в данном процессе могут быть реконструированы с помощью следующего выражения:

$$x_{1/2}^{\text{reco}} = \frac{m_{Hjj}}{\sqrt{s}} e^{\pm y_{Hjj}}, \quad (5.28)$$

где  $\sqrt{s}$  - энергия столкновений в системе центра масс сталкивающихся частиц;  $y_{Hjj}$  - быстрота системы  $Hjj$ .

Чувствительность оптимальных наблюдаемых в этом случае тестировалась с помощью наборов данных, приведённых в таблице 13. Параметры матричных элементов при этом также были изменены в соответствии с таблицей 14.

Таблица 14 — Параметры матричных элементов, которые использовались для построения распределений по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  в процессе  $pp \rightarrow Hjj$  в модели SMEFT.

Матричный элемент	Модель	$\delta c_Z$	$c_{ZZ}$	$\tilde{c}_{ZZ}$	$\Lambda, \Gamma \text{эВ}$
$\mathcal{M}_{\text{SM}}^{pp \rightarrow Hjj}$	SMEFT	0	0	0.00	$10^3$
$\mathcal{M}_{\text{BSM}}^{pp \rightarrow Hjj}$	SMEFT	-1	0	2.65	$10^3$
$\mathcal{M}_{\theta=1}^{pp \rightarrow Hjj}$	SMEFT	0	0	2.65	$10^3$

Распределения по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  для процесса  $pp \rightarrow Hjj$  приведены на рисунке 5.23. Полученные результаты демонстрируют, что метод оптимальных наблюдаемых для процесса  $pp \rightarrow Hjj$  обладает чувствительность с возможному CP-нечётному вкладу в лагранжиан даже на уровне современных экспериментальных ограничений на величину полного поперечного сечения процесса, чего не наблюдалось при рассмотрении процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ .

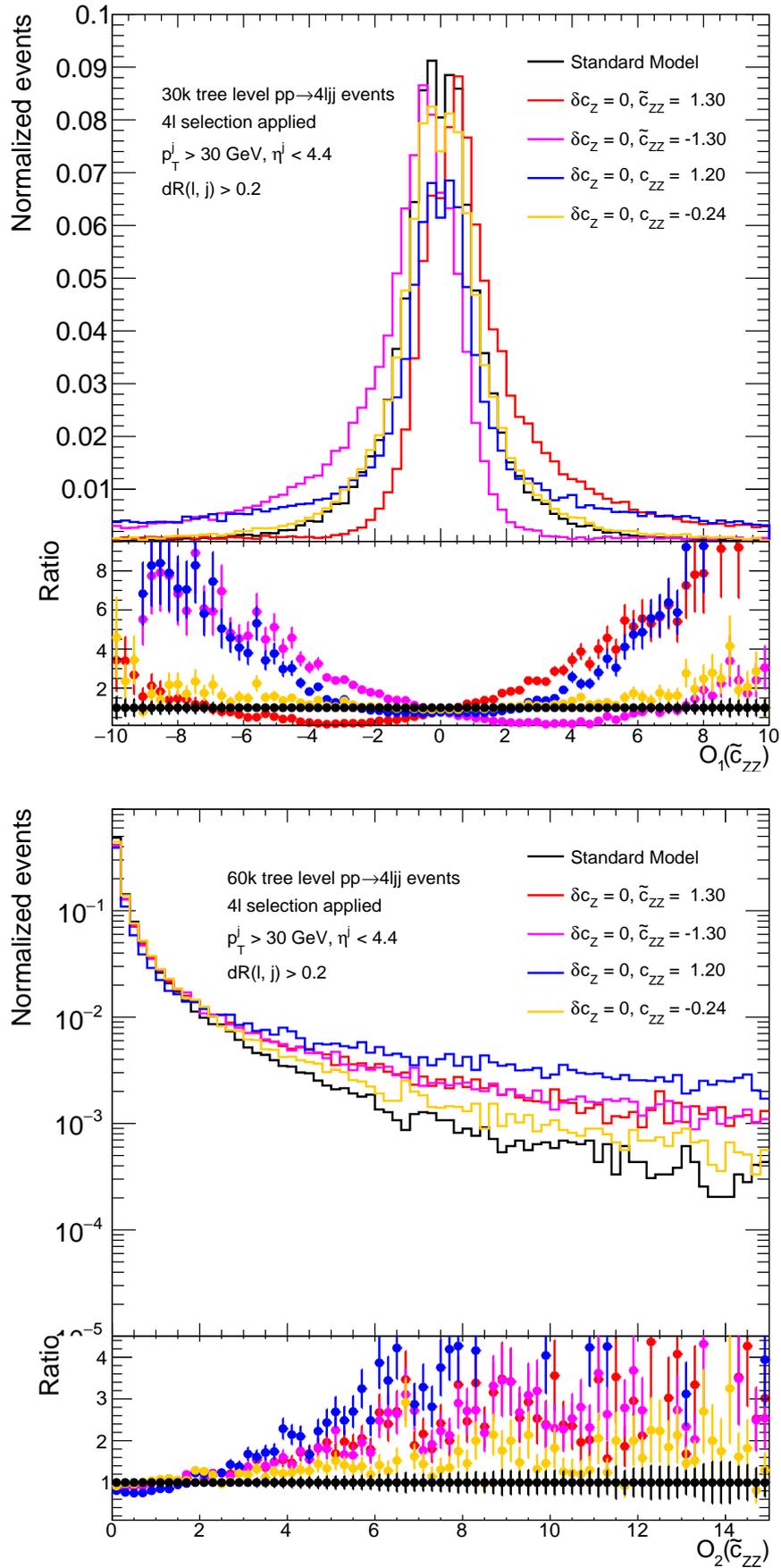


Рисунок 5.23 — Распределения по оптимальным наблюдаемым  $\mathcal{O}\mathcal{O}_1$  (сверху) и  $\mathcal{O}\mathcal{O}_2$  (снизу) для процесса  $pp \rightarrow Hjj$ . В нижней части графиков приведены отношения полученных распределений к распределению в СМ.

Для численной оценки эффективности метода оптимальных наблюдаемых для процесса  $pp \rightarrow Hjj$  было проведено фитирование распределений по оптимальным наблюдаемым с помощью соответствующих функций правдоподобия и получены ожидаемые пределы на константы связи. Результаты фитирования по константам связи  $c_{ZZ}$  и  $\tilde{c}_{ZZ}$  приведены на рисунке 5.24. При этом форма распределений по оптимальным наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  в каждой точке по  $c_{ZZ}$  и  $\tilde{c}_{ZZ}$  вычислялась с помощью метода морфинга (см. параграф 4.3.1 главы 4).

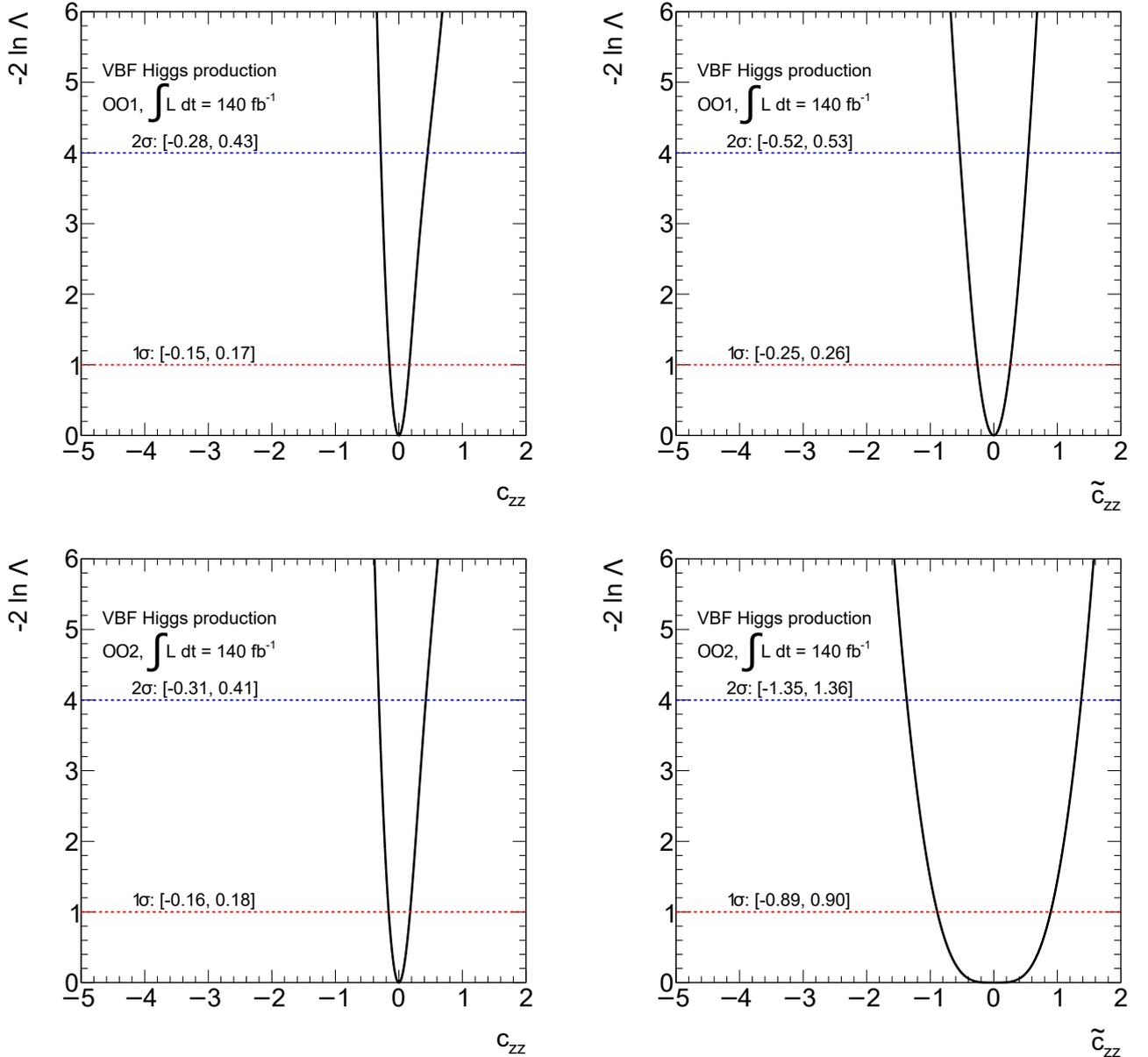


Рисунок 5.24 — Графики логарифмов функций правдоподобия и ожидаемые пределы на константы связи с использованием наблюдаемых  $\mathcal{OO}_1$  (сверху) и  $\mathcal{OO}_2$  (снизу) для констант связи  $c_{ZZ}$  (слева) и  $\tilde{c}_{ZZ}$  (справа) для процесса  $pp \rightarrow Hjj$ .

## 5.4 Гипотетический тяжёлый бозон Хиггса спина 0

### 5.4.1 Предсказания моделей вне рамок СМ

Рождение в протон-протонных столкновениях тяжёлого нейтрального резонанса спина 0 (в дальнейшем обозначаемого как  $S_0$ ), в первую очередь обнаруживаемого посредством его распада в пару фотонов, соответствует относительно большому классу теоретических моделей. Такие резонансы предсказаны в некоторых вариантах двухдублетных моделей Хиггса (2HDM), композитных хиггсовских моделей [97–104], а также скалярных синглетных моделей, где  $S_0$  взаимодействует с новыми вектороподобными кварками с интенсивностью, определяемой посредством Юкавовской константы связи (см. [105] и ссылки внутри). Общим свойством перечисленных моделей является существование нейтрального резонанса спина 0 с массой много больше, чем масса бозона Хиггса в рамках СМ. Сечение рождения такого резонанса может лежать в широком диапазоне (30–6000 фб), в зависимости от модели и массы резонанса [71].

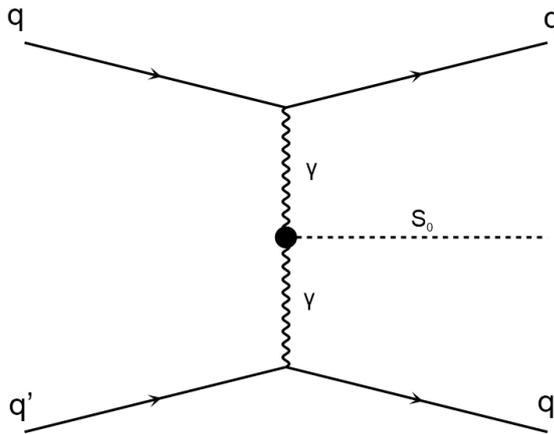


Рисунок 5.25 — Диаграмма Фейнмана для рождения гипотетического тяжёлого резонанса  $S_0$  посредством механизма фотонного слияния. Резонанс  $S_0$  впоследствии может распадаться по каналам  $\gamma\gamma$  и  $Z\gamma$ .

В рамках вышеперечисленных моделей  $S_0$  относительно сильно связывается с верхними кварками и фотонами. Доминирующей модой распада  $S_0$  таким образом обычно является  $t\bar{t}$ , за которой следует мода  $\gamma\gamma$ . Третьей по вероятности распада считается мода  $Z\gamma$ . Отношение вероятности распада по каналу  $ZZ$  в моделях с расширенным хиггсовским сектором может быть в 5–1000 раз меньше, чем по каналу  $\gamma\gamma$  [106; 107]. В простейшей реализации модели, распады по каналу  $W^+W^-$  могут быть подавлены или отсутствовать вовсе. Провести

непосредственный экспериментальный анализ процесса  $pp \rightarrow S \rightarrow t\bar{t}$  представляется затруднительным из-за значительного вклада фона КХД и сложности реконструкции конечного состояния  $t\bar{t}$ . Таким образом, наиболее вероятным каналом, в котором можно будет наблюдать такой резонанс в ускорительных экспериментах, является  $pp \rightarrow S_0 \rightarrow \gamma\gamma$ . Распады по каналу  $pp \rightarrow S_0 \rightarrow Z\gamma$  с экспериментальной точки зрения могут быть обнаружены вскоре после регистрации канала  $pp \rightarrow S_0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Для некоторых диапазонов параметров моделей, обсуждаемых выше, мода распада  $t\bar{t}$  также может быть подавлена относительно моды  $\gamma\gamma$  или даже отсутствовать вовсе. Последний случай может соответствовать минимальным синглетным моделям с бесцветными вектороподобными фермионами. Конкретно данное исследование основано на минимальном варианте модели с подавленной модой  $t\bar{t}$ . Учитывая большую по величине константу связи  $S_0$  с фотонами, доминирующим механизмом рождения  $S_0$  на ускорителях в этой модели должен быть механизм фотонного слияния (см., например, [105; 108–112] и ссылки внутри) с небольшими вкладами от  $Z\gamma$ . Кинематические свойства механизма рождения  $S_0$  посредством механизма VBF с доминированием фотонов изучаются в следующих предположениях физической модели:

- $S_0$  - нейтральный  $s$ -канальный резонанс с массой около 1000 ГэВ и спином 0. При этом рассматриваются CP-чётное, CP-нечётное и CP-смешанное физические состояния  $S_0$ .
- Эффективная константа связи  $S_0$  с  $\gamma\gamma$  велика по сравнению с  $Z\gamma$  и  $ZZ$ .
- Эффективные константы связи с  $t\bar{t}$  и  $W^+W^-$  очень малы или отсутствуют вовсе.
- В рождении  $S_0$  посредством механизма VBF преобладают дифотонные взаимодействия с некоторым вкладом от  $Z\gamma$ . В дальнейшем по тексту данный процесс будет называться *фотонным слиянием*.

### 5.4.2 Механизмы рождения

Следуя предположениям, сделанным в разделе 5.4.1, для описания взаимодействий резонанса  $S_0$  с векторными бозонами может быть использован подход на основе ЭТП. Предполагается, что массы частиц вне рамок СМ, которые могут способствовать петлевым вкладом в значения констант связи  $S_0$  с частицами СМ, являются большими по сравнению с массой  $S_0$ . Соответствующий лагранжиан взаимодействия может быть построен с использованием подмножества

операторов размерности  $D = 5$ , содержащих в себе поля  $\gamma$  и  $Z$ . Результирующий эффективный лагранжиан включает в себя следующие операторы:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_0^V = & \left\{ -\frac{1}{4} [\kappa_{S\gamma\gamma} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \kappa_{P\gamma\gamma} A_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}] \right. \\ & - \frac{1}{2} [\kappa_{SZ\gamma} Z_{\mu\nu} A^{\mu\nu} + \kappa_{PZ\gamma} Z_{\mu\nu} \tilde{A}^{\mu\nu}] \\ & \left. - \frac{1}{\Lambda} \kappa_{S\partial\gamma} Z_\nu \partial_\mu A^{\mu\nu} \right\} S_0, \end{aligned} \quad (5.29)$$

где  $\Lambda$  - энергетический масштаб физики вне рамок СМ, а полевые тензоры определены следующим образом:

$$V_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu \quad (V = A, Z).$$

Дуальный тензор  $\tilde{V}_{\mu\nu}$  при этом определяется как:

$$\tilde{V}_{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} V^{\rho\sigma}.$$

Индексы  $S$  и  $P$  представляют собой СР-чётное и СР-нечётное физическое состояние  $S_0$ , соответственно. Константы связи  $\kappa_{S\gamma\gamma}$ ,  $\kappa_{SZ\gamma}$ ,  $\kappa_{S\partial\gamma}$ ,  $\kappa_{P\gamma\gamma}$ ,  $\kappa_{PZ\gamma}$  определяют интенсивность взаимодействий физических состояний  $S_0$  с соответствующими парами векторных бозонов. СР-нарушение возникает в том случае, когда в лагранжиане одновременно присутствуют как СР-чётные, так и СР-нечётные члены.

В случае процесса рождения тяжёлого резонанса посредством механизма ggF в рамках СМ, распределение по разности азимутальных углов  $\Delta\Phi = \Phi_2 - \Phi_1$  между двумя адронными струями демонстрирует нетривиальную структуру, чувствительную к значению СР-чётности бозона Хиггса [113–116]. В случае стандартномодельного электрослабого рождения  $S_0$  посредством механизма VBF, распределение по  $\Delta\Phi$  является относительно плоским и поэтому его форма едва чувствительна к значению СР-чётности  $S_0$ . Этот факт является результатом интерференции между спиральными состояниями  $++$  и  $--$  векторных бозонов в случае механизма ggF и доминирования состояния спиральности  $00$  в случае механизма VBF. Ниже будет продемонстрировано, что в моделях с подавленными модами распада  $S_0 \rightarrow ZZ$  и  $S_0 \rightarrow WW$ , процессы слияния векторных бозонов могут также выявить нетривиальные корреляции азимутальных углов.

Тензорная структура вершины  $S_0VV$ , соответствующая лагранжиану (5.29), приведена в таблице 15. Для сравнения, в таблице 15 также приведена амплитуда вершины  $HZZ$  в СМ.

Таблица 15 — Тензорная структура вершин взаимодействия  $S_0$  с векторными бозонами.  $q_1$  и  $q_2$  - 4-векторы фотона и векторного бозона, соответственно.

Взаимодействие	CP-чётность	Тензорная структура
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma$	+	$g^{\mu\nu}(q_1q_2) - q_1^\mu q_2^\nu$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma$	-	$\varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} q_{1\alpha} q_{2\beta}$
$S_0\partial\gamma$	+	$g^{\mu\nu} q_1^2 - q_1^\mu q_1^\nu$
$HZZ$ SM	+	$M_Z^2 g^{\mu\nu}$

Используя технику спиральных амплитуд [117; 118], и следуя подходу, изложенному в статье [116], в ходе данного исследования были вычислены спиральные амплитуды, соответствующие вершине  $S_0VV$ . Для частицы с нулевым спином  $S_0$  в результате сохранения момента импульса только три амплитуды вносят вклад в VBF-процессы:  $0 \rightarrow 00$ ,  $0 \rightarrow ++$  и  $0 \rightarrow --$ . Эти амплитуды представлены в таблице 16.

Таблица 16 — Спиральные амплитуды для взаимодействий вида  $S_0VV$ .  $M^2 = M_{S_0}^2 - q_1^2 - q_2^2$ .

Спиральности	00	++	--
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, +$	$\sqrt{q_1^2 q_2^2}$	$-\frac{1}{2}M^2$	$-\frac{1}{2}M^2$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, -$	0	$-\frac{i}{2}\sqrt{(M^2 - 4q_1^2 q_2^2)}$	$\frac{i}{2}\sqrt{M^2 - 4q_1^2 q_2^2}$
$S_0\partial\gamma, +$	$q_1^2 \frac{M^2}{2\sqrt{q_1^2 q_2^2}}$	$q_1^2$	$q_1^2$
$HZZ$ SM, +	$M_Z^2 \frac{M^2}{2\sqrt{q_1^2 q_2^2}}$	$-M_Z^2$	$-M_Z^2$

Таблица 17 — Коэффициенты  $A$  и  $B$  в выражении (5.30).

Коэффициенты	$A$	$B$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, +$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 (1 + c_1^2)(1 + c_2^2) c_1^{-2} c_2^{-2}$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$
$S_0\gamma\gamma, S_0Z\gamma, -$	$q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 (1 + c_1^2)(1 + c_2^2) c_1^{-2} c_2^{-2}$	$-q_1^2 q_2^2 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$
$S_0\partial\gamma, +$	$q_1^4 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$	$\sim 0$
$HZZ$ SM, +	$M_Z^4 M_{S_0}^4 s_1^2 s_2^2 c_1^{-2} c_2^{-2}$	$\sim 0$

В VBF-процессах абсолютные значения инвариантных масс векторных бозонов малы по сравнению с массой  $S_0$ :  $\sqrt{|q_i^2|} \ll M_{S_0}$ . В этом пределе амплитуда  $00$  доминирует для так называемого контактного члена  $k_{S\partial\gamma}$  и для члена СМ. В этих случаях какого-либо нетривиального поведения азимутальных распределений не ожидается. Однако в данном пределе доминирующими амплитудами для вершин  $S_0\gamma\gamma$  и  $S_0Z\gamma$  будут амплитуды  $++$  и  $--$ , а их интерференция может привести к нетривиальному распределению азимутальных углов в соответствии со статьёй [116].

В случае CP-чётных и CP-нечётных физических состояний  $S_0$ , распределение по азимутальному углу может быть представлено в виде:

$$d\hat{\sigma} \sim A + B\cos(2\Delta\Phi), \quad (5.30)$$

где коэффициенты  $A$  и  $B$  получены путём объединения спиральных амплитуд для токов векторных бозонов [116] с амплитудами, представленными в таблице 16. Для случая  $\sqrt{|q_i^2|} \ll M_{S_0}$  эти коэффициенты приведены в таблице 17, где  $c_i = \cos\Theta_i$  и  $s_i = \cos(\frac{\pi}{2} - \Theta_i) = \sin\Theta_i$ . Значения  $\Theta_i$  и  $\frac{\pi}{2} - \Theta_i$  соответствуют углам между направлениями кварков и векторных бозонов  $q_i$  в системе отсчёта Брейта.

В соответствии с этой таблицей, случаи с  $k_{S\partial\gamma}$  и СМ определяются коэффициентом  $A$  в выражении (5.30), что в итоге приводит к равномерному распределению по  $\Delta\Phi$ . Для взаимодействий  $S_0\gamma\gamma$  и  $S_0Z\gamma$  коэффициенты  $A$  и  $B$  сопоставимы, что приводит к нетривиальной корреляции по  $\Delta\Phi$ .

### 5.4.3 Корреляции адронных струй

Для изучения кинематических свойств взаимодействий  $S_0$  с векторными бозонами были сгенерированы соответствующие наборы Монте-Карло данных на древесном уровне с использованием генератора MadGraph5\_aMC@NLO [66]. Каждый из рассматриваемых наборов данных состоял из  $5 \cdot 10^5$  событий. В качестве феноменологической модели для генерации наборов данных и последующего изучения возможных физических эффектов вне рамок СМ использовалась модель НС [13], реализованная в рамках генератора MadGraph5\_aMC@NLO. Модель НС при этом содержит в себе слагаемые лагранжиана (5.29), описанного выше. Параметры, используемые в процессе Монте-Карло генерации, приведены в таблице 18.

Для того, чтобы оценить влияние различных слагаемых в лагранжиане (5.29) по кинематике адронных струй конечного состояния, были определены следующие наблюдаемые конечного состояния:

- Инвариантная масса адронных струй конечного состояния:  $m_{jj}$ ;
- Поперечные импульсы  $S_0$ , лидирующей и следующей за лидирующей адронной струи, соответственно:  $p_T^{S_0}$ ,  $p_T^{\text{lead}}$ ,  $p_T^{\text{sublead}}$ ;
- Псевдобыстрота лидирующей и следующей за лидирующей адронной струи и разность их псевдобыстрот, соответственно:  $\eta_{\text{lead}}$ ,  $\eta_{\text{sublead}}$ ,  $|\eta| = |\eta_1 - \eta_2|$ ;
- Разность азимутальных углов между лидирующей и следующей за лидирующей адронной струей:  $\Delta\Phi = \varphi_1 - \varphi_2$ ;
- Переменная Цеппенфельда:  $|\eta_{S_0} - \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}|$ .

