

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»  
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ  
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 530.145, 539.1.05, 539.12

**ОТЧЕТ**  
**О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ**  
**ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН НА ОСНОВЕ**  
**ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА**  
**С ФОТОНОМ**

Студент

\_\_\_\_\_ А. Е. Семушин

Научный руководитель,

к.ф.-м.н., доцент

\_\_\_\_\_ Е. Ю. Солдатов

Москва 2020

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>3</b>
<b>1 Экспериментальная установка</b>	<b>7</b>
1.1 Большой адронный коллайдер . . . . .	7
1.1.1 Поперечное сечение процесса и светимость коллайдера	8
1.1.2 Краткая информация о пучках протонов и основных экспериментах . . . . .	9
1.1.3 Сеансы набора данных и будущее БАК . . . . .	10
1.2 Система координат и некоторые кинематические переменные	12
1.2.1 Система координат и преобразования Лоренца . . . . .	12
1.2.2 Поперечный импульс и идентификация нейтрино . . . . .	13
1.2.3 Другие используемые кинематические переменные . . . . .	14
1.3 Детектор ATLAS . . . . .	15
1.3.1 Внутренний детектор и центральный магнит . . . . .	15
1.3.2 Калориметры . . . . .	17
1.3.3 Мюонный спектрометр и тороидальные магниты . . . . .	18
1.3.4 Триггеры и отбор данных . . . . .	18
<b>2 Основные теоретические сведения</b>	<b>20</b>
2.1 Стандартная Модель . . . . .	20
2.1.1 Основные положения и свойства неабелевых калибровочных теорий . . . . .	20
2.1.2 Основные положения электрослабой теории . . . . .	22
2.2 Протон-протонные столкновения . . . . .	25
2.3 Эффективная теория поля . . . . .	26
<b>3 Используемое программное обеспечение</b>	<b>28</b>
3.1 Монте-Карло моделирование . . . . .	28
3.1.1 Монте-Карло генераторы . . . . .	28
3.1.2 Уровни Монте-Карло генераций событий . . . . .	28

3.1.3	Les Houches Accords . . . . .	29
3.1.4	Генератор VBFNLO . . . . .	29
3.1.5	Генератор MadGraph . . . . .	30
3.1.6	EFT в генераторах VBFNLO и MadGraph . . . . .	30
3.2	Обработка Монте-Карло данных . . . . .	32
3.3	Анализ данных . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Достигнутые ранее результаты</b>	<b>33</b>
4.1	Методика перевзвешивания распределений . . . . .	33
4.1.1	Перевзвешивание распределений . . . . .	33
4.1.2	Метод декомпозиции в MadGraph . . . . .	35
4.2	Получение первых результатов . . . . .	36
4.2.1	Регион поиска aQGS . . . . .	36
4.2.2	Фоны и систематики . . . . .	37
4.2.3	Получение ожидаемых пределов . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Нарушение унитарности</b>	<b>39</b>
5.1	Унитарность $\mathbf{S}$ -матрицы . . . . .	39
5.2	Клиппинг . . . . .	40
5.3	Унитаризация пределов на $f_{T0}$ . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Фитирование</b>	<b>43</b>
6.1	Метод Фельдмана-Кузине . . . . .	43
6.2	Теорема Уилкса . . . . .	46
6.3	Написание программы для получения пределов . . . . .	47
6.4	Использование TRExFitter . . . . .	49
	<b>Заключение</b>	<b>51</b>
	<b>Список использованных источников</b>	<b>52</b>

# ВВЕДЕНИЕ

В 2012 году в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН) было объявлено об обнаружении [1; 2] на Большом адронном коллайдере