Таблица 18 — Параметры и ограничения, используемые в процессе генерации Монте-Карло наборов данных с помощью генератора MadGraph5\_aMC@NLO.

Параметр	Значение
Масса резонанса (ГэВ)	$m_{S_0} = 1000$
Поперечный импульс адронной струи (ГэВ)	$p_T^{\text{jet}} > 30$
Псевдобыстрота адронной струи	$ \eta  < 4.0$

На рисунке 5.26 приведены распределения по наблюдаемым для адронных струй конечного состояния для различных предположений о структуре механизма рождения  $S_0$ . В каждом случае одновременно присутствует только один оператор вне рамок СМ, вклады от всех остальных операторов вне рамок СМ принимаются равными нулю.

Приведённые наблюдаемые могут обеспечить некоторую чувствительность к присутствию оператора, соответствующего константе связи  $k_{S\partial\gamma}$ . Наличие операторов, соответствующих константам связи  $k_{S\gamma\gamma}$  и  $k_{P\gamma\gamma}$ , приводит к почти неразличимым распределениям для всех наблюдаемых значений  $p_T$ . Аналогичная ситуация возникает и в случае, когда присутствуют только операторы, соответствующие константам связи  $k_{SZ\gamma}$  и  $k_{PZ\gamma}$ .

На рисунке 5.27 представлены распределения по псевдобыстротам адронных струй. Эти распределения демонстрируют отличительную особенность процессов VBF: в центральной области детектора происходит подавление

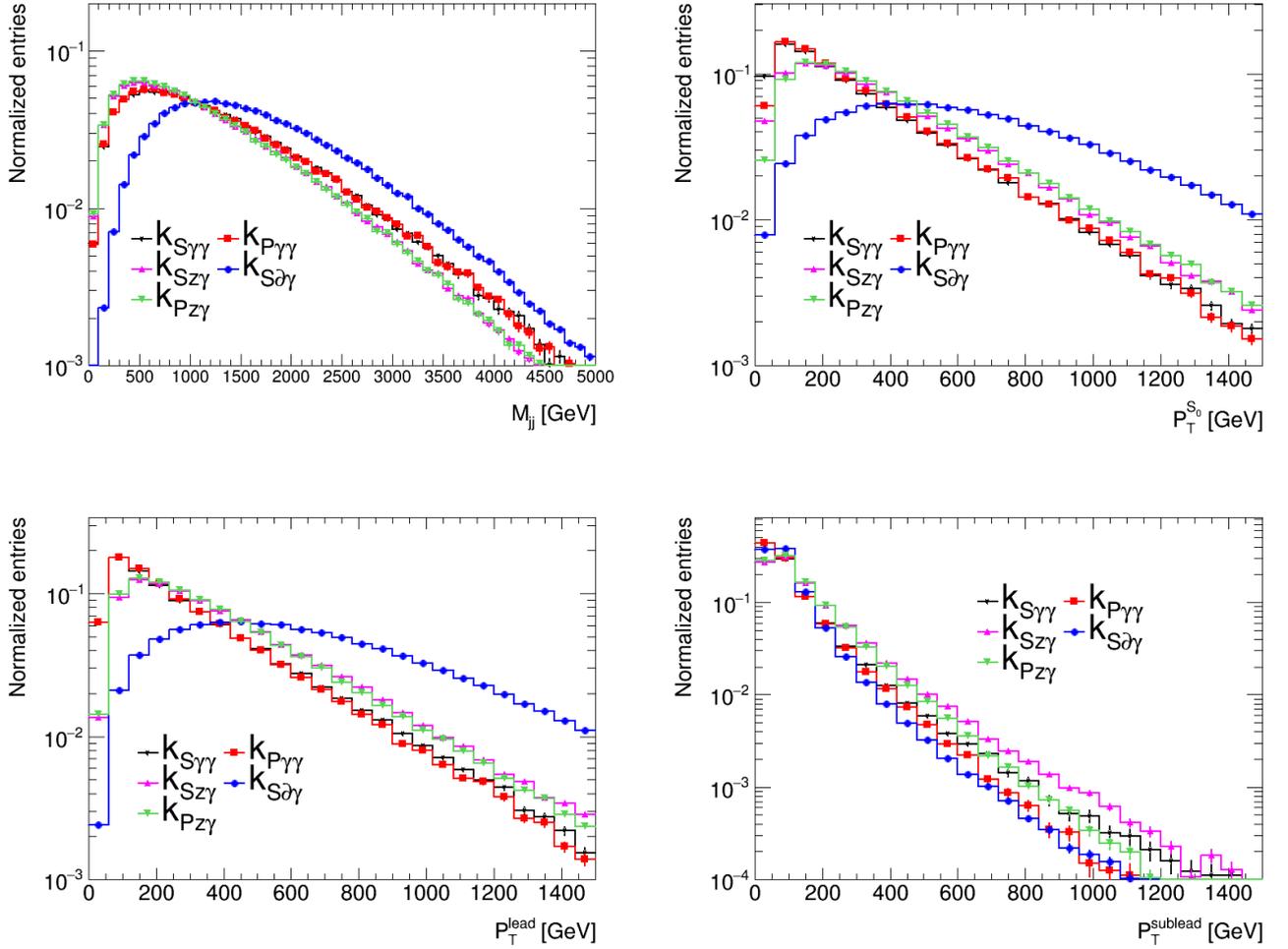


Рисунок 5.26 — Распределения по массам и поперечным импульсам адронных струй и бозона Хиггса при различных предположения о структуре механизма рождения  $S_0$ .

адронных струй, вследствие чего возникает провал в центральной части распределения по псевдобыстроте. Единственным исключением здесь является распределение для лидирующей струи, соответствующее ненулевому значению константы связи  $k_{S\Delta\gamma}$ .

Отметим, что сравнение рождения тяжёлого резонанса посредством механизма глюонного и фотонного слияний на основе распределений  $P_T$  и  $\eta$  были выполнены в статье [111].

Наблюдаемой, чувствительной к значению CP-чётности тяжёлого резонанса, рождаемого посредством механизма фотонного слияния, является разность азимутальных углов  $\Delta\Phi$  между адронными струями. На рисунке 5.28 приведены распределения по  $\Delta\Phi$  и  $\sin\left|\frac{\Delta\Phi}{2}\right|$  для CP-чётных, CP-нечётных и CP-смешанных физических состояний  $S_0$ .

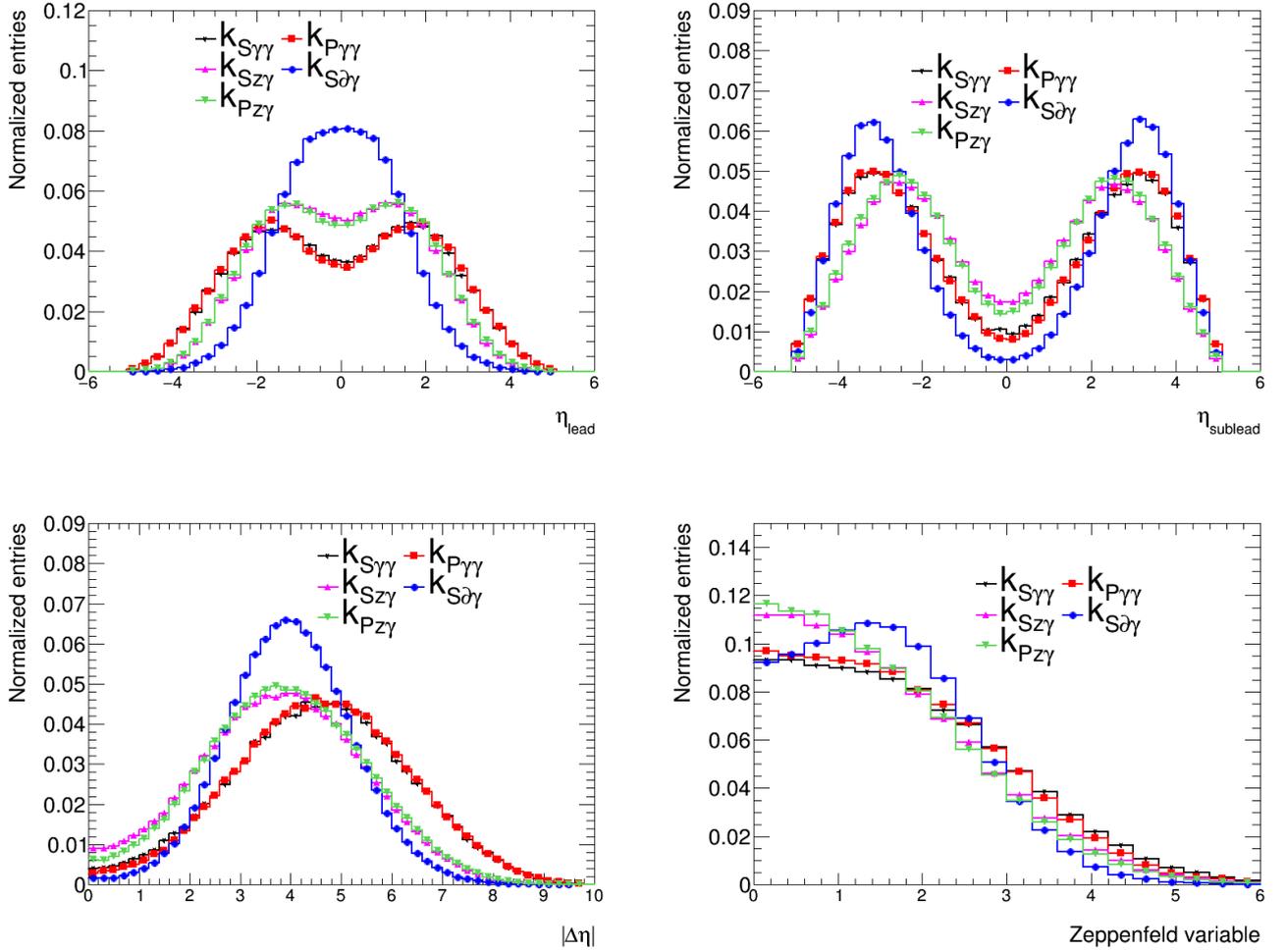


Рисунок 5.27 — Распределения по псевдобыстротам адронных струй при различных предположения о структуре механизма рождения  $S_0$ .

Чёткое различие по формам распределений по наблюдаемым возникает для случаев с различной  $CP$ -чётностью. Физические состояния  $S_0$  со смешанной  $CP$ -чётностью возникают путём одновременного присутствия операторов, соответствующих константам связи  $k_{S\gamma\gamma}$  и  $k_{P\gamma\gamma}$ . Члены, соответствующие константам связи  $k_{S\gamma\gamma}$  и  $k_{P\gamma\gamma}$ , дают вклад в общее сечение в размере  $2/3$  и  $1/3$ , соответственно. В случае смешанной  $CP$ -чётности в выражении (5.30) появляется дополнительный член, пропорциональный  $\sin\left|\frac{\Delta\Phi}{2}\right|$ , который приводит к сдвигу в распределении по  $\sin\left|\frac{\Delta\Phi}{2}\right|$ , как показано на рисунке 5.28. Это важное свойство механизма фотонного слияния, которое можно использовать для определения структуры вершин  $Z\gamma$  и  $\gamma\gamma$  в текущих и будущих экспериментах на ускорителях.

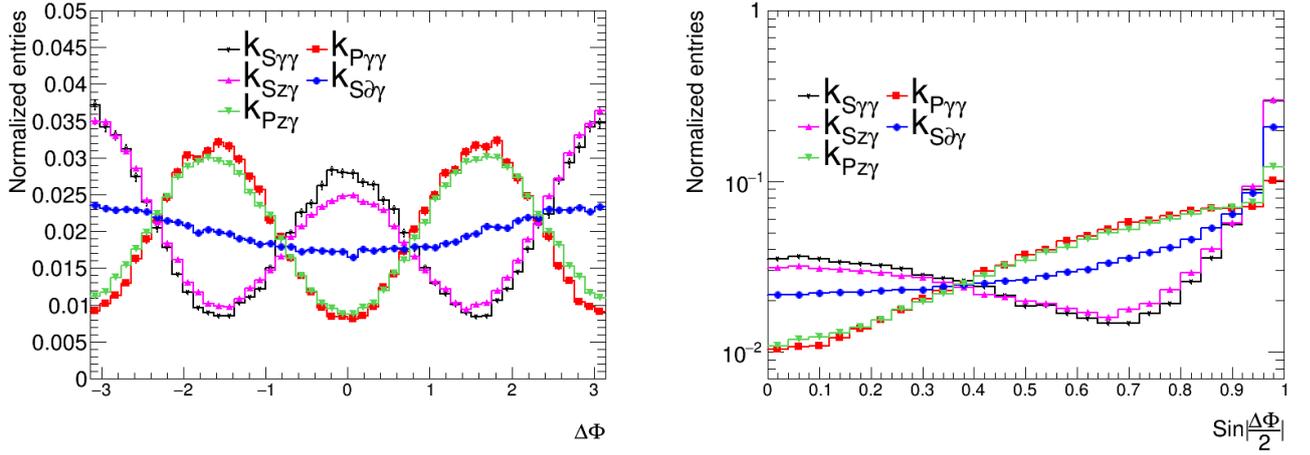


Рисунок 5.28 — Распределение по разности азимутальных углов адронных струй  $\Delta\Phi$  (слева) и  $\sin\left|\frac{\Delta\Phi}{2}\right|$  (справа).

## 5.5 Заключение к главе 5

В рамках данной главы было описано использование метода асимметрий для изучения процессов с участием бозона Хиггса. Основной целью проведённого Монте-Карло анализа было изучение тензорной структуры вершины  $HZZ$ . Исследование проводилось в рамках процесса  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  в предположении, что бозона Хиггса рождается посредством механизма глюонного слияния и обладает спином 0. В процессе анализа также были учтены вклады фоновых событий, детекторные эффекты, ожидаемые эффективности триггеров и отборов событий на БАК. Были использованы два различных подхода к обнаружению эффектов CP-нарушения в вершине  $HZZ$ . Первый подход основан на простом счётном эксперименте для угловых асимметрий CP-чувствительных наблюдаемых. Было показано, что нарушение CP-инвариантности может приводить к угловой асимметрии, величина которой превышает 10%. Кроме того, были рассчитаны области исключения параметра  $c_\alpha$  для используемой теоретической модели с уровнем доверия в 95% при различных параметрах модели бозона Хиггса спина-0, включая CP-чётный член лагранжиана СМ и аномальный CP-нечётный член  $g_4$ . Эти результаты также были представлены в терминах эффективного отношения сечений  $f_{g_4}$ . Полученные пределы сопоставимы с прогнозами коллабораций ATLAS и CMS для третьего этапа работы БАК и проекта БАК с высокой светимостью, представленными в статьях [92; 93]. Чувствительность отдельных наблюдаемых к присутствию аномальных вкладов в вершину  $HZZ$  была также изучена путем фитирования формы рас-

пределений по этим наблюдаемым специальной функцией угла смешивания. Было продемонстрировано, что с помощью одной лишь, наиболее чувствительной, наблюдаемой, предложенный подход позволяет получить пределы на  $f_{g_4}$  сопоставимые с пределами, полученными с помощью метода асимметрий и с прогнозами коллабораций ATLAS и CMS. Было также продемонстрировано, что некоторые из наблюдаемых, которые не генерируют значительную угловую асимметрию, при наличии значительного CP-смешивания всё ещё могут обеспечивать дополнительные вклады в значения пределов на  $f_{g_4}$  при полном анализе формы данных распределений. Объединение нескольких CP-нечётных наблюдаемых в одном и том же фитировании или объединение нескольких асимметрий, вероятно, ещё больше улучшит чувствительность к эффектам CP-нарушения. Также было отмечено, что тщательное экспериментальное исследование всех без исключения наблюдаемых важно как минимум потому, что все они проявляют чувствительность к различным членам в вершине  $HZZ$ .

Кроме того, в данной главе описывалось исследование, целью которого была проверка чувствительности специальных угловых переменных в распадах  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau (\tilde{\nu}_\tau)$  и  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau (\tilde{\nu}_\tau)$ . В ходе данного исследования были получены распределения по специальным угловым переменным как для чистых, так и для смешанных CP-состояний бозона Хиггса и продемонстрировано, что комбинированная переменная  $\varphi_{CP}^*$  может быть использована для разделения различных смешанных CP-состояний бозона Хиггса. Кроме того, было обнаружено, что распределения для фоновых процессов в канале  $gg \rightarrow H \rightarrow \tau^+ \tau^-$  являются равномерными и заметно отличаются от угловых распределений, соответствующих распаду Хиггса.

Также в данной главе излагались особенности использования метода оптимальных наблюдаемых для изучения процессов с участием бозона Хиггса на примере процессов  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$  и  $pp \rightarrow Hjj$ . Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что оптимальные наблюдаемые как для процесса  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ , так и для процесса  $pp \rightarrow Hjj$  являются перспективными инструментами для измерения констант связи бозона Хиггса с векторными бозонами, а также для поиска CP-нарушения и других аномальных взаимодействий в хиггсовском секторе. Однако же, если говорить об уровне современных экспериментальных пределов на сечение процесса  $pp \rightarrow Hjj$ , можно заключить, что использование оптимальных наблюдаемых для распада бозона Хиггса на четыре лептона представляется нерациональным ввиду невысокой

чувствительности данных оптимальных наблюдаемых к возможным малым CP-нарушающим вкладам в лагранжиане. С оптимальными наблюдаемыми для рождения бозона Хиггса ситуация прямо противоположная - чувствительность метода оптимальных наблюдаемых в данном случае позволяет осуществлять претензионные измерения возможного вклада CP-нечётных слагаемых вне рамок СМ в лагранжиан взаимодействия бозона Хиггса с целью поиска эффектов CP-нарушения в хиггсовском секторе. Оценка эффективности метода оптимальных наблюдаемых для процесса  $pp \rightarrow Hjj$  была проведена путём вычисления ожидаемых пределов на величину констант связи  $c_{ZZ}$  и  $c_{\tilde{Z}Z}$  в модели SMEFT, которые можно будет установить с использованием  $140 \text{ фб}^{-1}$  данных протон-протонных столкновений с БАК.

В последней части данной главы рассматривались CP-чувствительные наблюдаемые и тензорная структура взаимодействий гипотетического тяжёлого резонанса  $S_0$  со спином 0. При этом предполагалось, что эффективная константа связи  $S_0$  с  $\gamma\gamma$  велика по сравнению с константами связи  $S_0$  с  $t\bar{t}$ ,  $ZZ$  и  $WW$ . Частицы с подобными свойствами зачастую возникают в моделях с расширенным хиггсовским сектором.

Основным предметом исследования при этом было рождение  $S_0$  посредством механизма фотонного слияния, при котором возникали корреляции между адронными струями, приводящие к различию в угловых распределениях адронных струй, вылетающих из вершины рождения. В рамках СМ, адронные струи, рождённые с помощью механизма VBF, слабо коррелируют друг с другом, что приводит к равномерному распределению по разности азимутальных углов  $\Delta\Phi$  между струями и ограниченной чувствительности к значению CP-чётности  $S_0$ . С другой стороны, было продемонстрировано, что в случае механизма фотонного слияния присутствие операторов высших размерностей приводит к нетривиальным распределениям по  $\Delta\Phi$  и чувствительности к значению CP-чётности  $S_0$ .

Кинематические распределения для адронных струй, рождённых посредством механизма фотонного слияния, также чувствительны к определённому типу операторов более высокой размерности. В частности, было показано, что контактный член, пропорциональный константе связи  $k_{S\partial\gamma}$  в лагранжиане рассматриваемой модели, можно отличить от других слагаемых вне рамок СМ, анализируя распределения по  $P_T$ ,  $\eta$  и  $\Delta\Phi$ .

## Глава 6. Изучение процессов с участием бозона Хиггса в ускорительных экспериментах

В рамках данной работы было разработано и протестировано несколько новых методик поиска эффектов вне рамок СМ. Каждая из них имеет свои достоинства и может быть использована в том или ином ускорительном эксперименте. Однако, одних лишь теоретических и феноменологических изысканий недостаточно для получения глобальных научных результатов, необходимо также анализировать массивы экспериментальных данных, с помощью которых становится возможным проверять те или иные теоретические гипотезы. В связи с этим, в рамках данного исследования в составе научных групп коллаборации ATLAS проводилась работа, направленная на разработку новых программных средств анализа данных, непосредственное измерение поперечного сечения и констант связи бозона Хиггса в рамках нескольких феноменологических моделей, а также оценку перспектив подобных исследований на будущем ускорителе HL-LHC. Основные аспекты проделанной в данном направлении работы подробно описаны в данной главе.

### 6.1 Измерение констант связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами Стандартной Модели

#### 6.1.1 Измерения констант связи в канале $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$

За последние несколько лет коллаборациями ATLAS и CMS были проведены обширные исследования свойств бозона Хиггса. С помощью детекторов ATLAS и CMS была измерена масса бозона Хиггса, которая составила  $m_H = 125.09 \pm 0.24$  ГэВ [119]. Однако в результате измерения сечений рождения по различным каналам [120], вероятностей распада [7] и квантовых чисел спина и четности [11; 121] никаких существенных отклонений от предсказаний Стандартной модели найдено не было. Кроме того, инклюзивные и дифференциальные фидуциарные сечения рождения бозона Хиггса, представляющие собой выходы частиц, скорректированные с учетом отклика детектора, были измерены с помощью  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  данных о протон-протонных столкновениях при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ с использованием конечных состояний  $4l$  ( $l = e, \mu$ ),  $\gamma\gamma$  и  $e\nu\mu\nu$  [122–125]. Эти измерения также согласуются с предсказаниями СМ, мотивируя измерения с более высокой точностью, в хо-

де которых также будут изучаться кинематические особенности каналов рождения и распада бозона Хиггса.

В данном исследовании фидуциарные сечения представлены инклюзивно для всех конечных состояний распада  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  ( $4e, 4\mu, 2e2\mu, 2\mu2e$ ), а также распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Дифференциальные фидуциарные сечения представлены как функции кинематических наблюдаемых, описывающих физику рождения и распада бозона Хиггса в pp-столкновениях для процессов  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  и  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Каждая из кинематических переменных, описанных ниже, чувствительна к различным физическим эффектам. Например, поперечный импульс бозона Хиггса  $p_T$  можно использовать для проверки пертурбативных расчётов КХД, особенно когда дополнительно осуществляется категоризация событий по множественности адронных струй. Эта переменная также чувствительна к структуре лагранжиана взаимодействия бозона Хиггса [126]. Распределение по быстроте бозона Хиггса  $|y|$  чувствительно к функциям распределения партонов (PDF) сталкивающихся протонов. Переменные распада  $|\cos\theta^*|$  и  $m_{34}$  могут быть использованы для проверки гипотез спина и четности бозона Хиггса. Переменные  $m_{12}$  и  $m_{34}$  относятся к инвариантным массам лидирующих и следующими за лидирующими лептонных пар и соответствуют инвариантным массам промежуточных  $Z$ -бозонов, которые рождаются в процессе  $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ . Количество струй  $N_{jets}$ , ассоциированных с бозоном Хиггса, а также поперечный импульс ведущей струи  $p_T^{lead,jet}$  обеспечивают чувствительность к возможным новым эффектам при кварковых и глюонных эмиссиях при высоких  $p_T$ . Инвариантная масса  $m_{jj}$  двух ведущих струй в событии чувствительна к различным механизмам рождения бозона Хиггса. Разность углов между двумя ведущими струями в поперечной плоскости  $\Delta\phi_{jj}$  является ещё одной наблюдаемой, которая чувствительна к значению спина и чётности бозона Хиггса [127].

Для проведения измерений констант связи бозона Хиггса с калибровочными бозонами СМ, кандидаты в бозоны Хиггса формировались путём выбора двух лептонных пар с одинаковым ароматом, но противоположным знаком заряда, которые соответствуют критериям отбора (более подробно условия отбора описаны в статье [128]). Процедура отбора в данном анализе происходила параллельно для четырёх конечных состояний ( $4\mu, 2e2\mu, 2\mu2e, 4e$ ). Распределение по инвариантной массе четырёх отобранных лептонов показано на рисунке 6.1. В финальном фитировании используются только события с инвариантной четырёхлептонной массой в диапазоне 115 – 130 ГэВ.

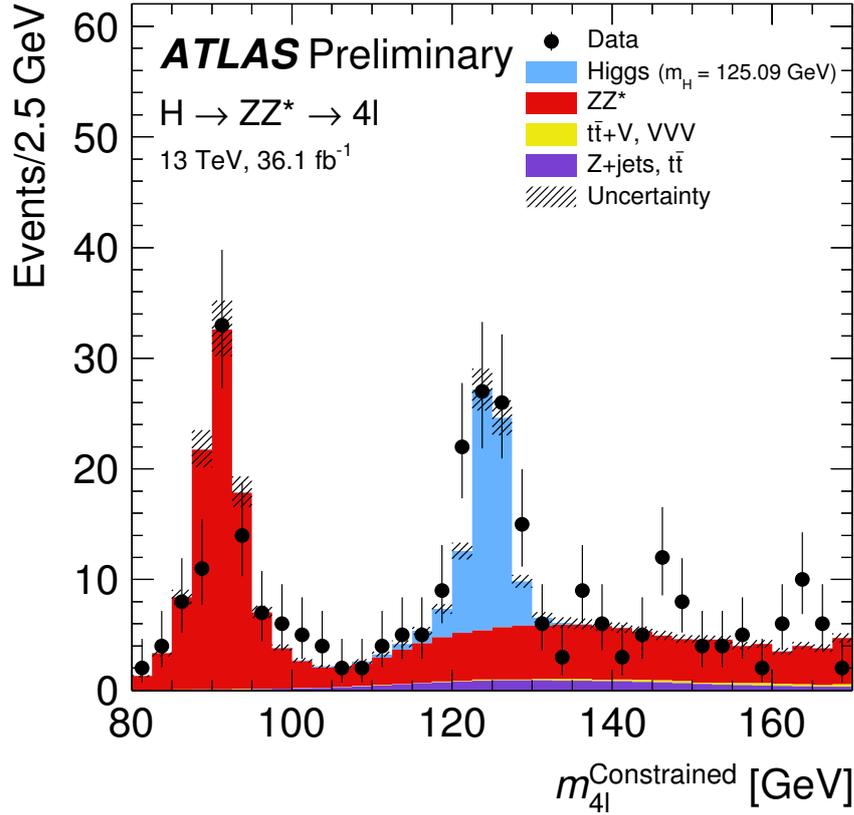


Рисунок 6.1 — Наблюдаемое и ожидаемое распределение по четырёхлептонной инвариантной массе для выбранных кандидатов в бозоны Хиггса с учётом ограничения на массу  $Z$  бозона, показанное для интегральной светимости в  $36.1\text{fb}^{-1}$  и для  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ, предполагая стандартномодельный сигнал бозона Хиггса с массой  $m_H = 125.09$  ГэВ. Величины ошибок соответствуют значению доверительного интервала в 68.3%. Систематическая неопределённость ожидаемого значения показана в виде заштрихованных областей [129].

Константы связи бозона Хиггса с векторными бозонами и глюонами СМ изучались путём измерения сечений для различных каналов рождения и варьирования вкладов вне рамок СМ в вершинах взаимодействия с тензорной структурой. В обоих подходах восстановленные события-кандидаты подразделялись на разные категории. Данные категории определялись таким образом, чтобы быть чувствительными к различным каналам рождения бозона Хиггса, что, в свою очередь, также обеспечивает чувствительность ко вкладам вне рамок СМ. Количества событий в каждой из категорий служат финальным дискриминантом как для изучения сечения, так и для изучения тензорных структур вершин взаимодействий. Для измерения поперечного сечения также имеются дополнительные дискриминирующие наблюдаемые, представленные в

реконструированных категориях с достаточно большим числом событий. Эти наблюдаемые построены с использованием расширенных деревьев решений (BDT) [130].

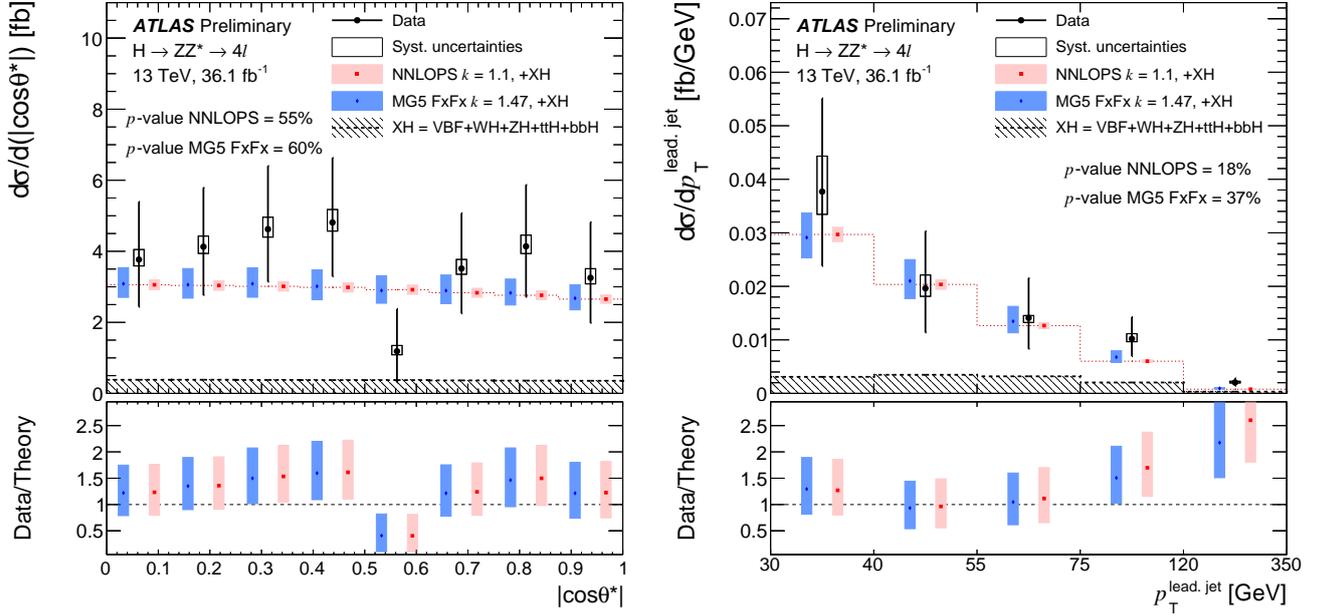


Рисунок 6.2 — Дифференциальные фидуциарные сечения как функции косинуса угла распада ведущей лептонной пары в четырёхлептонной системе покоя относительно оси пучка  $|\cos(\theta^*)|$  (слева) и дифференциальные фидуциарные сечения как функции поперечного импульса ведущей адронной струи  $p_T^{lead,jet}$  (справа) [128].

Исследование свойств констант связи бозона Хиггса было выполнено с использованием данных о протон-протонных столкновениях на БАК, собранных в рамках эксперимента ATLAS. События-кандидаты бозона Хиггса подразделяются на несколько топологий, обеспечивая чувствительность к различным каналам рождения в различных областях фазового пространства. Дискриминанты BDT [130] были использованы для дальнейшего улучшения чувствительности в реконструированных категориях с достаточно большим количеством событий. Рисунок 6.2 демонстрирует измеренные дифференциальные фидуциарные сечения как функции наблюдаемых  $|\cos(\theta^*)|$  и  $p_T^{lead,jet}$ . Эти сечения сравнивались с ожидаемыми значениями для канала рождения ggF с помощью Монте-Карло генераторов NNLOPS, MadGraph5\_aMC@NLO со схемой слияния адронных струй FxFx, при этом все значения были нормированы на сечения, полученные на уровне поправок N3LO с перечисленными значениями  $k$ -факторов.

Таблица 19 — Наблюдаемые и ожидаемые пределы на уровне доверия в 95% на константы связи  $k_{Agg}$ ,  $k_{HVV}$  и  $k_{AVV}$ , их наилучшие фитированные значения и соответствующие отклонения от СМ, полученные с помощью сканирования отрицательных логарифмических функций правдоподобия. Константа связи  $k_{Hgg}$  во время фитирования была фиксирована на уровне значения СМ, равного 1, в то время как константа связи  $k_{SM}$  во время фитирования была как фиксирована на уровне значения СМ, равного 1, так и варьировалась [129].

Константа связи BSM $k_{BSM}$	Конфигурация фита	Ожидаемый предел	Наблюдаемый предел	Наилучшее		Отклонение от СМ
				фитированное значение $\hat{k}_{BSM}$	фитированное значение $\hat{k}_{SM}$	
$k_{Agg}$	$(k_{Hgg} = 1, k_{SM} = 1)$	$[-0.47, 0.47]$	$[-0.68, 0.68]$	$\pm 0.43$	—	$1.8\sigma$
$k_{HVV}$	$(k_{Hgg} = 1, k_{SM} = 1)$	$[-2.9, 3.2]$	$[0.8, 4.5]$	2.9	—	$2.3\sigma$
$k_{HVV}$	$(k_{Hgg} = 1, k_{SM} \text{ free})$	$[-3.1, 4.0]$	$[-0.6, 4.2]$	2.2	1.2	$1.7\sigma$
$k_{AVV}$	$(k_{Hgg} = 1, k_{SM} = 1)$	$[-3.5, 3.5]$	$[-5.2, 5.2]$	$\pm 2.9$	—	$1.4\sigma$
$k_{AVV}$	$(k_{Hgg} = 1, k_{SM} \text{ free})$	$[-4.0, 4.0]$	$[-4.4, 4.4]$	$\pm 1.5$	1.2	$0.5\sigma$

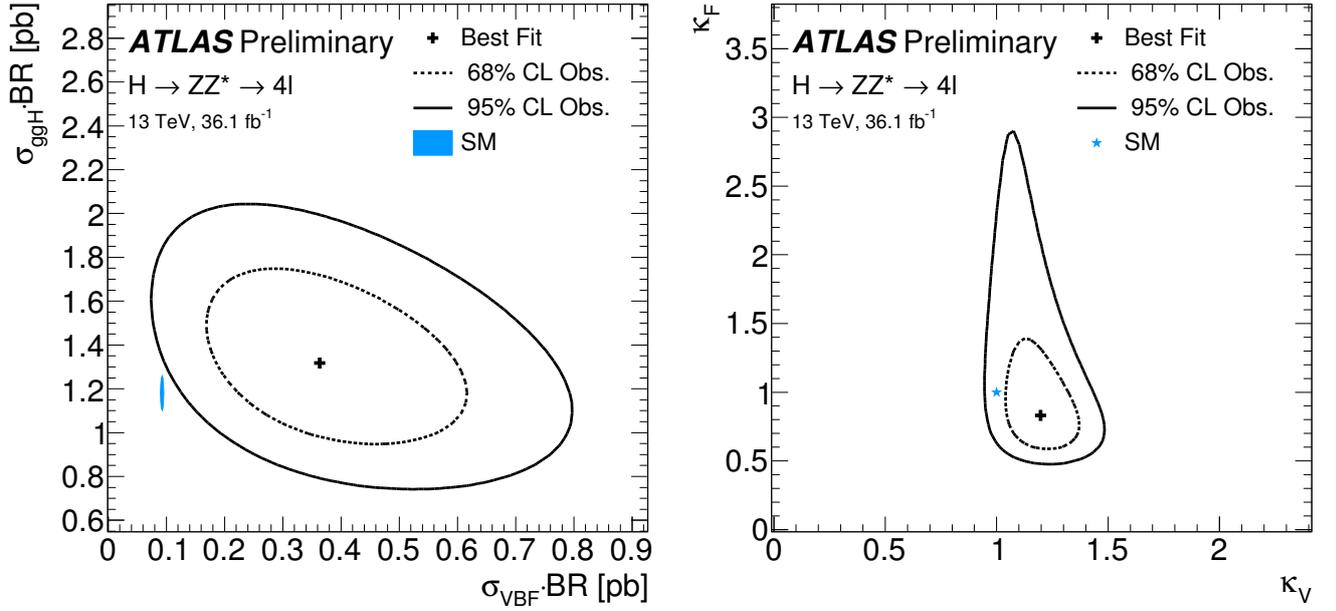


Рисунок 6.3 — Контуры функции правдоподобия на уровне доверия в 68% (пунктирная линия) и в 95% (сплошная линия) в плоскости параметров ( $\sigma_{ggH} \cdot BR$ ,  $\sigma_{VBF} \cdot BR$ ) (слева) и контуры функции правдоподобия в плоскости параметров  $\kappa_V - \kappa_f$  (справа). Также на графиках приведены наилучший фит данных (сплошная линия) и ожидаемые значения в рамках СМ. На левом графике ожидаемые значения в рамках СМ приведены совместно с соответствующей теоретической ошибкой (заштрихованный синий эллипс), тогда как на правом графике показано только ожидаемое значение в рамках СМ (голубая звезда) [129].

Также были добавлены прогнозы для всех других каналов рождения бозона Хиггса  $H$ . Рамки ошибок в точках данных показывают суммарные неопределённости, в то время как систематические неопределённости обозначены прямоугольниками. Измеренные сечения как функции  $|\cos(\theta^*)|$  имеют значения несколько большие, чем их прогнозы, но форма распределений согласуется с прогнозами СМ в рамках неопределённости. В то же время было продемонстрировано хорошее согласие между данными и предсказанием значений сечений в зависимости от переменной  $p_T^{lead.jet}$ . Все измеренные распределения соответствуют предыдущим измерениям, которые показали, что бозон Хиггса имеет спин и чётность, предсказанные в рамках СМ.

Рисунок 6.3 (слева) демонстрирует двумерные контуры на плоскости ( $\sigma_{ggH} \cdot BR$ ,  $\sigma_{VBF} \cdot BR$ ), соответствующие уровню доверия в 68% и 95%, которые, в свою очередь, соответствуют отклонениям в  $1\sigma$  и  $2\sigma$  от наилучшего

фитированного значения распределения данных. Наибольшее отклонение от СМ величиной в  $2.2\sigma$  наблюдается для рождения бозона Хиггса посредством механизма VBF. Данное отклонение возникает из-за наблюдаемого избытка событий, характеризующихся наличием по крайней мере двух адронных струй и инвариантной суммарной массой двух струй выше 120 ГэВ. Измеренное значения инклюзивного сечения в диапазоне значений быстрот бозона Хиггса  $|y_H| < 2.5$  составляет  $\sigma \cdot \text{BR}(H \rightarrow ZZ^*) = 1.73_{-0.24}^{+0.26}$  пб, в то время как в рамках СМ сечение составляет  $1.34 \pm 0.06$  пб.

Результаты были также интерпретированы в терминах констант связи  $\kappa$  (так называемый  $\kappa$ -формализм, см. параграф 3.9.1 главы 3) с модификаторами констант связи  $\kappa_V$  и  $\kappa_f$ , демонстрируя уровень согласия с СМ (рисунок 6.3, справа). На основании количества событий, наблюдаемых в каждой из восстановленных категории событий, были наложены ограничения на возможные взаимодействия бозона Хиггса вне рамок СМ в терминах расширенного эффективного Лагранжиана СМ. Было показано, что полученные данные согласуются с гипотезой СМ, причём наибольшие измеренные отклонения составляют порядка  $1.5\sigma$  из-за упомянутого выше избытка наблюдаемых событий. Пределы исключения были установлены для СР-чётной и СР-нечётной констант связи бозона Хиггса с векторными бозонами вне рамок СМ и для СР-нечётной константы связи бозона Хиггса с глюонами вне рамок СМ и приведены в таблице 19.

### 6.1.2 Комбинированные измерения констант связи в каналах $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ и $H \rightarrow \gamma\gamma$

Также в рамках данного исследования проводились измерения сечений рождения бозона Хиггса и вероятностей распадов по различным каналам. Измерения были выполнены с использованием  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  данных протон-протонных столкновений на БАК с  $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ . Комбинация каналов распада бозона Хиггса на  $4l$  и  $\gamma\gamma$  позволяет максимизировать точность этих измерений по сравнению с каналами, рассматриваемыми по отдельности. Результаты измерений сечений рождения приведены на рисунке 6.4.

Инклюзивное измерение относительного количества сигнальных событий переводится в общее сечение рождение бозона Хиггса. Измеренное значение сечения процесса  $pp \rightarrow H + X$  при  $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$  составляет  $57.0_{-5.9}^{+6.0}$  (статистическая погрешность)  $_{-3.3}^{+4.0}$  (систематическая погрешность) пб,

что находится в согласии со значением в рамках СМ, которое составляет  $55.6_{-3.4}^{+2.4}$  пб. Кроме того, глобальный уровень силы сигнала определяется путем деления данных на отдельные категории измерений, результат при этом составляет  $\mu = \sigma \cdot Br / (\sigma \cdot Br)_{SM} = 1.09 \pm 0.12$ . Сечения рождения бозона Хиггса в ходе комбинированного фитирования для каждого из процессов  $ggF$ ,  $VBF$ ,  $VH$ , и  $t\bar{t}H$  измеряется в диапазоне по значению быстроты бозона Хиггса  $|y_H| < 2.5$ , предполагая вероятности распадов бозона Хиггса по каналам  $\gamma\gamma$  и  $ZZ^* \rightarrow 4l$ , равные таковым в СМ. При отказе от предположения о том, что вероятности распадов описываются в рамках СМ, также выполнялось фитирование величин  $\sigma_{ggF} \cdot Br_{4l}$ ,  $\sigma_{prod} / \sigma_{ggF}$ , и  $Br_{\gamma\gamma} / Br_{4l}$ . Далее процессы делятся на кинематические области, и в этих областях выполняются комбинированные измерения сечений и вероятностей распадов. Наконец, наблюдаемые количества событий с участием бозонов Хиггса используются для получения доверительных интервалов для модификаторов  $\kappa$ -констант связи бозона Хиггса с фермионами, слабыми векторными бозонами, глюонами и фотонами в рамках СМ. Существенных отклонений от прогнозов СМ при этом не наблюдается.

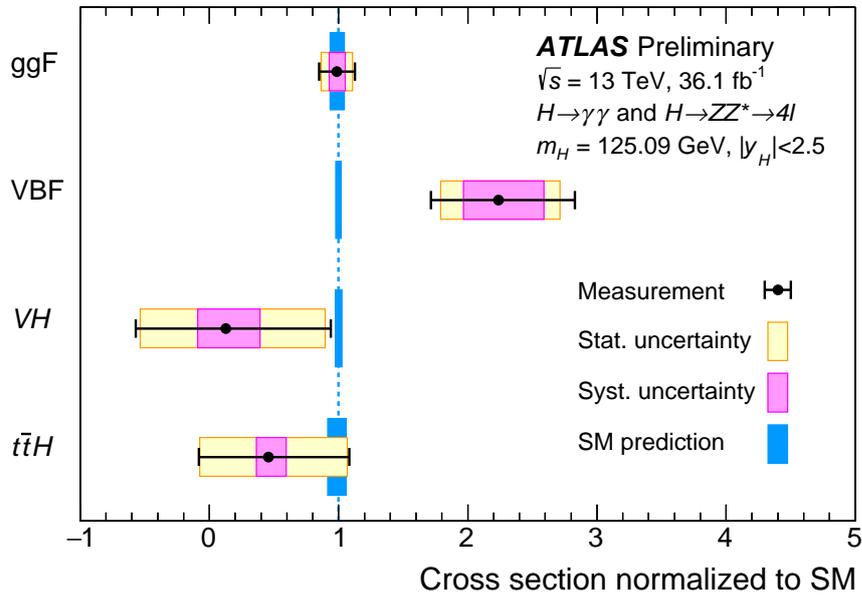


Рисунок 6.4 — Сечения для процессов рождения бозона Хиггса посредством механизмов  $ggF$ ,  $VBF$ ,  $VH$ , и  $t\bar{t}H$ , нормированные на предсказания СМ и измеренные в предположении о вероятностях распада, согласующихся с СМ. Чёрные границы ошибок и розовые и жёлтые прямоугольники показывают общую, систематическую и статистическую погрешности измерений, соответственно. Синие полосы соответствуют теоретической неопределённости прогнозов [131].

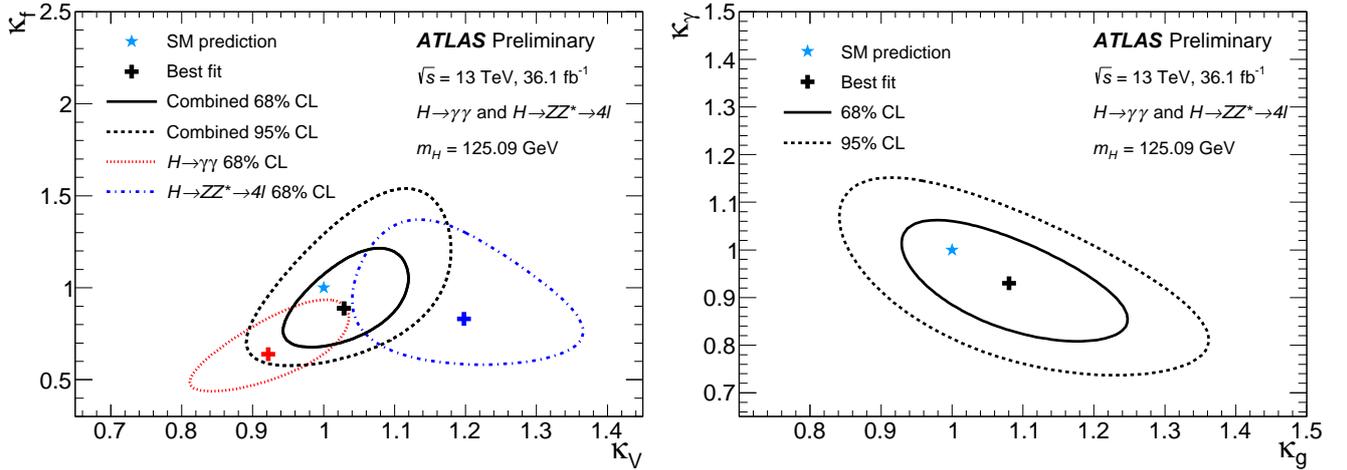


Рисунок 6.5 — Контуры на уровне доверия в 68% и 95% в плоскости  $(\kappa_f, \kappa_V)$  (слева) и контуры на уровне 68% и 95% в плоскости  $(\kappa_\gamma, \kappa_g)$  (справа) [131].

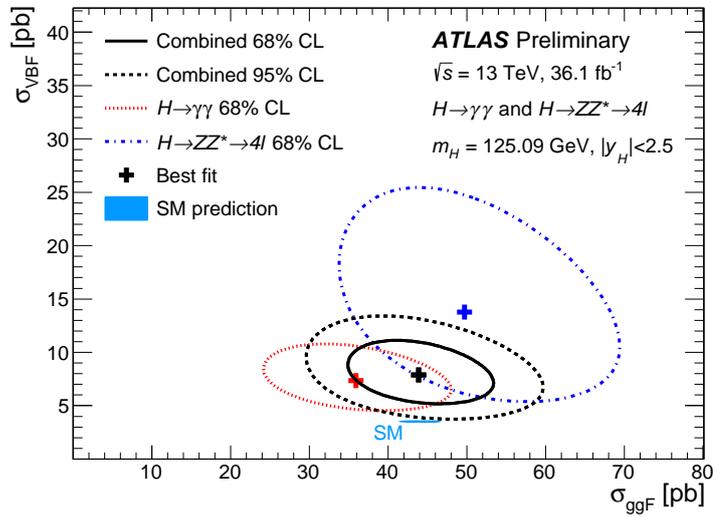


Рисунок 6.6 — Контуры в плоскости  $\sigma_{VBF}$  и  $\sigma_{ggF}$ , измеренные в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$  (красный) и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  (синий), а также их комбинация (чёрный), совместно с предсказаниями СМ (голубой). В процессе комбинации вероятности распадов бозона Хиггса по соответствующим каналам были фиксированы на уровне СМ [131].

Измерения отдельных каналов были объединены для получения доверительных интервалов для коэффициентов  $\kappa_i$ , используя постепенно ослабляющиеся предположения о корреляциях констант связи. Сперва было выполнено двухпараметрическое фитирование для констант связи бозона Хиггса с фермионами ( $\kappa_f$ ) и со слабыми векторными бозонами ( $\kappa_V$ ), а также для констант связи  $\kappa_g$  и  $\kappa_\gamma$ . В этих фитированиях вероятности распадов частиц СМ на частицы вне рамок СМ предполагаются равными нулю. Данное предположение снимается при четырёхпараметрическом фитировании, где к комбинации соотношений

других  $\kappa$ -параметров добавляется коэффициент ширины бозона Хиггса  $\kappa_H$ . Процедура фитирования не предполагает других отклонений от СМ и включают в себя теоретические неопределённости в отношении предсказанных выходов сигнала, также как и в случае измерения уровня силы сигнала.

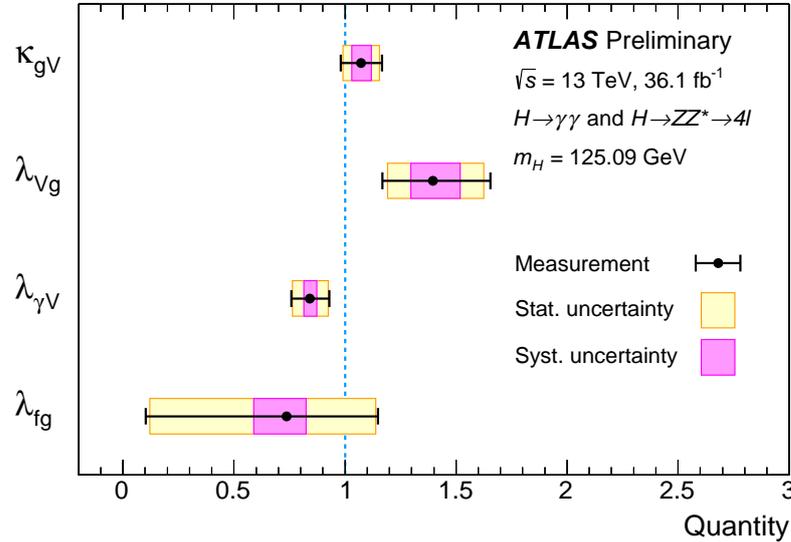


Рисунок 6.7 — Наилучшие фитированные значения и неопределённости для параметров  $\kappa_{gV}$ ,  $\Lambda_{Vg}$ ,  $\Lambda_{\gamma V}$ , и  $\Lambda_{fg}$ . Чёрные, розовые и жёлтые границы ошибок демонстрируют общую, систематическую и статистическую неопределённости, соответственно [131].

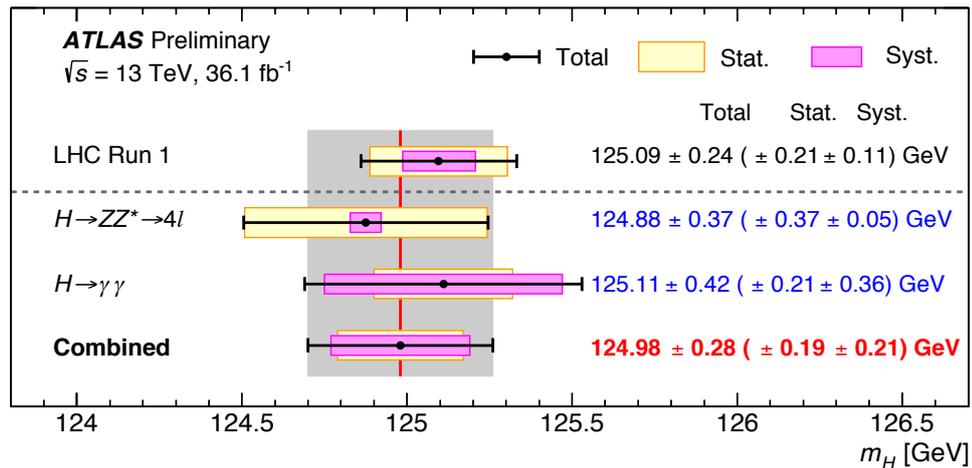


Рисунок 6.8 — Суммарные результаты измерений массы бозона Хиггса из индивидуальных и комбинированного анализов [132] в сравнении с комбинированным измерением на основе данных, полученных в рамках первого этапа исследовательской программы на БАК, выполненным коллаборациями ATLAS и CMS [119].

Доминирующие на БАК механизмы рождения бозона Хиггса  $ggF$  и  $VBF$  имеют зависимости  $\kappa_f^2$  и  $\kappa_V^2$ , соответственно. Результаты фитирования обобщены на рисунке 6.5 (слева) и показывают небольшую положительную корреляцию, отчасти из-за деструктивной интерференции между петлями верхнего кварка и  $W$ -бозона в процесса распада  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Двухпараметрическое фитирование для параметров  $\kappa_g$  и  $\kappa_\gamma$  (рисунок 6.5, справа) показывает сильную антикорреляцию, поскольку ведущее ограничение исходит из процесса  $H \rightarrow \gamma\gamma$  в канале  $ggF$ .

Сечения  $ggF$  и  $VBF$  измеряются с максимальной точностью, хотя результаты не коррелированы друг с другом, поскольку категории отбора  $VBF$  имеют значительный вклад от механизма рождения  $ggF$ . На рисунке 6.6 показаны измеренные контуры правдоподобия в плоскости  $\sigma_{VBF}$  и  $\sigma_{ggF}$  для процессов  $H \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  и их комбинации. Двумерная степень согласия между измерением и предсказанием СМ соответствует  $p_{SM} = 3\%$ .

Для того, чтобы исследовать петлевые вершины  $(\kappa_g, \kappa_\gamma)$ , был построен набор из четырёх соотношений с участием полной ширины  $(\kappa_H)$ , фермионной и векторной констант связи  $(\kappa_f$  и  $\kappa_V$ , соответственно):  $\kappa_{gV} = \kappa_g \kappa_f / \kappa_H$ ,  $\Lambda_{Vg} = \kappa_V / \kappa_g$ ,  $\Lambda_{fg} = \kappa_f / \kappa_g$ , и  $\Lambda_{\gamma V} = \kappa_\gamma / \kappa_V$ . При этом параметру  $\Lambda_{fg}$  было разрешено принимать отрицательные значения для получения умеренной чувствительности к относительному знаку от процессов  $tHX$  и  $gg \rightarrow ZH$ . Все остальные параметры предполагаются положительными без потери общности. Включение величины  $\kappa_H$  в параметризацию позволяет рассматривать распады бозона Хиггса вне рамок СМ, но данный параметр не определяется напрямую. Результаты приведены на рисунке 6.7. Четырёхмерная степень согласия с предсказанием СМ составляет  $p_{SM} = 15\%$ .

Результаты измерений массы для каждого из каналов по отдельности и их комбинации, а также результаты, полученные на основе данных с первого этапа исследовательской программы БАК, обобщены на рисунке 6.8. Указаны систематическая (пурпурно-затенённые полосы), статистическая (жёлтые полосы) и общая (чёрные границы) неопределённости. (Красная) вертикальная линия и соответствующий (серый) заштрихованный столбец указывают центральное значение и общую неопределённость комбинированного измерения, соответственно.

## 6.2 Разделение процессов рождения бозона Хиггса посредством механизмов $ggF$ и $VBF$

### 6.2.1 Предпосылки исследования

В ходе экспериментов на БАК, бозон Хиггса может рождаться с помощью нескольких различных механизмов: механизма глюонного слияния ( $ggF$ ), слияния векторных бозонов ( $VBF$ ), ассоциированного рождения с векторным бозоном ( $VH$ ), а также ассоциированного рождения с парой  $t$ -кварков ( $ttH$ ). При этом доминирующим механизмом рождения бозона Хиггса на БАК является механизм  $ggF$ , эффективная фейнмановская диаграмма которого в рамках ЭТП приведена на рисунке 6.9

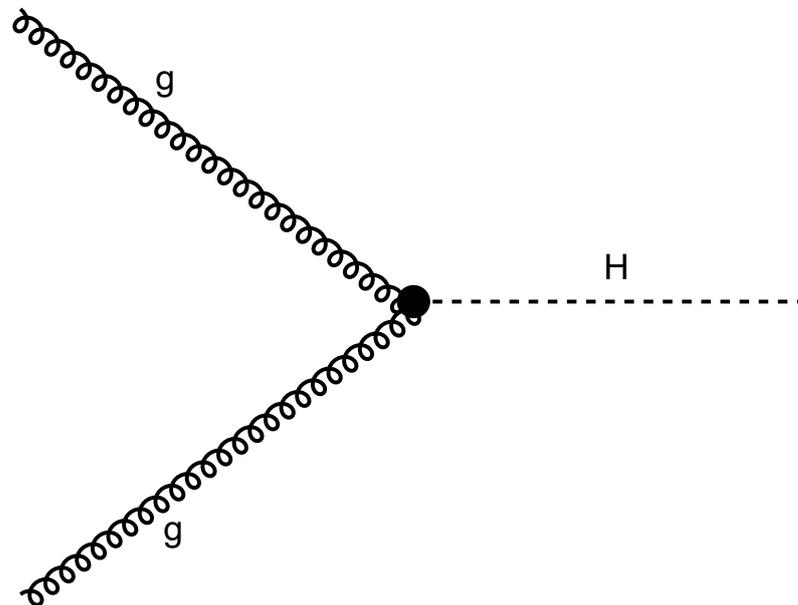


Рисунок 6.9 — Эффективная фейнмановская диаграмма процесса рождения бозона Хиггса посредством механизма  $ggF$  в рамках ЭТП.

Разделение каналов рождения бозона Хиггса посредством механизмов  $ggF$  и  $VBF$  представляет собой отдельную задачу, решение которой позволит улучшить эффективность анализов экспериментальных данных, в том числе и тех, которые направлены на поиск возможных эффектов  $CP$ -нарушения в хиггсовском секторе. Разделение механизмов рождения  $ggF$  и  $VBF$  было основным предметом исследования во многих работах [133—138]. Тем не менее, из-за прогресса в области нейронных сетей и классификаторов событий, построенных на основе  $BDT$  [130], появилось множество новых возможностей для ещё более эффективного разделения механизмов рождения  $ggF$  и  $VBF$ . Разделение этих каналов также важно потому, что многие теории вне рамок  $SM$  предсказывают

различные эффекты для процессов на основе механизмов ggF и VBF [101; 113; 115; 116]. Таким образом, отдельное исследование механизмов рождения ggF и VBF поможет получить дополнительную информацию о свойствах обнаруженного в 2012-ом году бозона Хиггса.

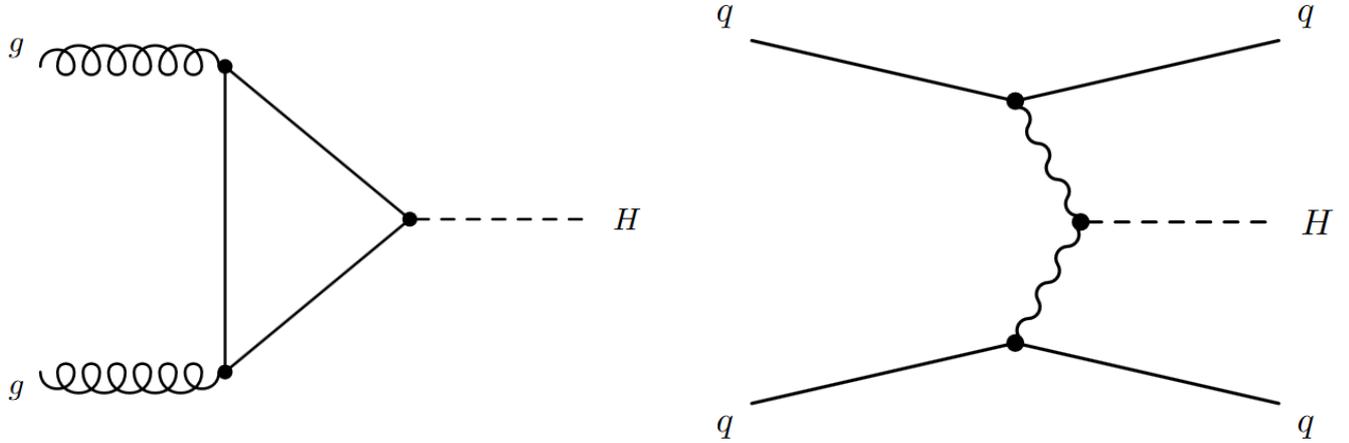


Рисунок 6.10 — Фейнмановские диаграммы каналов рождения ggF (слева) и VBF (б) в рамках СМ.

Конкретной задачей, которая ставилась в рамках данного исследования, был поиск новых, ранее не используемых в коллаборации ATLAS кинематических переменных, которые могут иметь чувствительность к механизму рождения бозона Хиггса, а также последующая проверка их эффективности с помощью классификаторов на основе BDT.

### 6.2.2 Моделирование рождения бозона Хиггса

Кинематические распределения в данном исследовании изучались на генераторном уровне с учётом петлевых поправок КХД первого порядка (NLO QCD). Два характерных набора данных в формате Les Houches Event [139] для каждого из каналов были сгенерированы с помощью Монте-Карло генератора MadGraph5\_aMC@NLO для протон-протонных столкновений с  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в рамках модели НС (см. параграф 3.9.2 главы 3). Первый набор данных содержит  $10^5$  ggF событий в приближении СМ со следующей конфигурацией констант связи:  $c_\alpha = 1$ ;  $k_{Hgg} = 1$ ;  $k_{SM} = 1$  и  $\Lambda = 10^3$  ГэВ в лагранжиане (5.29). Второй набор данных содержит  $10^5$  VBF событий в приближении СМ со следующей конфигурацией констант связи:  $c_\alpha = 1$ ;  $k_{SM} = 1$ ;  $k_{H\gamma\gamma} = 1$ ;  $k_{HZ\gamma} = 1$ ;  $k_{HZZ} = 1$ ;  $k_{HWW} = 1$  и  $\Lambda = 10^3$  ГэВ. Фейнмановские диаграммы процессов ggF

и VBF в рамках СМ показаны на рисунке 6.10. После того, как были сгенерированы первичные файлы в формате LHE, с помощью генератора PYTHIA8 [89] была проведена адронизация конечного состояния в формате STDHEP [140].

На последнем шаге файлы в формате STDHEP были обработаны с помощью программного пакета моделирования DELPHES3 [141], который упрощённым образом моделирует детекторные эффекты, возникающие при регистрации событий детектором БАК с усреднёнными параметрами.

Файлы данных, созданные с помощью пакета моделирования DELPHES3, были преобразованы в формат .root, а затем обработаны с использованием программного пакета обработки данных ROOT [86].

### 6.2.3 Распределения адронных струй

В данном исследовании принимались во внимание только реконструированные струи с поперечным импульсом  $p_T^{jet} > 30$  ГэВ и псевдобыстротой  $\eta_j < 5$ . Корреляции адронных струй были изучены с помощью следующих кинематических переменных:

- Инвариантная масса адронных струй конечного состояния:  $m_{jj}$ ;
- Поперечный импульс бозона Хиггса:  $p_{T,H}$ ;
- Число адронных струй в событии:  $N_{jets}$ ;
- Абсолютное значение разницы псевдобыстрот двух адронных струй:  
 $|\Delta\eta_{jj}| = |\eta_{j_1} - \eta_{j_2}|$ ;
- Синус абсолютного значения полуразности полярных углов двух адронных струй:  $\text{Sin}\left(\left|\frac{\Delta\varphi_{jj}}{2}\right|\right) = \text{Sin}\left(\left|\frac{\varphi_{j_1} - \varphi_{j_2}}{2}\right|\right)$ ;
- Величина углового разделения двух адронных струй:  $\Delta R_{jj} = \sqrt{\Delta\eta_{jj}^2 + \Delta\varphi_{jj}^2}$ ;
- Произведение псевдобыстрот двух адронных струй:  $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2}$ ;
- $\eta$ -центральность системы  $H + 2j$ :  $\eta\text{-centrality} = \left|\frac{\eta_H - \bar{\eta}_{jj}}{\Delta\eta_{jj}}\right| = \left|\frac{\eta_H - \frac{\eta_{j_1} + \eta_{j_2}}{2}}{\Delta\eta_{jj}}\right|$ ;
- $\vec{p}_T$ -центральность системы  $H + 2j$ :  
 $\vec{p}_T\text{-centrality} = \frac{|\vec{p}_{T,H} - \vec{p}_{T,jj}|}{|\Delta\vec{p}_{T,jj}|} = \frac{|\vec{p}_{T,H} - \frac{\vec{p}_{T,j_1} + \vec{p}_{T,j_2}}{2}|}{|\Delta\vec{p}_{T,jj}|}$ ;
- Баланс поперечного импульса системы  $H + 2j$ :  
 $p_T\text{-balance} = \frac{|\vec{p}_{T,H} + \vec{p}_{T,j_1} + \vec{p}_{T,j_2}|}{|\vec{p}_{T,H}| + |\vec{p}_{T,j_1}| + |\vec{p}_{T,j_2}|}$ ;
- Нормированная сумма импульсов адронных струй:  $\xi_{jets} = \frac{p_{T,j_1} + p_{T,j_2}}{E_{j_1} + E_{j_2}}$ .
- Переменная thrust:  $T = \max\left(\sum_{N_{jets}} \frac{|\hat{T} \cdot \vec{p}_{i,jet}|}{|\vec{p}_i|}\right)$ ;

Ось адронной струи  $\hat{T}$  определяется как направление, которое максимизирует сумму продольных импульсов энергетических кластеров. Расчётные распределения по указанным выше переменным приведены на рисунках 6.12 и 6.11. Наблюдаемые, которые основаны на поперечных импульсах бозона Хиггса и исходящих адронных струй, имеют лучшую чувствительность к механизму рождения по сравнению с наблюдаемыми, которые основаны на угловых переменных.

Формы распределений по переменным  $m_{jj}$  и  $p_{T,H}$ , как и ожидалось, различаются из-за кинематических различий в механизмах ggF и VBF, но величина подобного эффекта при этом ограничена. Переменные  $|\Delta\eta_{jj}|$  и  $|\Delta R_{jj}|$  будут более эффективны для разделения механизмов ggF и VBF из-за большего различия в форме распределений. Переменные  $\text{Sin}\left(\left|\frac{\Delta\varphi_{jj}}{2}\right|\right)$  и  $\eta_{j_1} \cdot \eta_{j_2}$  имеют ограниченную чувствительность к механизму рождения бозонов Хиггса и их влияние на эффективность разделения должно быть дополнительно проверено с помощью классификаторов на основе BDT.

Распределения по переменным  $\eta$ -centrality,  $\vec{p}_T$ -centrality,  $N_{jets}$ ,  $\xi_{jets}$  и  $p_T$ -balance, приведённые на рисунке 6.11, имеют гораздо большую чувствительность, чем переменные, приведённые на рисунке 6.12. Наблюдаемые  $\vec{p}_T$ -centrality и  $p_T$ -balance демонстрируют качественно различные формы распределений, что делает их мощными дискриминаторами. Строгие условия отбора также могут быть установлены на наблюдаемые  $\eta$ -centrality,  $\xi_{jets}$  и  $N_{jets}$ , в то время как переменная thrust обладает ограниченной чувствительностью. Все рассмотренные переменные могут быть непосредственно включены в алгоритм классификации BDT, который позволит добиться улучшения эффективности разделения ggF-VBF.

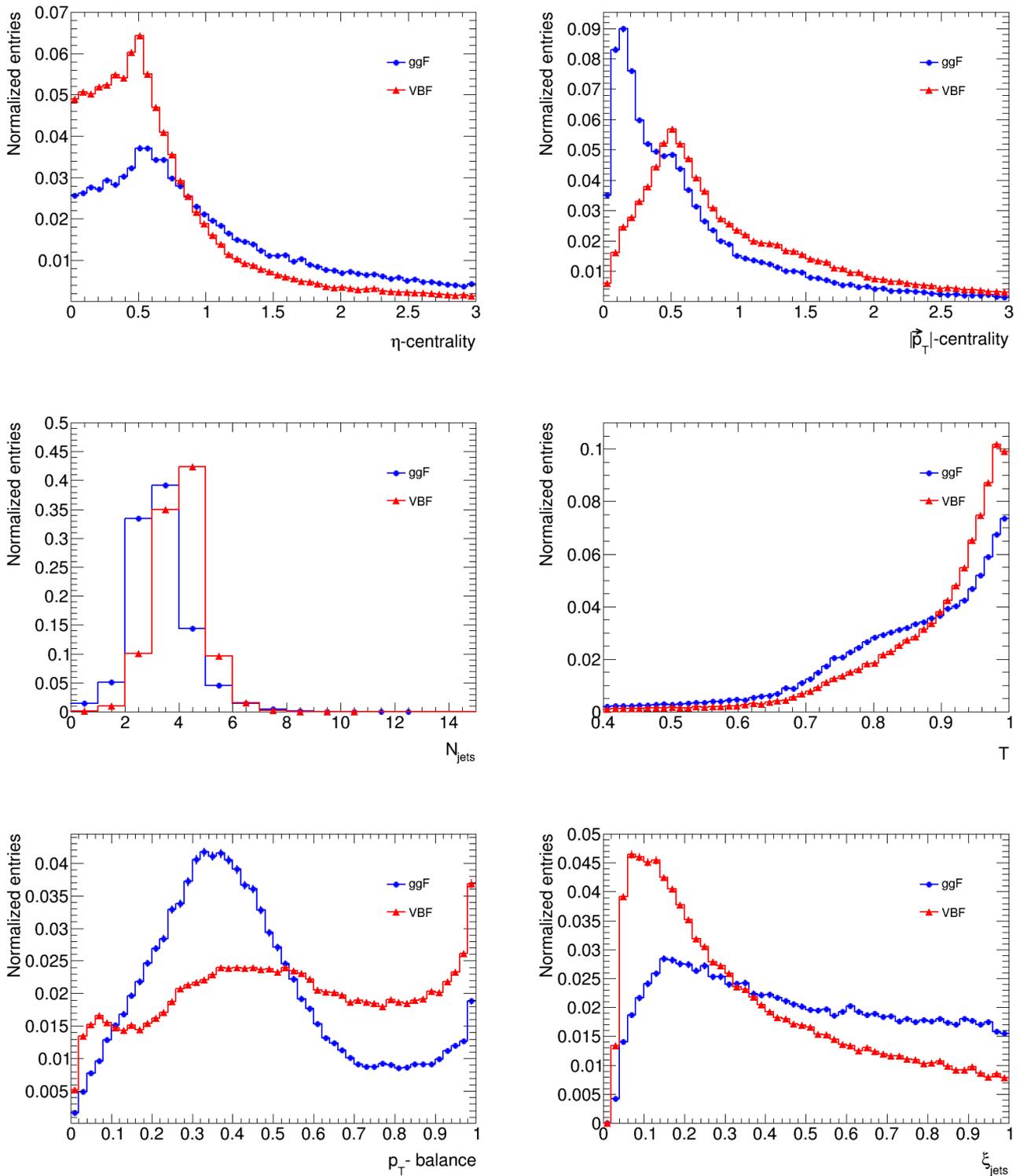
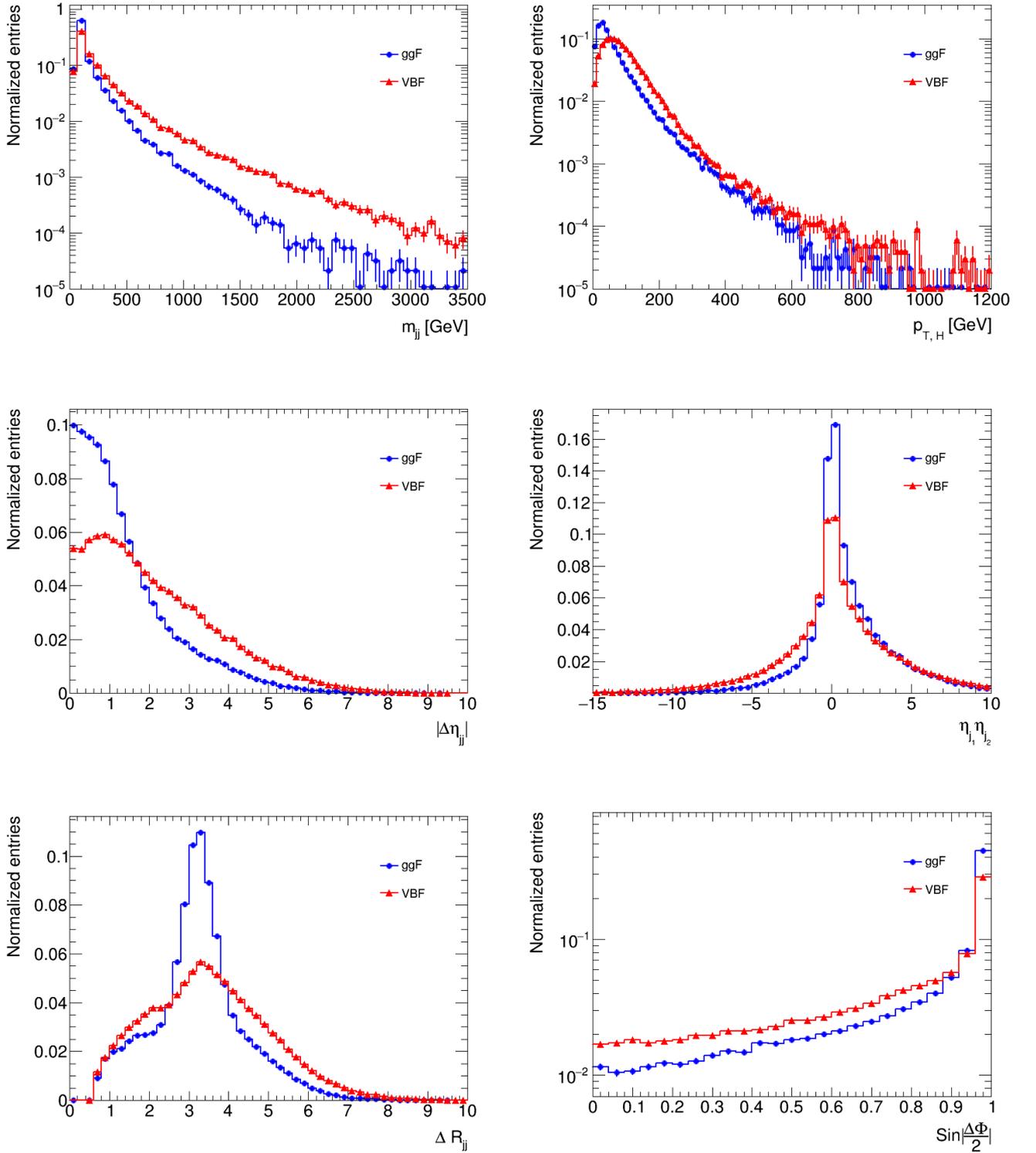


Рисунок 6.11 — Распределения по различным кинематическим наблюдаемым адронных струй:  $\eta$ -centrality (слева сверху),  $|\vec{p}_T|$ -centrality (справа сверху),  $N_{jets}$  (слева по центру),  $T$  (справа по центру),  $p_T$ -balance (слева снизу) и  $\xi_{jets}$  (справа снизу). Синие линии соответствуют каналу ggF, красные - VBF.



(e)

Рисунок 6.12 — Распределения по различным кинематическим наблюдаемым адронных струй:  $m_{jj}$  (слева сверху),  $p_{T,H}$  (справа сверху),  $|\Delta\eta_{jj}|$  (слева по центру),  $\eta_{j_1}\eta_{j_2}$  (справа по центру),  $\Delta R_{jj}$  (слева снизу) и  $\text{Sin}(|\frac{\Delta\Phi}{2}|)$  (справа снизу). Синие линии соответствуют каналу ggF, красные - VBF.

### 6.2.4 Обобщение полученных результатов

В данном исследовании был использован подход ЭТП для исследования переменных, чувствительных к каналу рождения бозона Хиггса. Кинематические распределения были рассчитаны для каналов  $ggF$  и  $VBF$  в рамках СМ. Полученные результаты демонстрируют возможность разделения механизмов  $ggF$  и  $VBF$  на основе алгоритмов BDT. Рассмотренные кинематические переменные могут также использоваться для поиска возможных эффектов СР-нарушения в хиггсовском секторе. Наиболее важными переменными с точки зрения разделения механизмов  $ggF$  и  $VBF$  являются следующие:  $\eta$ -centrality,  $\vec{p}_T$ -centrality,  $p_T$ -balance и  $\xi_{jets}$ . Кроме того, для оценки эффективности рассматриваемых переменных в рамках анализа данных, был разработан универсальный программный пакет, позволяющий проводить глубинную классификацию событий, имеющих различную топологию, но одинаковое конечное состояние. Разработанный программный пакет может быть найден по адресу: <https://fsclassifier.hepforge.org/>. На основе полученных знаний о классификаторах BDT и особенностях механизмов  $ggF$  и  $VBF$  был проведён Монте-Карло анализ данных, подробно описанный в следующем параграфе данной главы.

### 6.3 Перспективы поиска процесса $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ на ускорителе HL-LHC

К настоящему времени экспериментально установлено, что рождение бозона Хиггса посредством механизма  $VBF$  является вторым по величине вкладом в общее сечение рождения бозона Хиггса для массы  $m_H \sim 125$  ГэВ, хотя данный вклад всё ещё на порядок меньше, чем сечение рождения для механизма  $ggF$  [142]. Так как вклад от механизма  $ggF$  велик по сравнению с  $VBF$ , в событиях также будет присутствовать существенный фон КХД, который трудно отделить от сигнала [142]. В отличие от процессов  $ggF$ , сигнатура рождения по каналу  $VBF$  является очень выраженной - в событии даже на древесном уровне обязательно присутствует две высокоэнергетические адронные струи в конечном состоянии, которые обычно регистрируются в геометрически противоположных областях цилиндрических детекторов [143]. Кроме того, рождённый таким образом бозон Хиггса имеет тенденцию быть локализованным в центральной области, обладая низким импульсом, таким, что  $E_H \sim m_H$ . Таким образом, возможно использовать различные кинематические свойства системы  $Hjj$  для

того, чтобы одновременно уменьшить фоны, возникающие во взаимодействиях КХД, и идентифицировать VBF-подобные события.

### 6.3.1 Проект HL-LHC и Фаза II усовершенствований детектора ATLAS

Ожидается, что ускоритель HL-LHC будет создан и введён в эксплуатацию во второй половине 2026 года и будет обладать увеличенной мгновенной светимостью, равной  $\mathcal{L} = 5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует среднему количеству вершин взаимодействия (или  $\langle \mu \rangle$ ) в  $\sim 140 \text{ pp}$  столкновений за одно пересечение пучков [144]. Кроме того, предполагается, что будет достигнута предельная светимость в  $\mathcal{L} = 7.5 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует  $\langle \mu \rangle \sim 200 \text{ pp}$  столкновениям на одно пересечение пучков. Кроме того, физическая программа, связанная с HL-LHC, направлена на обеспечение общей интегральной светимости в  $3000 \text{ фб}^{-1}$  к 2035 году.

Для того, чтобы справиться с существенным увеличением фона и количества вершин взаимодействий в результате достижения высокой светимости, в рамках проекта HL-LHC будет проведено несколько усовершенствований детектора ATLAS начиная с 2024 года. Запланированные обновления охватывают все подсистемы детектора ATLAS, включая внутреннюю трековую систему, систему триггеров, систему сбора данных, калориметры и мюонный спектрометр. Фактически, наибольший вклад в сценарий обновления ожидается от улучшения трековой системы, который составит приблизительно 50% от общей стоимости обновления [144]. В данном исследовании, потенциальное улучшение эффективности регистрации VBF-событий  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  с учётом расширения покрытия трековой системы оценивалось по трем сценариям: сценарий “Reference”, который расширил бы покрытие по псевдобыстроте до  $|\eta| < 4.0$ , сценарий “Middle”, который расширил бы данное покрытие до  $|\eta| < 3.2$ , и сценарий “Low”, в котором будет существовать такое же покрытие по псевдобыстроте ( $|\eta| < 2,4$ ), что и в текущей конфигурации детектора ATLAS.

### 6.3.2 Сигнальные и фоновые наборы данных

События жёсткого рассеяния как для сигнальных (VBF), так и для фоновых (ggF) наборов данных в данном анализе были получены с использованием Монте-Карло генератора POWHEG BOX [87; 145], с выходными файлами в формате LHE, которые в дальнейшем обрабатывались с помощью генератора

РУТНІА 8 [140] для проведения адронизации конечного состояния. В частности, сигнальные наборы Монте-Карло данных, используемые в данном анализе процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  (обозначаемого далее как  $H \rightarrow 4l$ ) были произведены с использованием модели POWHEG BOX VBF\_H, которая представляет собой полную реализацию рождения бозона Хиггса по каналу VBF во втором порядке теории возмущений в КХД (NLO QCD) в рамках генератора POWHEG BOX.

Поскольку доминирующим фоном для VBF-рождения бозона Хиггса в канале  $H \rightarrow 4l$  являются ggF-события  $H + 2j$ , для его генерации была использована модель POWHEG BOX HJJ [146], которая учитывает поправки второго порядка теории возмущений в КХД для генерации ggF-событий  $H + 2j$ . Использование этой модели обеспечивает заметное улучшение в моделировании распределений адронных струй по сравнению с моделью gg\_H [147], которая использовалась в предыдущем анализе, направленном на поиск VBF-событий  $H \rightarrow 4l$  [148]. В частности, генератор gg\_H учитывает поправки второго порядка теории возмущений в КХД только для процесса  $H + 0j$ , поэтому любые две сгенерированные адронные струи обязательно будут результатом адронизации конечного состояния, а не продуктами жёсткого рассеяния.

Как следствие ограничений генератора gg\_H, в форме распределений по кинематическим переменным, таким как  $p_T$  и  $\Delta\phi$ , появляются серьёзные различия между лидирующей и следующей за лидирующей адронными струями. Так, например, из рисунка 6.13 видно, что в некоторых бинах в распределении по  $p_T$  адронных струй между двумя генераторами присутствуют различия порядка  $\mathcal{O}[20\%]$ , а в распределении по  $\Delta\phi$  - вплоть до  $\mathcal{O}[200\%]$ , указывая на то, что для правильного моделирования кинематики ggF-событий  $H + 2j$  необходим более точный расчёт динамики адронных струй. Поэтому выбор был сделан в пользу NLO-генерации  $gg \rightarrow H + 2j$  с использованием POWHEG BOX ввиду более точного расчёта динамики струй и, как следствие, более точного моделирования вклада ggF-событий  $H + 2j$  в области сигнала VBF. Как для наборов данных VBF, так и для ggF, в ходе генерации событий на партонном уровне была использована функция распределения партонов CT10, в то время как в генераторе РУТНІА 8 для адронизации конечного состояния использовалась функция AU2-CT10 [149; 150].

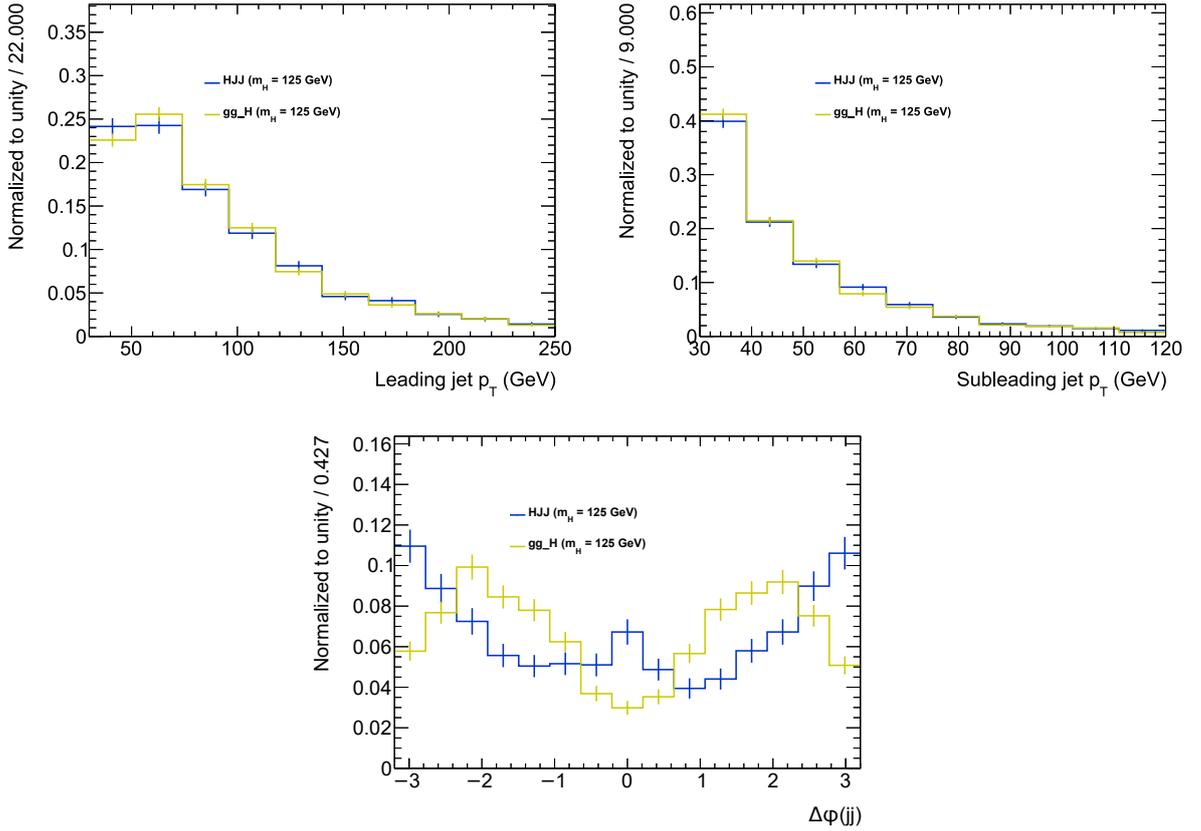


Рисунок 6.13 — Различия в распределениях лидирующей и следующей за лидирующей адронной струях по  $p_T$  и  $\Delta\phi$  в генераторах POWHEG BOX HJJ и gg\_H.

### 6.3.3 Анализ данных

Отбор кандидатов в бозоны Хиггса, выполненный с использованием электронов и мюонов, был выполнен в соответствии с методикой, описанной в последней реализации анализа  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  для 7 и 8 ТэВ [148] и описанной в таблице 20. Таблицы 21 и 22 демонстрируют статистику выборок VBF и ggF, соответственно, только для жёсткого рассеяния, используемых до и после кинематических отборов и отборов по количеству адронных струй. С точки зрения взвешенного количества событий все распределения масштабируются до величины соответствующего сечения процесса, то есть  $\sigma \times \mathcal{B}(H \rightarrow 4l)$  при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ fb}^{-1}$ .

В одной из наиболее актуальных статей, посвящённой отбору событий  $Hjj \rightarrow 4ljj$  [151] было установлено, что отношение сигнала к фону  $S/B \sim 7$  для VBF-обогащённой кинематической категории, в которой сигнал  $S$  был определён как суммарный вклад всех механизмов рождения бозона Хиггса, а фон  $B$  включал в себя события  $qqZZ$ ,  $t\bar{t}$  и  $Z$  + струи. Поэтому в данном анализе кри-

терии отборов были сфокусированы на разделении событий VBF и ggF с двумя адронными струями, так как загрязнение VBF-обогащённой категории событиями ggF с двумя адронными струями составляло  $\sim 44\%$  для комбинированных результатов  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ.

Кроме того, моделирование одного лептонного (мюонного или электронного) триггера, используемого в анализе  $H \rightarrow 4l$ , показало, что эффективность триггера составляет более 95% для каждого набора данных. Номинальные кинематические отборы лептонов, описанные в таблице 20, также сохранялись неизменными для каждого сценария покрытия трековой системы, так как исследования по влиянию расширения диапазона отслеживания лептонов показали улучшение общей эффективности регистрации конечного состояния  $4l$ , однако при этом каких-либо улучшений в эффективности отбора VBF-сигнала не наблюдалось.

Для отделения VBF и ggF-событий с двумя адронными струями был использован подход на основе BDT (см. параграф 6.2.4), где обучение классификатора проводилось с использованием VBF  $H \rightarrow 4l$  событий в качестве сигнальных и ggF-событий с двумя адронными струями  $H \rightarrow 4l$  в качестве фоновых. Было установлен набор кинематических переменных, позволяющий оптимизировать эффективность разделения VBF и ggF-событий:

$$m_{jj}, \Delta\eta_{jj}, p_{T Hjj}, p_{T(\text{jet } 1)}, p_{T(\text{jet } 2)}, \eta_H^{\text{Zepf}}.$$

Здесь переменная Зеппенфельда определяется как:

$$\eta_H^{\text{Zepf}} = \eta_H - \langle \eta_{(\text{jet } 1)}, \eta_{(\text{jet } 2)} \rangle. \quad (6.1)$$

Для того, чтобы избежать наличия больших неопределённостей вариации масштаба КХД в сечении ggF  $H + 2j$ , алгоритм BDT был настроен таким образом, чтобы избежать ограничений на  $p_{T Hjj}$  ниже 50 ГэВ. Рассчёты с использованием метода Стюарта-Такманна продемонстрировали [152], что подобное требование ограничивает абсолютный размер потенциальной неопределённости вариации масштаба КХД до  $\sim 15\%$ .

### 6.3.4 Статистический анализ

Для того, чтобы оценить предполагаемую статистическую значимость ( $Z_0$ ) и ошибку силы сигнала ( $\Delta\mu/\mu$ ), возникающую в результате разделения VBF и ggF-событий с двумя адронными струями, использовалась методика минимизации отрицательного логарифмического правдоподобия (NLL) [153]. Для

<b>Предварительный отбор событий</b>	
Отбор лептонов	<p>Требования для всех истинных электронов: <math>E_T &gt; 7 \text{ ГэВ}</math>, <math> \eta  &lt; 2.47</math></p> <p>Требования для всех истинных мюонов: <math>p_T &gt; 6 \text{ ГэВ}</math>, <math> \eta  &lt; 2.7</math></p>
<b>Отбор событий</b>	
Отбор кан-дидатов $H \rightarrow 4l$	<p>Требуется по крайней мере один квадруплет из лептонов, состоящий из двух пар лептонов с противоположным зарядом одинакового аромата, удовлетворяющих следующим требованиям:</p> <p>Минимальные значения <math>p_T</math> для трёх ведущих лептонов в четвёрке: 20, 15 и 10 ГэВ</p> <p>Отбор наилучшего квадруплета, для которого лидирующая и следующая за лидирующей дилептонные массы будут ближе всего к массе <math>Z</math></p> <p>Требование на лидирующую дилептонную массу: <math>50 \text{ ГэВ} &lt; m_{12} &lt; 106 \text{ ГэВ}</math></p> <p>Требование на следующую за лидирующей дилептонную массу: <math>m_{\text{Threshold}} &lt; m_{34} &lt; 115 \text{ ГэВ}</math></p> <p>Квадруплет отбрасывается, если альтернативный лептонный дублет с аналогичным ароматом и противоположным зарядом даёт <math>m_{ll'} &lt; 5 \text{ ГэВ}</math> или <math>\Delta R(l, l') &lt; 0.10</math> (0.20) для того же самого (разного) аромата лептона в квадруплете.</p>
Отбор адронных струй	<p>Требования <math>p_T &gt; 30 \text{ ГэВ}</math>, <math> \eta  &lt; 4.5</math> для каждой струи</p> <p>Отбросить струи, перекрывающиеся с лептонами внутри области <math>\Delta R &lt; 0.2</math></p> <p>Суммарная масса двух адронных струй <math>m_{jj} &gt; 130 \text{ ГэВ}</math></p>

Таблица 20 — Кинематические отборы, используемые для выделения истинных событий  $H \rightarrow 4l + 2j$ .

Набор данных	Полное число событий	Полные веса событий	Веса после отборов $4l$	Веса после отборов струй
ggF (POWHEG)	4 919 000	$2.23 \cdot 10^8$	$4.09 \cdot 10^7$	$3.25 \cdot 10^6$
VBF (POWHEG)	$9.8 \cdot 10^5$	$9.8 \cdot 10^5$	193 036	95 768

Таблица 21 — Взвешенное количество событий до и после инклюзивного отбора событий и отбора двух адронных струй. Данные значения получены из генераторных наборов данных, то есть в отсутствии погрешностей измерений и при отсутствии множественности вершин взаимодействий.

Набор данных	Ожидаемое число событий после отбора $4l$	Ожидаемое число событий после отборов струй
ggF (POWHEG)	7812.4	620.8
VBF (POWHEG)	720.7	357.5

Таблица 22 — Ожидаемое число событий до и после инклюзивного и промежуточного отбора событий при  $\mathcal{L} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ , принимая массу бозона Хиггса равной  $m_H = 125.5 \text{ ГэВ}$ .

выполнения NLL-скана были использованы наборы данных VBF  $H \rightarrow 4l$  в качестве сигнала и наборов данных ggF  $H \rightarrow 4l$  в качестве фона с учётом конечного разрешения детектора и имитации множественности вершин взаимодействий.

Статистическая значимость избытка VBF-событий по сравнению с ggF была рассчитана с использованием фонового значения  $p$  ( $p_0$ ), которое оценивалось с помощью тестовой статистики  $q_\mu$ ,

$$q_\mu = -2 \ln \frac{L(\mu, \theta)}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta})}, \quad (6.2)$$

такой, что  $q_0$  представляет гипотезу чистого фона, или  $\mu = \sigma/\sigma_{\text{SM}} = 0$ . Значение  $p_0$  определяется как вероятность получения значения на  $q_0$  больше наблюдаемого значения в фоновой гипотезе. В частности, значение  $p_0$  может быть выражено как

$$p_0 = \int_{q_{0,obs}}^{\infty} f(q_0|0, \hat{\theta}_0) dq_0. \quad (6.3)$$

Затем значение  $p_0$  преобразуется в соответствующее число стандартных отклонений ( $\sigma$ ) в тесте Гаусса с одним хвостом. Эта эквивалентная формулировка соответствует локальной значимости  $Z_0$ .

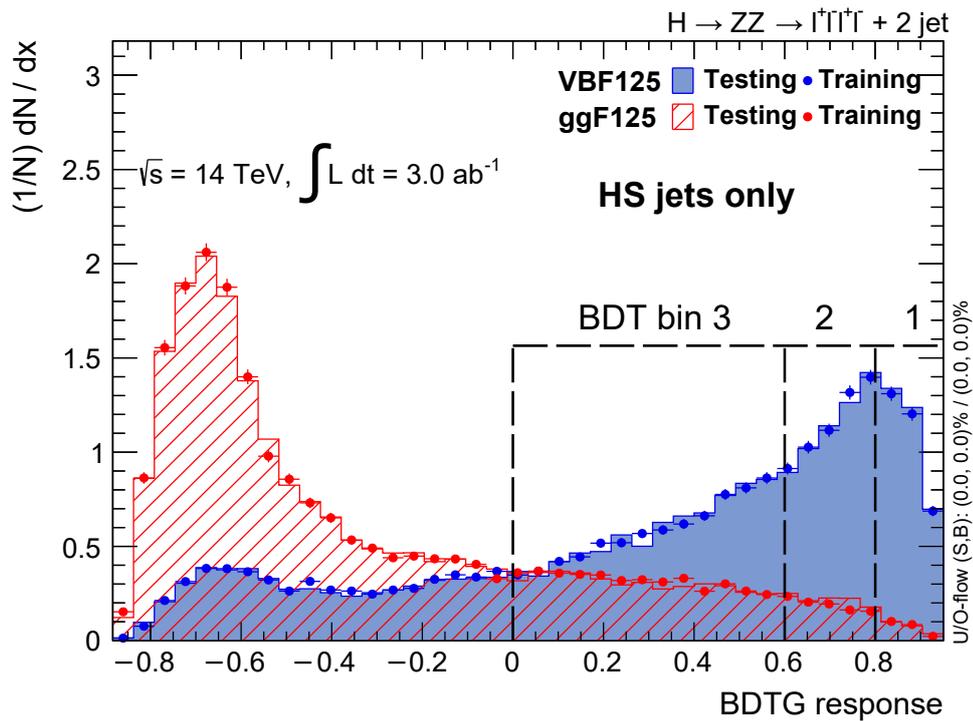
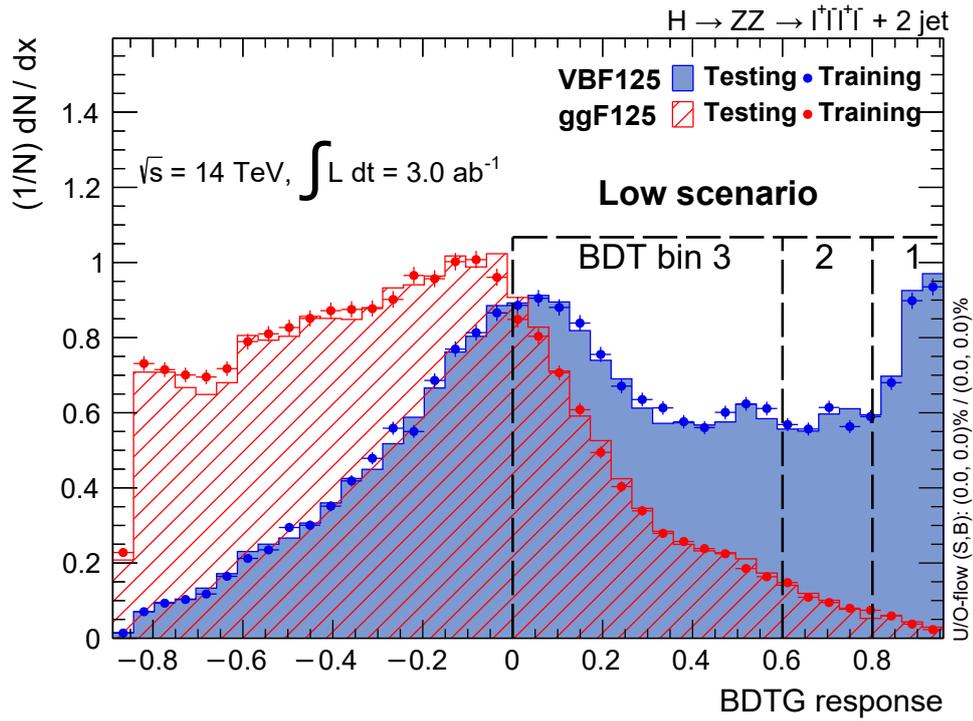


Рисунок 6.14 — Распределения по отклику BDT для сценария Low при  $\langle \mu \rangle = 200$  и вероятности столкновения протонов при пресечении пучков равной 0.02 (сверху), а также распределение по отклику BDT, полученное с использованием одних лишь процессов жёсткого рассеяния.

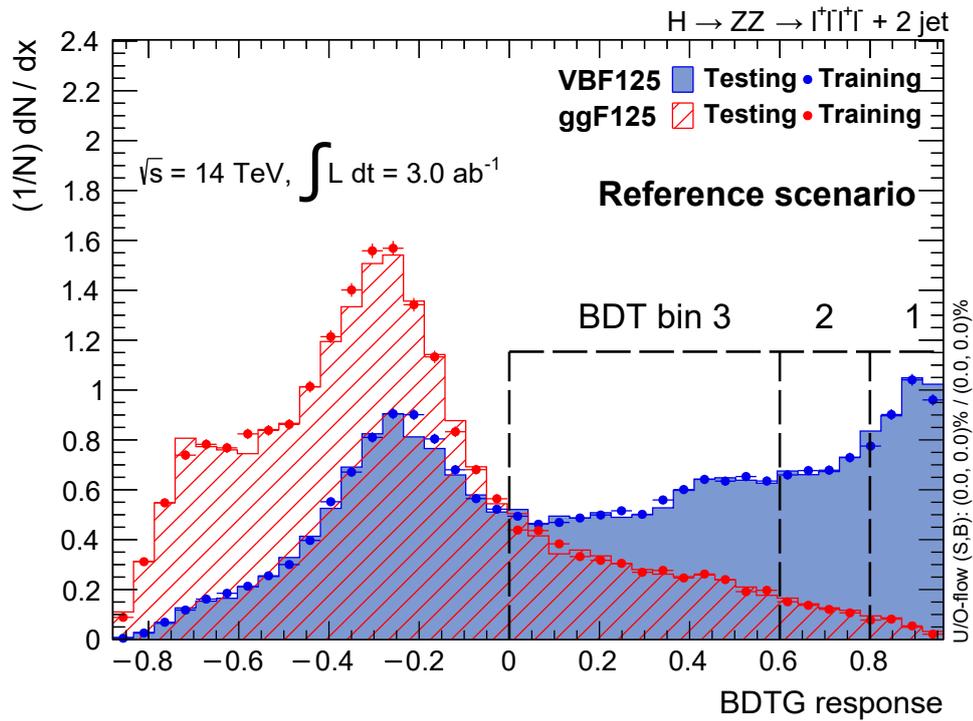
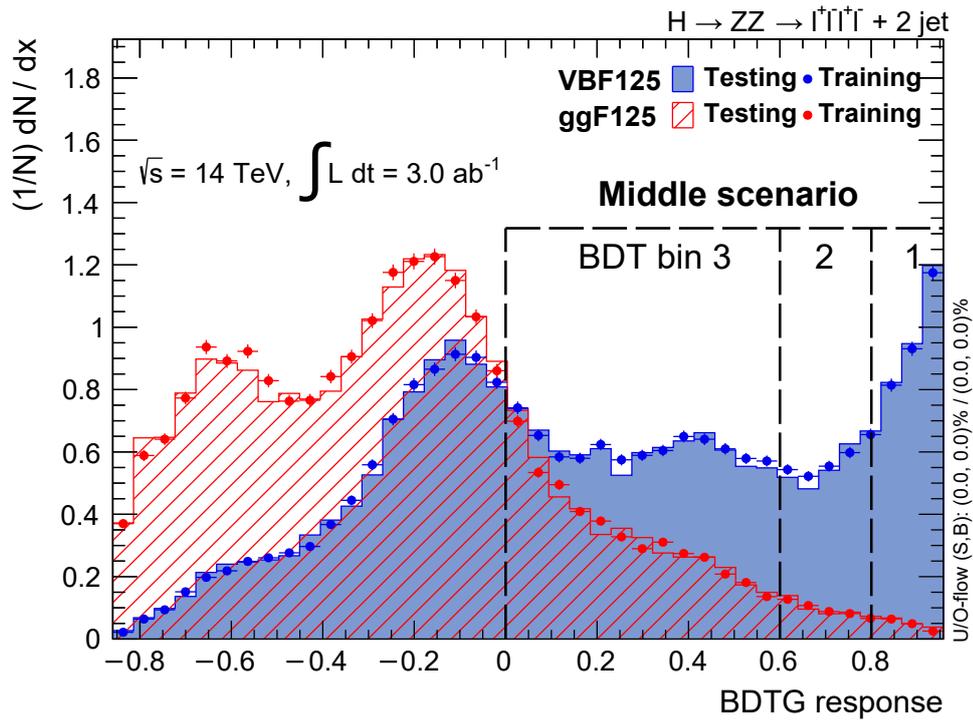


Рисунок 6.15 — Распределения по отклику BDT для сценариев Middle (сверху) и Reference (снизу) при  $\langle \mu \rangle = 200$  и вероятности столкновения протонов при пресечении пучков равной 0.02.

### 6.3.5 Характеристика сигнального региона

Область сигнала в данном анализе была определена с помощью отбора по значению переменной отклика BDT с метрикой улучшения в виде значимости ( $Z_0$ ). В частности, итеративные проверки правдоподобия выполнялись путём постепенного ужесточения отбора по отклику BDT между  $0 < (\text{BDTG response}) < 1$ , где требование  $(\text{BDTG response}) > 0$  было сделано для того, чтобы ограничить эффект множественности вершин взаимодействий в области сигнала. Размер шага при сканировании был принят за  $\Delta(\text{BDTG response}) = 0.1$ , так как было обнаружено, что более мелкие размеры шагов оказывают незначительное влияние на конечный результат. Интегральная светимость была взята на уровне  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ . На каждом шаге итерации область сигнала определялась событиями, проходящими через отборы классификатора BDT, и  $Z_0$  пересчитывался с учётом оптимального параметра отбора с целью максимизации  $Z_0$ .

Затем процесс итеративного сканирования повторялся для того, чтобы определить два оптимальных условия отбора. Следовательно, было определено три категории сигнала между  $0 < (\text{BDTG response}) < 1$ , в которых было выполнено сканирование по NLL. При каждом фитировании применялись симметричные ограничения на распределение NLL на уровне  $\pm 1\sigma$ . В частности, категории, определяющиеся в соответствии с условиями  $\text{BDTG} \in [0, 0.6, 0.8, 1]$ , явились оптимальным выбором для всех трёх сценариев покрытия трековой системы при  $\langle \mu \rangle = 200$ . Здесь самая узкая категория  $0.8 < \text{BDTG} < 1$  соответствует наивысшей чистоте сигнала VBF в то время как две другие категории соответствуют более низким концентрациям искомого сигнала. Распределения по отклику BDT для VBF и ggF-событий показаны на рисунках 6.14 и 6.15 для каждого из сценариев покрытия трековой системы для случая  $\langle \mu \rangle = 200$  и вероятности столкновения протонов при пресечении пучков равной 0.02.

### 6.3.6 Сглаживание распределений по $p_{THjj}$

Поскольку обученный алгоритм BDT в данном анализе использовал  $p_{THjj}$  в качестве дискриминирующей переменной, важно было предотвратить наложение ограничений в области фазового пространства  $p_{THjj}$ , которые могли бы вызвать появление больших неопределённостей в методе S-T. В противном случае, применение некоторых отборов приведёт к неопределённостям в поперечном сечении ggF порядка  $\mathcal{O}(100\%)$  при варьировании масштаба КХД. Поэтому, для предотвращения подобных ограничений со стороны BDT, распределение

по  $p_{THjj}$  было сглажено ниже порогового значения 50 ГэВ, так что

$$p'_{THjj} = \begin{cases} p_{THjj} & \text{если } p_{THjj} > 50 \text{ ГэВ} \\ 50 \text{ ГэВ} & \text{если } p_{THjj} < 50 \text{ ГэВ} \end{cases}. \quad (6.4)$$

Следовательно, при строгом отборе по величине отклика BDT, неопределённость изменения масштаба КХД  $gg \rightarrow H$  будет, самое большее, эквивалентна неопределённости Стюарта-Такмана для прямоугольного отбора по  $p_{THjj}$ .

### 6.3.7 S-T-ошибки для категорий BDT

При определении области сигнала с помощью отбора по отклику BDT, неявно определяются нелинейные отборы по значениям переменных, используемые для обучения BDT. Это, в отличие от обычного анализа, основанного на прямоугольном отборе, позволяет сделать несколько отборов по одной и той же переменной, которые могут быть более слабыми или более сильными, в зависимости от того, где конкретно происходит отбор в данном дереве решений. В контексте переменной, чувствительной к инфракрасным эффектам, такой как  $p_{THjj}$ , этот факт усложняет оценку неопределённости S-T, так как в этом случае необходимо учесть, что неопределённость будет либо увеличена, либо уменьшена, в зависимости от конечного спектра по  $p_{THjj}$ , который определяет область сигнала.

Первым шагом для уменьшения размера неопределённости является сглаживание распределения по  $p_{THjj}$ , как описано в параграфе 6.3.6. Это, в конечном итоге, поставит предел на величину относительной неопределённости, препятствующей её увеличению до 100% при измерении поперечного сечения. Затем можно получить более точную оценку полной неопределённости за счёт использования дискретного сглаженного кинематического спектра по  $p_{THjj}$  в сигнальной области, а также неопределённости S-T для каждого элемента. В частности, для гистограммы кинематического спектра по  $p_{THjj}$ , разделённого на  $N$  бинов, возможно определить полную неопределённость как

$$\Delta\sigma_2^{\text{Tot}} = \sum_{i,j=1}^N \text{cov}(\sigma_2^i, \sigma_2^j) \frac{\Delta\sigma_2^i}{\sigma_2^i} \frac{\Delta\sigma_2^j}{\sigma_2^j} \times h(x_i)h(x_j). \quad (6.5)$$

Здесь  $i, j$  - индексы бинов, а  $h$  - гистограмма  $p_{THjj}$  для событий в определённом диапазоне отклика BDT с центрами бинов  $x_i$ . Соответственно,  $\sigma_2^i$

является 2-струйным инклюзивным сечением для событий, проходящих через отбор  $p_{Tj} < x_i$ , а  $\Delta\sigma_2^i$  - неопределённость S-T (в  $\sigma$ ) в  $i^{\text{ом}}$  бине.

Ковариационные члены  $\text{cov}(\sigma_2^i, \sigma_2^j)$  представляют собой корреляции инклюзивных сечений, определённых значениями отборов  $x_i$  и  $x_j$ . В общем случае, они не известны в явном виде для  $i \neq j$ , и поэтому должны быть смоделированы. Однако для целей настоящего исследования недиагональными ковариациями можно пренебречь ввиду малого вклада в величину общей неопределённости. Этот расчёт, по сути, является средневзвешенным значением различных неопределённостей S-T, в зависимости от того, насколько часто соответствующие отборы используются при определении области сигнала. Кроме того, в пределе гистограммы лишь с одним заполненным бином извлекается эквивалентная неопределённость S-T для прямоугольного отбора.

### 6.3.8 Результаты классификации

Ожидаемая статистическая значимость сигнала  $Z_0$  и неопределённость уровня сигнала  $\Delta\mu/\mu$ , рассчитанная для условий  $\langle\mu\rangle = 200$  и интегральной светимости в  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ , приведена в таблице 23 для каждого сценария покрытия трековой системы (Low, Middle и Reference). Кроме того, ожидаемое число событий с (BDTG response)  $> 0$  для каждого сценария приводится как для наборов данных VBF, так и для наборов данных ggF.

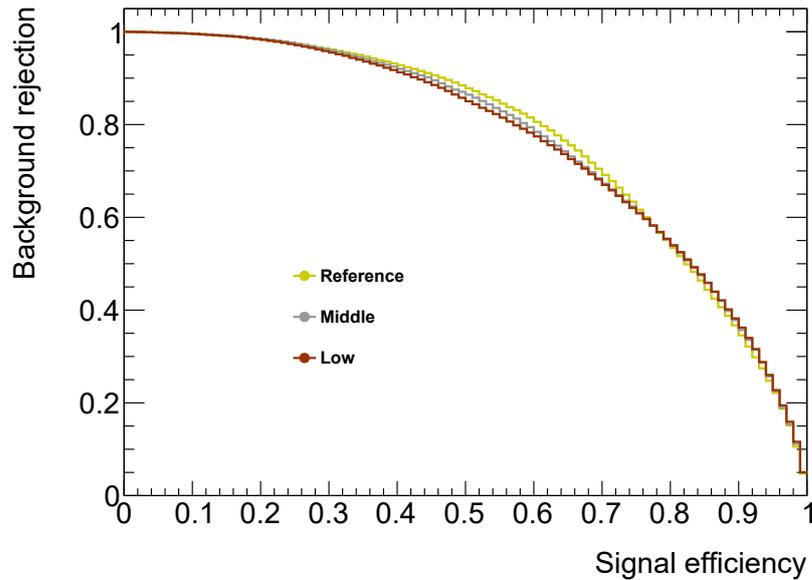


Рисунок 6.16 — Графики зависимости эффективности сигнала от величины отклонения фона (ROC-кривая) для каждого сценария покрытия трековой системы.

События были разделены на три категории, определённые величинами отбора по значению отклика BDT с границами бинов в  $[1, 0.8, 0.6, 0]$ . При проведении фитов по NLL в вычислениях  $Z_0$  и  $\Delta\mu/\mu$  учитывалась только статистическая неопределённость. Хотя на современном уровне теоретического знания неопределённость вариации масштаба КХД для выбранных ggF  $H + 2j$  событий нетривиальна ( $\Delta\sigma/\sigma \leq 15\%$ ), она существенно не меняется при изменении сценария покрытия трековой системы, так как различия в форме распределения по  $p_{T,Hjj}$  между VBF и ggF-событиями относительно нечувствительны к значению множественности вершин взаимодействий. Таким образом, при проведении процедуры фитирования данными вкладами пренебрегли, чтобы подчеркнуть улучшение эффективности регистрации сигнала VBF.

Графики зависимости эффективности сигнала от величины отклонения фона для каждого сценария покрытия трековой системы также приведены на рисунке 6.16. Для каждого статистического теста масса кандидата  $4l$  отбиралась в окне  $115 < m_{4l} < 130$  ГэВ для эмуляции условий, использованных в предыдущих итерациях анализа по поиску событий  $VBF H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . Было установлено, что относительно сценария Reference покрытия трековой системы, значимость сигнала  $Z_0$  ухудшается на 5% и 14% при переходе к Middle и Low сценариям, соответственно. Кроме того, было установлено, что неопределённость силы сигнала  $\Delta\mu/\mu$  увеличилась на 2% и 6% при переходе к Middle и Low сценариям, соответственно. В таблице 27 приведены значения загрязнения VBF и ggF-событий фонами в результате учёта множественности вершин взаимодействий. Загрязнение значительно уменьшается при переходе по цепочке от сценария Low к сценарию Reference, что приводит к более чистому VBF-сигналу, особенно в бине, соответствующему минимальному отбору по BDT.

Также, с использованием подхода Стюарта-Такмана [152], были сделаны оценки, включающие неопределённость вариации шкалы КХД как для полной неопределённости, так и для неопределённости, уменьшенной в 1/2 раза. Эти результаты приведены в таблицах 24 и 25. В каждой из таблиц видно, что финальная значимость и значения  $\Delta\mu/\mu$  ухудшаются примерно на одну и ту же величину для каждого сценария, что приводит к примерно одинаковому относительному улучшению при расширении покрытия трековой системы. Этот результат несколько ожидаем, так как величина неопределённости вариации масштаба КХД изменяется незначительно при рассмотрении различных сценариев покрытия трековой системы.

Дополнительный вклад в неопределённость уровня сигнала вносит величина дополнительной интегральной светимости (а, следовательно, и количества данных), необходимая для достижения уровня точности по  $\Delta\mu/\mu$ , показанного в сценарии Reference при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ . В таблице 26 эта цифра указана как с учётом, так и без учёта теоретических погрешностей для сценариев Middle и Low. Из этих значений видно, что расширенное покрытие адронных струй в сценарии Reference может привести к лучшим результатам при значительно меньшем количестве данных. В частности, при рассмотрении текущих оценок неопределённости S-T, потребуется дополнительный  $\Delta\mathcal{I} = 1 \text{ фб}^{-1}$  интегральной светимости со сценарием Low для достижения того же результата, что и в сценарии Reference, который предполагает близость к пределам возможной точности для таких условий эксплуатации детектора.

Сценарий	VBF + 2j события	ggF + 2j события	$Z_0$	$\Delta\mu/\mu$
Reference	237.2	323.8	11.41 $\sigma$	$\pm 0.134$
Middle	269.9	519.7	10.86 $\sigma$	$\pm 0.137$
Low	324.9	917.2	9.84 $\sigma$	$\pm 0.142$

Таблица 23 — Значения сигнала и точности уровня сигнала для различных сценариев покрытия адронных струй при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и при  $\langle\mu\rangle = 200$ . В процессе фитирования учитывалась только статистическая неопределённость.

Сценарий	VBF + 2j события	ggF + 2j события	$Z_0$	$\Delta\mu/\mu$
Reference	237.2	323.8	7.64 $\sigma$	$\pm 0.167$
Middle	269.9	519.7	7.48 $\sigma$	$\pm 0.174$
Low	324.9	917.2	6.75 $\sigma$	$\pm 0.186$

Таблица 24 — Значения сигнала и точности уровня сигнала для различных сценариев покрытия адронных струй при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и при  $\langle\mu\rangle = 200$ . Здесь во время фитирования учитывалась как статистическая неопределённость, так и неопределённость метода Стюарта-Такмана.

Сценарий	VBF + 2j события	ggF + 2j события	$Z_0$	$\Delta\mu/\mu$
Reference	237.2	323.8	$9.42\sigma$	$\pm 0.145$
Middle	269.9	519.7	$9.01\sigma$	$\pm 0.151$
Low	324.9	917.2	$8.10\sigma$	$\pm 0.160$

Таблица 25 — Значения сигнала и точности уровня сигнала для различных сценариев покрытия адронных струй при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и при  $\langle\mu\rangle = 200$ . Здесь во время фитирования учитывалась как статистическая неопределённость, так и неопределённость метода Стюарта-Такмана, обе с фактором  $1/2$ .

$\Delta\mathcal{I}$ (фб $^{-1}$ ), требуемая для достижения $(\Delta\mu/\mu)_{\text{Ref}}$ при $3000 \text{ фб}^{-1}$				
Сценарий	Без теоретической ошибки		С теоретической ошибкой	
	$\Delta\mu/\mu$	$\Delta\mathcal{I}$	$\Delta\mu/\mu$	$\Delta\mathcal{I}$
Reference	$\pm 0.134$	-	$\pm 0.167$	-
Middle	$\pm 0.137$	125	$\pm 0.174$	350
Low	$\pm 0.142$	425	$\pm 0.186$	1000

Таблица 26 — Дополнительная интегральная светимость  $\Delta\mathcal{I}$ , необходимая для достижения эквивалентной точности сценария Reference при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ , для случаев с учётом теоретической неопределённости и без нее.

Загрязнение сигнала (%)			
Сценарий	BDTG > 0.8	0.6 < BDTG < 0.8	0 < BDTG < 0.6
<b>VBF события</b>			
Reference	2.0	4.6	13.1
Middle	3.0	6.4	23.6
Low	5.2	12.0	38.7
<b>ggF события</b>			
Reference	23.2	37.9	52.1
Middle	24.0	43.4	65.0
Low	41.2	59.4	76.2

Таблица 27 — Загрязнение сигнала фоном в результате учёта множественности вершин взаимодействий в наборах данных VBF и ggF для различных сценариев при определении сигнальных регионов по отклику BDT.

## 6.4 Заключение к главе 6

В данной главе приводится описание исследований, направленных на изучение процессов с участием бозона Хиггса в ускорительных экспериментах и разработку методов повышения эффективности анализов данных.

Так, первый раздел посвящён обзору результатов измерений полных, дифференциальных сечений, а также пределов на константы связи бозона Хиггса в чистом процессе  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ , а также его комбинации с процессом  $H \rightarrow \gamma\gamma$ . Данные измерения проводились с целью поиска возможных отклонений от СМ научной группой HSG2 коллаборации ATLAS, в состав которой входит автор. Результаты измерений с массивом данных  $pp$ -столкновений, соответствующих интегральной светимости в  $36.1 \text{ фб}^{-1}$  показали, что какие-либо отклонения от СМ в изучаемых процессах на данный момент отсутствуют.

Второй раздел содержит описание исследования новых кинематических наблюдаемых, которые обладают чувствительностью к механизму рождения бозона Хиггса на БАК. На уровне Монте-Карло генераторов были получены расчётные распределения по предложенным наблюдаемым и сделаны выводы о перспективах использования подобных переменных в ходе анализа данных. Также в рамках данного исследования был разработан универсальный программный пакет классификации событий на основе BDT, который может быть найден в сети Интернет по адресу <https://fsclassifier.hepforge.org/>.

В третьем разделе описывается Монте-Карло анализ, направленный на изучение эффективности разделения механизмов рождения бозона Хиггса по каналам VBF и ggF с последующим распадом по каналу  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  на будущем ускорителе HL-LHC для трёх возможных сценариев покрытия трековой системы. Было обнаружено, что для смоделированных условий ускорителя HL-LHC при интегральной светимости в  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и среднем числе вершин взаимодействий  $\langle \mu \rangle = 200$ , сокращение покрытия трековой системы с  $|\eta| < 4.0$  до  $|\eta| < 3.2$  уменьшает ожидаемую значимость  $Z_0$  на 4% и увеличит относительную неопределённость уровня силы сигнала  $\Delta\mu/\mu$  на 3%, а дальнейшее ограничение покрытия до номинального  $|\eta| < 2.4$  уменьшает значимость на 14% и увеличит  $\Delta\mu/\mu$  на 9%. Если учесть теоретическую неопределённость КХД ggF в размере  $\sim 15\%$ , рассчитанную с использованием метода Стюарта-Такмана, то увеличение в  $\Delta\mu/\mu$  составляет приблизительно 14% при переходе покрытия от  $|\eta| < 4.0$  к  $|\eta| < 2.4$ .

## Заключение

Целью данной диссертационной работы было создание новых методов поиска взаимодействий вне рамок Стандартной модели элементарных частиц в хиггсовском секторе и оценка их эффективности.

Для достижения поставленной цели были выполнены следующие задачи:

1. Проведён Монте-Карло анализ с использованием метода угловых асимметрий для процесса  $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  и получены пределы чувствительности данного анализа к возможным эффектам CP-нарушения в хиггсовском секторе в будущих экспериментах на уровне 68% и 95% CL для интегральных светимостей в  $300 \text{ фб}^{-1}$  и  $3000 \text{ фб}^{-1}$ .
2. Разработан метод поиска возможных эффектов CP-нарушения при распаде бозона Хиггса в пару тау-лептонов.
3. Получены соотношения между параметрами Лагранжиана и тензорными константами связи эффективной амплитуды в процессе взаимодействия бозона Хиггса с векторными бозонами.
4. Разработан метод поиска возможных эффектов CP-нарушения в хиггсовском секторе с использованием оптимальных наблюдаемых и получены ожидаемые пределы на уровне 68% и 95% CL для интегральной светимости в  $140 \text{ фб}^{-1}$ .
5. Разработан метод определения CP-природы гипотетического тяжёлого резонанса, распадающегося преимущественно в пару фотонов, и рассмотрены проявления эффектов CP-нарушения для подобного резонанса.
6. Впервые в рамках коллаборации ATLAS реализован метод морфинга, а также разработан метод расширенного морфинга, которые впоследствии стали использоваться в программных пакетах коллаборации для анализа экспериментальных данных.
7. Написан программный пакет глубокой классификации процессов (<https://fsclassifier.hepforge.org/>), имеющих различную топологию, но одинаковое конечное состояние, и проведена его апробация на примере разделения процессов рождения бозона Хиггса посредством механизмов ggF и VBF.

Таким образом, поставленная цель диссертационной работы была выполнена в полном объёме.

## Благодарности

В заключение я хотел бы поблагодарить коллектив кафедры № 40 «Физика элементарных частиц» НИЯУ МИФИ и, в особенности, коллектив научной группы ATLAS за созданную плодотворную атмосферу, располагающую к занятию научными исследованиями и побуждающую написать диссертационную работу.

Особенную благодарность хочу выразить моему научному консультанту Р.В. Конопличу за его мудрые наставления, многолетнюю плодотворную совместную работу, а также за нескончаемое терпение и критически важные замечания по работе и написанию текста диссертации.

Также выражаю большую благодарность своему научному руководителю С.Г. Рубину за неоценимую помощь, поддержку в научной работе и переданные знания.

Я очень благодарен своему коллеге по коллаборации ATLAS К.А. Прокофьеву за бесценный опыт в проведении фундаментальных научных исследований, полезные советы и неизменную готовность помочь.

Кроме того, хочу выразить большую благодарность А.С. Романюку, М.Д. Скорохватову, К.М. Белоцкому, Е.Ю. Солдатову, Д.В. Краснопевцеву и Ю.Б. Гурову за поддержку и ценные советы на протяжении всей моей учёбы и работы на кафедре.

Также очень хочу отметить и своих иностранных коллег, а именно G. Barone, V. Bortolloto, R. Di Nardo, D. Divalentino, M. Duehrssen-Debling, A. Gabrielli, T. Koffas, A. Laudrain, K. Lie, L.E. Pedersen, R.D. Schaffer, J. Thomas и других. Хочу поблагодарить их за поддержку и неоценимую помощь в научной работе в рамках такой большой коллаборации, как ATLAS.

Я благодарен всему коллективу кафедры за дружескую поддержку, неизменную готовность выслушать и помочь, а также за постоянное содействие в работе.

## Список сокращений и условных обозначений

<b>БАК</b>	Большой адронный коллайдер
<b>LHC</b>	Large Hadron Collider
<b>СМ</b>	Стандартная модель элементарных частиц
<b>SM</b>	Standard Model
<b>BSM</b>	Beyond the Standard Model
<b>ЭТП</b>	Эффективная теория поля
<b>EFT</b>	Effective Field Theory
<b>HC</b>	Higgs Characterisation
<b>SMEFT</b>	Standard Model Effective Field Theory
<b>ggF</b>	Gluon-Gluon Fusion
<b>VBF</b>	Vector Boson Fusion
<b>BDT</b>	Boosted Decision Trees
<b>HL-LHC</b>	The High-Luminosity Large Hadron Collider
<b>LHE</b>	Les Houches Events
<b>NLL</b>	Negative log-likelihood
<b>S-T</b>	Stewart-Tackmann method
<b>LO</b>	Leading Order
<b>NLO</b>	Next-to-Leading Order
<b>QED</b>	Quantum electrodynamics
<b>КЭД</b>	Квантовая электродинамика
<b>QCD</b>	Quantum chromodynamics
<b>КХД</b>	Квантовая хромодинамика
<b>ATLAS</b>	A Toroidal LHC ApparatuS
<b>CMS</b>	Compact Muon Solenoid
<b>ALICE</b>	A Large Ion Collider Experiment
<b>LHCb</b>	Large Hadron Collider beauty
<b>LEP</b>	Large Electron-Positron Collider
<b>MSSM</b>	Minimal Supersymmetric Standard Model
<b>2HDM</b>	Two-Higgs-Doublet Model
<b>CL</b>	Confidense Level
<b>OO</b>	Optimal-Observable

## Словарь терминов

**LO сечение** — сечение, вычисленное в ведущем порядке теории возмущений.

**NLO сечение** — сечение, вычисленное в следующем после ведущего порядке теории возмущений (учёт КХД и/или КЭД поправок).

**NNLO сечение** — сечение, вычисленное во втором от ведущего порядке теории возмущений (учёт КХД и/или КЭД поправок).

**Адронизация** — обесцвечивание кварковых состояний Монте-Карло генератором событий после розыгрыша (образование мезонных и барионных состояний).

**Генератор событий** — программа или программный код, использующийся для того, чтобы разыгрывать события с использованием матричных элементов взаимодействия и фейнмановских правил.

**Инклюзивный метод** — метод вычисления сечения, применяемый в случае наличия идентифицированных адронных струй в событии, когда нет точной информации о каждой из частиц, при этом импульсы всех частиц с неизвестными характеристиками суммируются.

**Эксклюзивный метод** — метод вычисления сечения, применяемый, если существует полная информация обо всех продуктах реакции. Реализуется, если в событии отсутствуют идентифицированные адронные струи.

**Матричный элемент** — элемент матрицы рассеяния (квантовая механика), который характеризует конкретный процесс взаимодействия частиц. Вычисляется с использованием лагранжиана взаимодействия и фейнмановских правил.

**Первичная вершина** — вершина взаимодействия протонных партонов, которая послужила источником процессу с высоким переданным импульсом, который в свою очередь привёл к изучаемому в анализе событию.

**Пропагатор** — функция, определяющая амплитуду вероятности распространения релятивистского поля (частицы) между двумя актами взаимодействия. Она позволяет учесть влияние виртуальных частиц.

**Трекер** — детектор элементарных частиц, восстанавливающий по срабатываниям своих элементов треки частиц.

## Список литературы

1. *Higgs, P. W.* Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. Phys. Rev. Lett. Vol. 13. 1964. P. 508—509.
2. *Nambu, Y.* Quasi-Particles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity. Phys. Rev. Vol. 117, issue 3. 1960. P. 648—663.
3. *Horváth, D.* Twenty years of searching for the Higgs boson: Exclusion at LEP, discovery at LHC. Mod. Phys. Lett. A. Vol. 29, no. 4. 2014. P. 1430004.
4. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. Phys. Lett. B. Vol. 716. 2012. P. 1—29.
5. *Chatrchyan, S. et al. [CMS Collaboration].* Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. Phys. Lett. B. Vol. 716. 2012. P. 30—61.
6. *Beringer, J. et al. [Particle Data Group].* Review of Particle Physics. Phys. Rev. D. Vol. 86, issue 1. 2012. P. 010001.
7. *Aad, G., Chatrchyan, S. et al. [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  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV. JHEP. Vol. 08. 2016. P. 045.
8. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Test of CP Invariance in vector-boson fusion production of the Higgs boson using the Optimal Observable method in the ditau decay channel with the ATLAS detector. Eur. Phys. J. C. Vol. 76, no. 12. 2016. P. 658.
9. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Search for an additional, heavy Higgs boson in the  $H \rightarrow ZZ$  decay channel at  $\sqrt{s} = 8$  TeV in pp collision data with the ATLAS detector. Eur. Phys. J. C. Vol. 76, no. 1. 2016. P. 45.
10. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Observation and measurement of Higgs boson decays to  $WW^*$  with the ATLAS detector. Phys. Rev. D. Vol. 92. 2015. P. 012006.

11. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data. *Phys. Lett. B.* Vol. 726. 2013. P. 120–144.
12. *Khachatryan, V. et al. [CMS Collaboration].* Observation of the diphoton decay of the Higgs boson and measurement of its properties. *Eur. Phys. J. C.* Vol. 74. 2014. P. 3076.
13. *Artoisenet, P. et al.* A framework for Higgs characterisation. *JHEP.* Vol. 11. 2013. P. 043.
14. *Falkowski, A. et al.* Rosetta: an operator basis translator for Standard Model effective field theory. *Eur. Phys. J. C.* Vol. 75. 2015. P. 583.
15. *Baglio, J., Krauss, C.O., Mühlleitner, M. and Walz, K.* Next-to-Leading Order NMSSM Decays with CP-odd Higgs Bosons and Stops. *JHEP.* Vol. 10. 2015. P. 024.
16. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST.* Vol. 3. 2008. S08003.
17. *Pich, A.* The Standard model of electroweak interactions. 2008. P. 1–49. arXiv: [0705.4264 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/0705.4264).
18. *Ryutov, D. D.* Using plasma physics to weigh the photon. *Plasma Phys. Control. Fusion B.* Vol. 49, no. 12. 2007. P. 429–438.
19. *Nakamura, K. e. a.* Review of Particle Physics. *J. of Phys. G: Nucl. and Part. Phys.* Vol. 37, no. 7. 2010. P. 075021.
20. *Nambu, Y.* [Quasiparticles and Gauge Invariance in the Theory of Superconductivity](#). *Phys. Rev.* Vol. 117. 1960. P. 648–663.
21. *Goldstone, J.* [Field Theories with Superconductor Solutions](#). *Nuovo Cim.* Vol. 19. 1961. P. 154–164.
22. *Goldstone, J., Salam, A. and Weinberg, S.* [Broken Symmetries](#). *Phys. Rev.* Vol. 127. 1962. P. 965–970.
23. *Englert, F. and Brout, R.* [Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons](#). *Phys. Rev. Lett.* Vol. 13. 1964. P. 321–323.
24. *Higgs, P. W.* [Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons](#). *Phys. Rev.* Vol. 145. 1966. P. 1156–1163.

25. *Guralnik, G. S., Hagen, C. R. and Kibble, T. W. B.* Global Conservation Laws and Massless Particles. Phys. Rev. Lett. Vol. 13. 1964. P. 585–587. [[162\(1964\)](#)].
26. *Kibble, T. W. B.* Symmetry breaking in nonAbelian gauge theories. Phys. Rev. Vol. 155. 1967. P. 1554–1561.
27. *Weinberg, S.* A Model of Leptons. Phys. Rev. Lett. Vol. 19. 1967. P. 1264–1266.
28. *'t Hooft, G.* Renormalization of Massless Yang-Mills Fields. Nucl. Phys. Vol. B33. 1971. P. 173–199.
29. *Falkowski, A.* Higgs Basis: Proposal for an EFT basis choice for LHC HXSWG. LHCHSWG-INT-2015-001. 2015.
30. *Belyaev, N., de Florian, D. et al.* Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector. CERN Monography, 2016.
31. *Rothstein, I. Z.* TASI lectures on effective field theories. 2003. arXiv: [hep-ph/0308266](#) [[hep-ph](#)].
32. *Manohar, A. V.* Effective field theories. Lect. Notes Phys. Vol. 479. 1997. P. 311–362.
33. *Kaplan, D. B.* Five lectures on effective field theory. 2005. arXiv: [nucl-th/0510023](#) [[nucl-th](#)].
34. *Burgess, C. P.* Introduction to Effective Field Theory. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. Vol. 57. 2007. P. 329–362.
35. *Weinberg, S.* Effective Field Theory, Past and Future. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. Vol. 57. 2007. P. 329–362.
36. *Willenbrock, S. and Zhang, C.* Effective Field Theory Beyond the Standard Model. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. Vol. 64. 2014. P. 83–100.
37. *Masso, E.* An Effective Guide to Beyond the Standard Model Physics. JHEP. Vol. 10. 2014. P. 128.
38. *Pomarol, A.* Higgs Physics. JHEP. Vol. 10. 2014. P. 128.
39. *Henning, B., Lu, X. and Murayama, H.* How to use the Standard Model effective field theory. JHEP. Vol. 01. 2016. P. 023.

40. *Falkowski, A.* Effective field theory approach to LHC Higgs data. *Praman.* Vol. 87. 2014. P. 124.
41. *David, A. and Passarino, G.* Through precision straits to next standard model heights. *Rev. Phys.* Vol. 1. 2016. P. 13–28.
42. *Biekoetter, A., Knochel, A., Kraemer, M., Liu, D. and Riva, F.* Vices and virtues of Higgs effective field theories at large energy. *Phys. Rev. D.* Vol. 91. 2015. P. 055029.
43. *Contino, R., Falkowski, A., Goertz, F., Grojean, C. and Riva, F.* On the Validity of the Effective Field Theory Approach to SM Precision Tests. *JHEP.* Vol. 07. 2016. P. 144.
44. *Weinberg, S.* Baryon and Lepton Nonconserving Processes. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 43. 1979. P. 055029.
45. *Grzadkowski, B., Iskrzynski, M., Misiak, M. and Rosiek, J.* Dimension-Six Terms in the Standard Model Lagrangian. *JHEP.* Vol. 10. 2010. P. 085.
46. *Lehman, L.* Extending the Standard Model Effective Field Theory with the Complete Set of Dimension-7 Operators. *Phys. Rev. D.* Vol. 90. 2014. P. 125023.
47. *Henning, B., Lu, X., Melia, T. and Murayama, H.* Higher dimension operators in the SM EFT. *Phys. Rev. D.* Vol. 90. 2014. P. 125023.
48. *Lehman, L. and Martin, A.* Low-derivative operators of the Standard Model effective field theory via Hilbert series methods. *JHEP.* Vol. 02. 2016. P. 081.
49. *de Gouvea, A., Herrero-Garcia, J. and Kobach, A.* Neutrino Masses, Grand Unification, and Baryon Number Violation. *Phys. Rev. D.* Vol. 90. 2014. P. 016011.
50. *Deppisch, F. F., Harz, J., Hirsch, M., Huang, W.-C. and Paes, H.* Falsifying High-Scale Baryogenesis with Neutrinoless Double Beta Decay and Lepton Flavor Violation. *Phys. Rev. D.* Vol. 92. 2015. P. 036005.
51. *Buchmuller, W. and Wyler, D.* Effective Lagrangian Analysis of New Interactions and Flavor Conservation. *Nucl. Phys. B.* Vol. 268. 1986. P. 621–653.
52. *Contino, R., Ghezzi, M., Grojean, C., Muehlleitner, M. and Spira, M.* Effective Lagrangian for a light Higgs-like scalar. *JHEP.* Vol. 07. 2013. P. 035.

53. *Gupta, R. S., Pomarol, A. and Riva, F.* BSM Primary Effects. *Phys. Rev. D.* Vol. 91. 2015. P. 035001.
54. *Alonso, R., Jenkins, E. E., Manohar, A. V. and Trott, M.* Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators III: Gauge Coupling Dependence and Phenomenology. *JHEP.* Vol. 04. 2014. P. 159.
55. *Pomarol, A. and Riva, F.* Towards the Ultimate SM Fit to Close in on Higgs Physics. *JHEP.* Vol. 01. 2014. P. 151.
56. *Falkowski, A. and Riva, F.* Model-independent precision constraints on dimension-6 operators. *JHEP.* Vol. 02. 2015. P. 039.
57. *Ellis, J., Sanz, V. and You, T.* The Effective Standard Model after LHC Run I. *JHEP.* Vol. 03. 2015. P. 157.
58. *Berthier, L. and Trott, M.* Consistent constraints on the Standard Model Effective Field Theory. *JHEP.* Vol. 02. 2016. P. 069.
59. *Efrati, A., Falkowski, A. and Soreq, Y.* Electroweak constraints on flavorful effective theories. *JHEP.* Vol. 07. 2015. P. 018.
60. *Falkowski, A., Gonzalez-Alonso, M., Greljo, A. and Marzocca, D.* Global constraints on anomalous triple gauge couplings in effective field theory approach. *Phys. Rev. Lett.* Vol. 116. 2016. P. 011801.
61. *Brod, J., Haisch, U. and Zupan, J.* Constraints on CP-violating Higgs couplings to the third generation. *JHEP.* Vol. 11. 2013. P. 180.
62. *Altmannshofer, W., Brod, J. and Schmaltz, M.* Experimental constraints on the coupling of the Higgs boson to electrons. *JHEP.* Vol. 05. 2015. P. 125.
63. *Chien, Y. T., Cirigliano, V., Dekens, W., de Vries, J. and Mereghetti, E.* Direct and indirect constraints on CP-violating Higgs-quark and Higgs-gluon interactions. *JHEP.* Vol. 02. 2016. P. 011.
64. *Cirigliano, V., Dekens, W., de Vries, J. and Mereghetti, E.* Is there room for CP violation in the top-Higgs sector?. *Phys. Rev. D.* Vol. 94. 2016. P. 016002.
65. *Hagiwara, K., Ishihara, S., Szalapski, R. and Zeppenfeld, D.* Low-energy effects of new interactions in the electroweak boson sector. *Phys. Rev. D.* Vol. 48. 2016. P. 152.
66. *Alwall, J. et al.* MadGraph 5 : Going Beyond. *JHEP.* Vol. 06. 2011. P. 128.

67. *Elias-Miro, J., Espinosa, J. R., Masso, E. and Pomarol, A.* Renormalization of dimension-six operators relevant for the Higgs decays  $h \rightarrow \gamma\gamma, \gamma Z$ . JHEP. Vol. 08. 2013. P. 033.
68. *Elias-Miro, J., Espinosa, J. R., Masso, E. and Pomarol, A.* Higgs windows to new physics through d=6 operators: constraints and one-loop anomalous dimensions. JHEP. Vol. 11. 2013. P. 066.
69. *Grojean, C., Jenkins, E. E., Manohar, A. V. and Trott, M.* Renormalization Group Scaling of Higgs Operators and  $\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma)$ . JHEP. Vol. 04. 2013. P. 016.
70. *Jenkins, E. E., Manohar, A. V. and Trott, M.* Renormalization Group Evolution of the Standard Model Dimension Six Operators I: Formalism and lambda Dependence. JHEP. Vol. 10. 2013. P. 087.
71. *Heinemeyer, S. et al. [LHC Higgs Cross Section Working Group].* [Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties](#). CERN Monography, 2013.
72. *Gonzalez-Alonso, M., Greljo, A., Isidori, G. and Marzocca, D.* Pseudo-observables in Higgs decays. Eur. Phys. J. C. Vol. 75. 2015. P. 128.
73. *Greljo, A., Isidori, G., Lindert, J. M. and Marzocca, D.* Pseudo-observables in electroweak Higgs production. Eur. Phys. J. C. Vol. 76. 2016. P. 158.
74. *Barbieri, R., Bellazzini, B., Rychkov, V. S. and Varagnolo, A.* The Higgs boson from an extended symmetry. Phys. Rev. D. Vol. 76. 2007. P. 115008.
75. *Elias-Miro, J., Grojean, C., Gupta, R. S. and Marzocca, D.* Scaling and tuning of EW and Higgs observables. JHEP. Vol. 05. 2014. P. 019.
76. *Henning, B., Lu, X. and Murayama, H.* What do precision Higgs measurements buy us?. JHEP. Vol. 05. 2014. P. 019.
77. *Gauld, R., Pecjak, B. D. and Scott, D. J.* One-loop corrections to  $h \rightarrow b\bar{b}$  and  $h \rightarrow \tau\bar{\tau}$  decays in the Standard Model Dimension-6 EFT: four-fermion operators and the large- $m_t$  limit. JHEP. Vol. 05. 2016. P. 080.
78. *Giudice, G. F., Grojean, C., Pomarol, A. and Rattazzi, R.* The Strongly-Interacting Light Higgs. JHEP. Vol. 06. 2016. P. 158.
79. *Liu, D., Pomarol, A., Rattazzi, R. and Riva, F.* Patterns of Strong Coupling for LHC Searches. JHEP. Vol. 11. 2016. P. 141.

80. *Bolognesi, S. et al.* On the spin and parity of a single-produced resonance at the LHC. *Phys. Rev. D*. Vol. 86. 2012. P. 095031.
81. *Anderson, I. et al.* Constraining Anomalous HVV Interactions at Proton and Lepton Colliders. *Phys. Rev. D*. Vol. 89, no. 3. 2014. P. 035007.
82. *Gao, Y. et al.* Spin determination of single-produced resonances at hadron colliders. *Phys. Rev. D*. Vol. 81. 2010. P. 075022.
83. *Belyaev, N.* Measurement of cross sections and couplings of the Higgs Boson in bosonic decay channels with the ATLAS detector.. *EPJ Web Conf.* Vol. 182. 2018. P. 02013.
84. *Kaluza, A., Belyaev, N. et al.* A morphing technique for signal modelling in a multidimensional space of coupling parameters. ATL-COM-PHYS-2015-457, ATL-PHYS-PUB-2015-047. 2015. URL: <https://cds.cern.ch/record/2018491>.
85. *Baak, M., Gadatsch, S., Harrington, R. and Verkerke, W.* Interpolation between multi-dimensional histograms using a new non-linear moment morphing method. *Nucl. Instrum. Meth. A*. Vol. 771. 2015. P. 39–48.
86. *Brun, R. et al.* ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization. *Comp. Phys. Comm.* Vol. 180. 2009. P. 2499–2512.
87. *Frixione, S., Nason, P. and Oleari, C.* Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method. *JHEP*. Vol. 0711. 2007. P. 070.
88. *Godbole, R. M., Miller, D. J. and Muhlleitner, M. M.* Aspects of CP violation in the  $HZZ$  coupling at the LHC. *JHEP*. Vol. 12. 2007. P. 031.
89. *Sjostrand, T., Mrenna, S. and Skands, P. Z.* PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*. Vol. 05. 2006. P. 026.
90. *Aad, G. et al [ATLAS Collaboration].* The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *JINST*. Vol. 3. 2008. S08003.
91. *Chatrchyan, S. et al. [CMS Collaboration].* The CMS Experiment at the CERN LHC. *JINST*. Vol. 3. 2008. S08004.

92. *Prokofiev, K. et al. [ATLAS Collaboration]*. Prospects for measurements of tensor structure of the  $HZZ$  vertex in  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  decay with ATLAS detector. ATL-PHYS-PUB-2013-013, ATL-COM-PHYS-2013-1328. 2013. URL: <http://cdsweb.cern.ch/record/1611123>.
93. *Chatrchyan, S. et al. [CMS Collaboration]*. Constraints on the spin-parity and anomalous  $HVV$  couplings of the Higgs boson in proton collisions at 7 and 8 TeV. Phys. Rev. D. Vol. 92. 2014. P. 012004.
94. *Buchalla, G., Cata, O. and D'Ambrosio, G.* Nonstandard Higgs couplings from angular distributions in  $h \rightarrow Zl^+l^-$ . Eur. Phys. J. C. Vol. 74, no. 3. 2014. P. 2798.
95. *Berge, S., Bernreuther, W. and Spiesberger, H.* Higgs CP properties using the  $\tau$  decay modes at the ILC. Phys. Lett. B. Vol. 727. 2013. P. 488—495.
96. *Gauthier, D., Christophe, G., Jiayin, G. and Kecken, W.* The leptonic future of the Higgs. JHEP. Vol. 09. 2017. P. 014.
97. *Lee, T. D.* A Theory of Spontaneous T Violation. Phys. Rev. D. Vol. 8. 1973. P. 1226—1239.
98. *Donoghue, J. F. and Li, L. F.* Properties of Charged Higgs Bosons. Phys. Rev. D. Vol. 19. 1979. P. 945.
99. *Dugan, M. J., Georgi, H. and Kaplan, D. B.* Anatomy of a Composite Higgs Model. Nucl. Phys. B. Vol. 254. 1985. P. 299—326.
100. *Cheng, T. P. and Sher, M.* Mass Matrix Ansatz and Flavor Nonconservation in Models with Multiple Higgs Doublets. Phys. Rev. D. Vol. 35. 1987. P. 3484.
101. *Agashe, K., Contino, R. and Pomarol, A.* The Minimal composite Higgs model. Nucl. Phys. B. Vol. 719. 2005. P. 165—187.
102. *Martinez, R., Rodriguez, J. A. and Sanchez, S.* Charged Higgs production at photon colliders in 2HDM-III. Braz. J. Phys. Vol. 38. 2008. P. 507—510.
103. *Branco, G. C. et al.* Theory and phenomenology of two-Higgs-doublet models. Phys. Rept. Vol. 516. 2012. P. 1—102.
104. *Eberhardt, O., Nierste, U. and Wiebusch, M.* Status of the two-Higgs-doublet model of type II. JHEP. Vol. 07. 2013. P. 118.

105. *Falkowski, A., Stone, O. and Volansky, T.* Phenomenology of a 750 GeV Singlet. JHEP. Vol. 02. 2016. P. 152.
106. *Kanemura, S. et al.* LHC 750 GeV Diphoton excess in a radiative seesaw model, CTPU-15-29. Progr. Th. Exp. Phys. Issue 12. 2015.
107. *Diaz-Cruz, J. L. et al.* One-loop decays  $A^0 \rightarrow ZZ, Z\gamma, \gamma\gamma$  within the 2HDM and its search at the LHC. Phys. Rev. D. Vol. 90, no. 9. 2014. P. 095019.
108. *Fichet, S., Gersdorff, G. and Royon, C.* Scattering light by light at 750 GeV at the LHC. Phys. Rev. D. Vol. 93, no. 7. 2016. P. 075031.
109. *Franceschini, R et al.* What is the  $\gamma\gamma$  resonance at 750 GeV?. JHEP. Vol. 03. 2016. P. 144.
110. *Csáki, C., Hubisz J. and Terning J.* Minimal model of a diphoton resonance: Production without gluon couplings. Phys. Rev. D. Vol. 93, no. 3. 2016. P. 035002.
111. *Csáki, C., Hubisz, J., Lombardoand, S. and Terning, J.* Gluon versus photon production of a 750 GeV diphoton resonance. Phys. Rev. D. Vol. 93, no. 9. 2016. P. 095020.
112. *Benbrik, R., Chen, C.-H. and Nomura T.* Higgs singlet boson as a diphoton resonance in a vectorlike quark model. Phys. Rev. D. Vol. 93, no. 5. 2016. P. 055034.
113. *Dolan, M. J. et al.* Constraining  $CP$ -violating Higgs Sectors at the LHC using gluon fusion. Phys. Rev. D. Vol. 90. 2014. P. 073008.
114. *Plehn, T., Rainwater, D. L. and Zeppenfeld, D.* Determining the Structure of Higgs Couplings at the LHC. Phys. Rev. Lett. Vol. 88. 2002. P. 051801.
115. *Hankele, V., Klamke, G., Zeppenfeld, D. and Figy, T.* Anomalous Higgs boson couplings in vector boson fusion at the CERN LHC. Phys. Rev. D. Vol. 74. 2006. P. 095001.
116. *Hagiwara, K., Li, Q. and Mawatari, K.* Jet angular correlation in vector-boson fusion processes at hadron colliders. JHEP. Vol. 07. 2009. P. 101.
117. *Coradeschi, F. and Lodone, P.* Selection rules for helicity amplitudes in massive gauge theories. Phys. Rev. D. Vol. 87. 2013. P. 074026.

118. *Badger, S. D., Glover, E. W. and Khoze, V. V.* Recursion relations for gauge theory amplitudes with massive vector bosons and fermions. JHEP. Vol. 01. 2006. P. 066.
119. *Aad, G. et al.* Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments. Phys. Rev. Lett. Vol. 114, issue 19. 2015. P. 191803. 33 p.
120. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using  $pp$  collision data at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV in the ATLAS experiment. Eur. Phys. J. C. Vol. 76, no. 1. 2016. P. 6.
121. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Study of the spin and parity of the Higgs boson in diboson decays with the ATLAS detector. Eur. Phys. J. C. Vol. 75. 2015. P. 476.
122. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Fiducial and differential cross sections of Higgs boson production measured in the four-lepton decay channel in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s}=8$  TeV with the ATLAS detector. Phys. Lett. B. Vol. 738. 2014. P. 234–253.
123. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Search for Invisible Decays of a Higgs Boson Produced in Association with a  $Z$  Boson in ATLAS. Phys. Rev. Lett. Vol. 112. 2014. P. 201802.
124. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Measurements of the Total and Differential Higgs Boson Production Cross Sections Combining the  $H \rightarrow \gamma\gamma$  and  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  Decay Channels at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector. Phys. Rev. Lett. Vol. 115, no. 9. 2015. P. 091801.
125. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration].* Measurement of fiducial differential cross sections of gluon-fusion production of Higgs bosons decaying to  $WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$  with the ATLAS detector at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. JHEP. Vol. 08. 2016. P. 104.
126. *Grazzini, M., Ilnicka, A., Spira, M. and Wieseemann, M.* Modeling BSM effects on the Higgs transverse-momentum spectrum in an EFT approach. JHEP. Vol. 03. 2017. P. 115.
127. *Hamilton, K., Nason, P. and Zanderighi, G.* MINLO: Multi-Scale Improved NLO. JHEP. Vol. 10. 2012. P. 155.

128. *Aaboud, M., Belyaev, N. et al. [ATLAS Collaboration].* Measurement of inclusive and differential cross sections in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  decay channel in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. JHEP. Vol. 10. 2017. P. 132.
129. *Aaboud, M., Belyaev, N. et al. [ATLAS Collaboration].* Measurement of the Higgs boson coupling properties in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  decay channel at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector. JHEP. Vol. 03. 2018. P. 095.
130. *Bramer, M.* Principles of Data Mining. Principles of Data Mining. 2007. (London: Springer).
131. *Aad, G. et al. [ATLAS collaboration].* Combined measurements of Higgs boson production and decay in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  and  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channels using  $\sqrt{s} = 13$  TeV pp collision data collected with the ATLAS experiment. ATLAS-CONF-2017-047. 2017.
132. *Aaboud, M. et al. [ATLAS Collaboration].* Measurement of the Higgs boson mass in the  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$  and  $H \rightarrow \gamma\gamma$  channels with  $\sqrt{s} = 13$  TeV  $pp$  collisions using the ATLAS detector. Phys. Lett. B. Vol. 784. 2018. P. 345–366.
133. *Kruse, A. et al.* Probing the Higgs Boson via VBF with Single Jet Tagging at the LHC. Phys. Rev. D. Vol. 91. 2015. P. 053009.
134. *Aaboud, M. et al. [ATLAS Collaboration].* Search for the Standard Model Higgs boson produced by vector-boson fusion in 8 TeV  $pp$  collisions and decaying to bottom quarks with the ATLAS detector. JHEP. Vol. 11. 2016. P. 112.
135. *Maltoni, F. et al.* Higgs characterisation at NLO in QCD: CP properties of the top-quark Yukawa interaction. Eur. Phys. J. C. Vol. 74. 2014. P. 3065.
136. *Klamke, G. and Zeppenfeld, D.* Higgs plus two jet production via gluon fusion as a signal at the CERN LHC. JHEP. Vol. 04. 2007. P. 052.
137. *Belyaev, N. et al. [ATLAS Collaboration].* Prospective results for vector-boson fusion-mediated Higgs-boson searches in the four lepton final state at the High Luminosity Large Hadron Collider. ATL-PHYS-PUB-2016-008, ATL-COM-PHYS-2015-1507. 2016.

138. *Khachatryan, V. et al. [CMS Collaboration]*. Search for the standard model Higgs boson produced through vector boson fusion and decaying to  $b\bar{b}$ . Phys. Rev. D. Vol. 92. 2015. P. 032008.
139. *Alwall, J. et al.* A Standard format for Les Houches event files. Comput. Phys. Commun. Vol. 176. 2007. P. 300–304.
140. *Sjostrand, T., Mrenna, S. and Skands, P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1. Comput. Phys. Commun. Vol. 178. 2008. P. 852–867.
141. *Delaere, C. et al.* DELPHES 3: a modular framework for fast simulation of a generic collider experiment. JHEP. Vol. 02. 2014. P. 057.
142. *Rainwater, D. L.* Intermediate mass Higgs searches in weak boson fusion. Wisconsin U., Madison, 1999. arXiv: [hep-ph/9908378](#) [[hep-ph](#)].
143. *de Florian, S. et al. [LHC Higgs Cross Section Working Group]*. Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables. 2011. arXiv: [1101.0593](#) [[hep-ph](#)].
144. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration]*. ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document. CERN-LHCC-2015-020. LHCC-G-166. 2015.
145. *Alioli, S., Nason, P., Oleari, C. and Re, E.* A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX. JHEP. Vol. 1006. 2010. P. 043.
146. *Campbell, J. M. et al.* NLO Higgs Boson Production Plus One and Two Jets Using the POWHEG BOX, MadGraph4 and MCFM. JHEP. Vol. 1207. 2012. P. 092.
147. *Alioli, S., Nason, P., Oleari, C. and Re, E.* NLO Higgs boson production via gluon fusion matched with shower in POWHEG. JHEP. Vol. 0904. 2009. P. 002.
148. *Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration]*. Event selection and background estimation for the measurement of the properties of the Higgs particle in the four lepton decay channel with the ATLAS detector. ATL-COM-PHYS-2013-1599. 2013.
149. *Guzzi, M. et al.* CT10 parton distributions and other developments in the global QCD analysis. 2011. arXiv: [1101.0561](#) [[hep-ph](#)].

150. Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration]. Summary of ATLAS Pythia 8 tunes. ATL-PHYS-PUB-2012-003. 2012.
151. Aad, G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of Higgs boson production and couplings in the four-lepton channel in pp collisions at center-of-mass energies of 7 and 8 TeV with the ATLAS detector. Phys. Rev. D. Vol. 91, no. 1. 2015. P. 012006.
152. Gangal, S. and Tackmann, F. J. Next-to-leading-order uncertainties in Higgs + 2 jets from gluon fusion. Phys. Rev. D. Vol. 87, issue 9. 2013. P. 093008.
153. Cowan, G., Cranmer, K., Gross, E. and Vitells, O. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics. Eur. Phys. J. C. Vol. 71. 2011. P. 1–19.

## Список рисунков

1.1	Схематичное изображение ускорительного комплекса в ЦЕРН с указанием основных геометрических параметров установок. . . . .	17
1.2	Схематичное изображение детектора ATLAS с указанием его базовых подсистем [16]. . . . .	18
1.3	Схематичное изображение внутреннего детектора ATLAS с указанием его базовых подсистем. . . . .	20
1.4	Схематичное изображение калориметрической системы детектора ATLAS с указанием её базовых подсистем. . . . .	21
1.5	Схематичное изображение мюонной системы детектора ATLAS с указанием её базовых подсистем. . . . .	22
2.1	Слева - состояние физической системы до спонтанного нарушения симметрии. Справа - после. . . . .	31
2.2	Форма скалярного потенциала для случаев $\mu^2 > 0$ (слева) и $\mu^2 < 0$ (справа). Во втором случае существует непрерывный набор вырожденных вакуумов, соответствующих различным значениям фазы $\theta$ , связанным через безмассовое возбуждение поля $\varphi_2$ . . . . .	32
4.1	Примеры двумерных контуров с указанием границ рабочих областей Варшавского базиса модели SMEFT для случая CP-нечётных констант $\tilde{c}_{HWB}$ , $\tilde{c}_{HW}$ и $\tilde{c}_{HWB}$ (слева). Сравнительные графики оценок вклада слагаемых четвёртого порядка по константам связи в величину сечения (справа). . . . .	65
4.2	Примеры двумерных контуров с указанием границ рабочих областей Варшавского базиса модели SMEFT для случая CP-чётных констант $c_{HWB}$ , $c_{HW}$ и $c_{HWB}$ (слева). Сравнительные графики оценок вклада слагаемых четвёртого порядка по константам связи в величину сечения (справа). . . . .	66
4.3	Иллюстрация процедуры морфинга в простом примере. . . . .	70

- 4.4 Примеры распределений по кинематическим переменным  $m_{Z_2}$  (слева) и  $\Phi$  (справа) для процесса  $pp \rightarrow X_0 jj \rightarrow jj 4l$ . Синие точки соответствуют истинному Монте-Карло распределению, красные - результату морфинга. . . . . 74
- 4.5 Пример случая, когда эффективная статистика в результате морфинга соответствует истинному распределению (слева) и случая, когда эффективная статистика значительно уменьшается (справа). . . . . 75
- 4.6 Пример поверхности, образованной весовой функцией  $W(\vec{g}_{target}, \vec{g}_i)$  в пространстве констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ . . . . . 77
- 4.7 Графики зависимости полного сечения процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от константы связи  $k_{AZZ}$ . Добавление новых базовых наборов данных существенно повышает статистическую достоверность описания. . . 79
- 4.8 Графики зависимости полного сечения процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от константы связи  $k_{HZZ}$ . Добавление новых базовых наборов данных существенно повышает статистическую достоверность описания. . . 80
- 4.9 Одномерные графики зависимости статистической значимости полных сечений процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ , причём одна из них каждый раз предполагается фиксированной. В случае добавления трёх дополнительных базовых наборов данных статистическая значимость в некоторых областях возрастает примерно на 250%. . . . . 81
- 4.10 Двумерные графики зависимости статистической значимости полных сечений процесса  $pp \rightarrow X_0 \rightarrow 4l$  от констант связи  $k_{HZZ}$  и  $k_{AZZ}$ . В случае добавления трёх дополнительных базовых наборов данных статистическая значимость в некоторых областях возрастает примерно на 250%. . . . . 82
- 5.1 График зависимостей вероятностей распада бозона Хиггса по различным каналам от его массы. . . . . 84
- 5.2 Фейнмановская диаграмма процесса  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$ . . . . . 85
- 5.3 Определение СР-чувствительных угловых кинематических переменных конечного состояния в процессе  $gg \rightarrow H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ . . . 86
- 5.4 Распределение по массе лидирующего  $Z$ -бозона для распада  $H \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow 2e2\mu$  (снизу). . . . . 87

5.5	Распределение по массе следующего за лидирующим $Z$ -бозона для распада $H \rightarrow 4e$ (сверху) и $H \rightarrow 2e2\mu$ (снизу). . . . .	88
5.6	Распределение по углу $\cos \theta_1$ для распада $H \rightarrow 4e$ (сверху) и $H \rightarrow 2e2\mu$ (снизу). . . . .	89
5.7	Распределение по углу $\cos \theta_2$ для распада $H \rightarrow 4e$ (сверху) и $H \rightarrow 2e2\mu$ (снизу). . . . .	90
5.8	Распределение по углу $\Phi$ для распада $H \rightarrow 4e$ (сверху) и $H \rightarrow 2e2\mu$ (снизу). . . . .	91
5.9	Распределения по наблюдаемым $O_2, O_3, O_4$ и $O_5$ для двух значений угла смешивания $\alpha$ . Чёрные линии соответствуют значению $\alpha = 0$ , красные - значению $\alpha = \frac{\pi}{3}$ , а зелёные гистограммы воспроизводят вклад фоновых событий. . . . .	96
5.10	Распределения асимметрий, сгенерированных для наблюдаемых $O_i$ . . . . .	97
5.11	Область исключений модельных параметров $c_\alpha, \tilde{K}_{AZZ}$ на уровне доверия в 95% для интегральной светимости в $300 \text{ фб}^{-1}$ . . . . .	100
5.12	Область исключений модельных параметров $c_\alpha, \tilde{K}_{AZZ}$ на уровне доверия в 95% для интегральной светимости в $3000 \text{ фб}^{-1}$ . . . . .	101
5.13	Пример кривой правдоподобия для фитирования наблюдаемой $O_4$ по углу смешивания. Также приведены определения доверительных уровней исключения в 64% и 95%. . . . .	102
5.14	Результаты сканирования по углу смешивания $\alpha$ , при фитировании наблюдаемых по углу смешивания для интегральной светимости в $300 \text{ фб}^{-1}$ . . . . .	103
5.15	Результаты сканирования по углу смешивания $\alpha$ , при фитировании наблюдаемых по углу смешивания для интегральной светимости в $3000 \text{ фб}^{-1}$ . . . . .	104
5.16	Распределения по переменной $\varphi^*$ (сверху) и $O_{CP}^*$ (снизу) для процессов распада $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ (слева) и $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ (справа). . . . .	109
5.17	Распределения по переменной $\varphi_{CP}^*$ для процессов распада $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ (слева) и $\tau^\pm \rightarrow \rho^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ (справа). . . . .	109
5.18	Распределения по переменной $\varphi_{CP}^*$ для процесса распада $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau(\tilde{\nu}_\tau)$ и различных значениях угла смешивания $\varphi$ . . . . .	110
5.19	Примеры фейнмановских диаграмм процесса $pp \rightarrow Hjj \rightarrow 4ljj$ с виртуальными взаимодействиями посредством заряженных (слева) и нейтральных (справа) токов. . . . .	112

- 5.20 Распределения по оптимальной наблюдаемой  $\mathcal{OO}_1$  для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  (снизу). В нижней части графиков приведены отношения полученных распределений к распределению в случае СМ. . . . . 115
- 5.21 Распределения по оптимальной наблюдаемой  $\mathcal{OO}_2$  для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e$  (сверху) и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  (снизу). В нижней части графиков приведены отношения полученных распределений к распределению в случае СМ. . . . . 116
- 5.22 Распределения по оптимальным наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  (сверху) и  $\mathcal{OO}_2$  (снизу) для процесса  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e2\mu$  на уровне современных экспериментальных ограничений. . . . . 118
- 5.23 Распределения по оптимальным наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  (сверху) и  $\mathcal{OO}_2$  (снизу) для процесса  $pp \rightarrow Hjj$ . В нижней части графиков приведены отношения полученных распределений к распределению в СМ. . . . . 121
- 5.24 Графики логарифмов функций правдоподобия и ожидаемые пределы на константы связи с использованием наблюдаемых  $\mathcal{OO}_1$  (сверху) и  $\mathcal{OO}_2$  (снизу) для констант связи  $c_{ZZ}$  (слева) и  $\tilde{c}_{ZZ}$  (справа) для процесса  $pp \rightarrow Hjj$ . . . . . 122
- 5.25 Диаграмма Фейнмана для рождения гипотетического тяжёлого резонанса  $S_0$  посредством механизма фотонного слияния. Резонанс  $S_0$  впоследствии может распадаться по каналам  $\gamma\gamma$  и  $Z\gamma$ . . . . . 123
- 5.26 Распределения по массам и поперечным импульсам адронных струй и бозона Хиггса при различных предположения о структуре механизма рождения  $S_0$ . . . . . 129
- 5.27 Распределения по псевдобыстротам адронных струй при различных предположения о структуре механизма рождения  $S_0$ . . . . . 130
- 5.28 Распределение по разности азимутальных углов адронных струй  $\Delta\Phi$  (слева) и  $\sin\left|\frac{\Delta\Phi}{2}\right|$  (справа). . . . . 131

- 6.1 Наблюдаемое и ожидаемое распределение по четырёхлептонной инвариантной массе для выбранных кандидатов в бозоны Хиггса с учётом ограничения на массу  $Z$  бозона, показанное для интегральной светимости в  $36.1\text{fb}^{-1}$  и для  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ, предполагая стандартномодельный сигнал бозона Хиггса с массой  $m_H = 125.09$  ГэВ. Величины ошибок соответствуют значению доверительного интервала в 68.3%. Систематическая неопределённость ожидаемого значения показана в виде заштрихованных областей [129]. . . . . 136
- 6.2 Дифференциальные фидуциарные сечения как функции косинуса угла распада ведущей лептонной пары в четырёхлептонной системе покоя относительно оси пучка  $|\cos(\theta^*)|$  (слева) и дифференциальные фидуциарные сечения как функции поперечного импульса ведущей адронной струи  $p_T^{lead.jet}$  (справа) [128]. 137
- 6.3 Контурные функции правдоподобия на уровне доверия в 68% (пунктирная линия) и в 95% (сплошная линия) в плоскости параметров  $(\sigma_{ggH} \cdot BR, \sigma_{VBF} \cdot BR)$  (слева) и контурные функции правдоподобия в плоскости параметров  $\kappa_V - \kappa_f$  (справа). Также на графиках приведены наилучший фит данных (сплошная линия) и ожидаемые значения в рамках СМ. На левом графике ожидаемые значения в рамках СМ приведены совместно с соответствующей теоретической ошибкой (заштрихованный синий эллипс), тогда как на правом графике показано только ожидаемое значение в рамках СМ (голубая звезда) [129]. . . . . 139
- 6.4 Сечения для процессов рождения бозона Хиггса посредством механизмов  $ggF$ ,  $VBF$ ,  $VH$ , и  $t\bar{t}H$ , нормированные на предсказания СМ и измеренные в предположении о вероятностях распада, согласующихся с СМ. Чёрные границы ошибок и розовые и жёлтые прямоугольники показывают общую, систематическую и статистическую погрешности измерений, соответственно. Синие полосы соответствуют теоретической неопределённости прогнозов [131]. . . . . 141
- 6.5 Контурные на уровне доверия в 68% и 95% в плоскости  $(\kappa_f, \kappa_V)$  (слева) и контурные на уровне 68% и 95% в плоскости  $(\kappa_\gamma, \kappa_g)$  (справа) [131]. . . . . 142

- 6.6 Контурные в плоскости  $\sigma_{VBF}$  и  $\sigma_{ggF}$ , измеренные в канале  $H \rightarrow \gamma\gamma$  (красный) и  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  (синий), а также их комбинация (чёрный), совместно с предсказаниями СМ (голубой). В процессе комбинации вероятности распадов бозона Хиггса по соответствующим каналам были фиксированы на уровне СМ [131]. . . . . 142
- 6.7 Наилучшие фитированные значения и неопределённости для параметров  $\kappa_{gV}$ ,  $\Lambda_{Vg}$ ,  $\Lambda_{\gamma V}$ , и  $\Lambda_{fg}$ . Чёрные, розовые и жёлтые границы ошибок демонстрируют общую, систематическую и статистическую неопределённости, соответственно [131]. . . . . 143
- 6.8 Суммарные результаты измерений массы бозона Хиггса из индивидуальных и комбинированного анализов [132] в сравнении с комбинированным измерением на основе данных, полученных в рамках первого этапа исследовательской программы на БАК, выполненным коллаборациями ATLAS и CMS [119]. . . . . 143
- 6.9 Эффективная фейнмановская диаграмма процесса рождения бозона Хиггса посредством механизма ggF в рамках ЭТП. . . . . 145
- 6.10 Фейнмановские диаграммы каналов рождения ggF (слева) и VBF (б) в рамках СМ. . . . . 146
- 6.11 Распределения по различным кинематическим наблюдаемым адронных струй:  $\eta$ -centrality (слева сверху),  $\vec{p}_T$ -centrality (справа сверху),  $N_{jets}$  (слева по центру),  $T$  (справа по центру),  $p_T$ -balance (слева снизу) и  $\xi_{jets}$  (справа снизу). Синие линии соответствуют каналу ggF, красные - VBF. . . . . 149
- 6.12 Распределения по различным кинематическим наблюдаемым адронных струй:  $m_{jj}$  (слева сверху),  $p_{T,H}$  (справа сверху),  $|\Delta\eta_{jj}|$  (слева по центру),  $\eta_{j_1}\eta_{j_2}$  (справа по центру),  $\Delta R_{jj}$  (слева снизу) и  $\text{Sin}(|\frac{\Delta\Phi}{2}|)$  (справа снизу). Синие линии соответствуют каналу ggF, красные - VBF. . . . . 150
- 6.13 Различия в распределениях лидирующей и следующей за лидирующей адронной струях по  $p_T$  и  $\Delta\phi$  в генераторах POWHEG BOX NJJ и gg\_H. . . . . 154
- 6.14 Распределения по отклику BDT для сценария Low при  $\langle\mu\rangle = 200$  и вероятности столкновения протонов при пресечении пучков равной 0.02 (сверху), а также распределение по отклику BDT, полученное с использованием одних лишь процессов жёсткого рассеяния. . . . . 158

- 6.15 Распределения по отклику BDT для сценариев Middle (сверху) и Reference (снизу) при  $\langle \mu \rangle = 200$  и вероятности столкновения протонов при пресечении пучков равной 0.02. . . . . 159
- 6.16 Графики зависимости эффективности сигнала от величины отклонения фона (ROC-кривая) для каждого сценария покрытия трековой системы. . . . . 162

## Список таблиц

1	Общие рабочие характеристики детектора ATLAS. Значения по энергии $E$ и поперечному импульсу $p_T$ указаны в ГэВ. . . . .	19
2	Определения эффективных тензорных констант связи $g_{XVV'}$ , представленных в лагранжиане (4.1) в единицах вакуумного среднего поля Хиггса $v$ . Константа $C$ при этом определена как $C = \sqrt{\frac{\alpha_{EM} G_F m_Z^2}{8\sqrt{2}\pi}}$ . . . . .	58
3	Примеры вершинных диаграмм и соответствующих им амплитуд, вычисленных из лагранжиана (4.1) модели НС. . . . .	59
4	Коэффициенты преобразования между параметрами лагранжиана (4.1) и тензорными константами связями эффективной амплитуды (4.4). . . . .	61
5	Список базовых наборов данных, использованных при оценке эффективности метода расширенного морфинга. . . . .	78
6	Параметры модели НС, используемой для Монте-Карло генерации сигнальных наборов данных. . . . .	93
7	Технические параметры, используемые для симуляции детекторных эффектов при помощи пакета PGS. . . . .	94
8	Верхние пределы на величину $f_{g_4}$ и соответствующие им области исключений по $\cos \alpha$ на уровне доверия в 95%. . . . .	100
9	Верхние пределы областей исключения для величин $f_{g_4}$ и $\cos \alpha$ с уровнем доверия в 95% при фитировании по углу смешивания. Сигнал при этом предполагается стандартномодельным. Вклады от эффектов вне СМ были сгенерированы в соответствии с моделью, приведённой в таблице 6 с $\tilde{K}_{AZZ} = 1.76$ . . . . .	105
10	Параметры наборов данных, которые были сгенерированы для процесса $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ в рамках модели НС. . . . .	114
11	Параметры матричных элементов, которые использовались для построения распределений по наблюдаемым $\mathcal{OO}_1$ и $\mathcal{OO}_2$ в процессе $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ в модели НС. . . . .	114

- 12 Параметры наборов данных, сгенерированных в модели SMEFT, которые использовались в ходе фитирования псевдоданных с помощью функции правдоподобия. . . . . 117
- 13 Параметры матричных элементов, которые использовались для построения распределений по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  в процессе  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  в модели SMEFT. . . . . 117
- 14 Параметры матричных элементов, которые использовались для построения распределений по наблюдаемым  $\mathcal{OO}_1$  и  $\mathcal{OO}_2$  в процессе  $pp \rightarrow Hjj$  в модели SMEFT. . . . . 120
- 15 Тензорная структура вершин взаимодействия  $S_0$  с векторными бозонами.  $q_1$  и  $q_2$  - 4-векторы фотона и векторного бозона, соответственно. . . . . 126
- 16 Спиральные амплитуды для взаимодействий вида  $S_0VV$ .  
 $M^2 = M_{S_0}^2 - q_1^2 - q_2^2$ . . . . . 126
- 17 Коэффициенты  $A$  и  $B$  в выражении (5.30). . . . . 126
- 18 Параметры и ограничения, используемые в процессе генерации Монте-Карло наборов данных с помощью генератора MadGraph5\_aMC@NLO. . . . . 128
- 19 Наблюдаемые и ожидаемые пределы на уровне доверия в 95% на константы связи  $k_{Agg}$ ,  $k_{HVV}$  и  $k_{AVV}$ , их наилучшие фитированные значения и соответствующие отклонения от СМ, полученные с помощью сканирований отрицательных логарифмических функций правдоподобия. Константа связи  $k_{Hgg}$  во время фитирования была фиксирована на уровне значения СМ, равного 1, в то время как константа связи  $k_{SM}$  во время фитирования была как фиксирована на уровне значения СМ, равного 1, так и варьировалась [129]. . . . . 138
- 20 Кинематические отборы, используемые для выделения истинных событий  $H \rightarrow 4l + 2j$ . . . . . 156
- 21 Взвешенное количество событий до и после инклюзивного отбора событий и отбора двух адронных струй. Данные значения получены из генераторных наборов данных, то есть в отсутствии погрешностей измерений и при отсутствии множественности вершин взаимодействий. . . . . 157

- 22 Ожидаемое число событий до и после инклюзивного и промежуточного отбора событий при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и  $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$ , принимая массу бозона Хиггса равной  $m_H = 125.5 \text{ ГэВ}$ . . . . . 157
- 23 Значения сигнала и точности уровня сигнала для различных сценариев покрытия адронных струй при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и при  $\langle\mu\rangle = 200$ . В процессе фитирования учитывалась только статистическая неопределённость. . . . . 164
- 24 Значения сигнала и точности уровня сигнала для различных сценариев покрытия адронных струй при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и при  $\langle\mu\rangle = 200$ . Здесь во время фитирования учитывалась как статистическая неопределённость, так и неопределённость метода Стюарта-Такмана. . . . . 164
- 25 Значения сигнала и точности уровня сигнала для различных сценариев покрытия адронных струй при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$  и при  $\langle\mu\rangle = 200$ . Здесь во время фитирования учитывалась как статистическая неопределённость, так и неопределённость метода Стюарта-Такмана, обе с фактором  $1/2$ . . . . . 165
- 26 Дополнительная интегральная светимость  $\Delta\mathcal{I}$ , необходимая для достижения эквивалентной точности сценария Reference при  $\mathcal{I} = 3000 \text{ фб}^{-1}$ , для случаев с учётом теоретической неопределённости и без нее. . . . . 165
- 27 Загрязнение сигнала фоном в результате учёта множественности вершин взаимодействий в наборах данных VBF и ggF для различных сценариев при определении сигнальных регионов по отклику BDT. . . . . 165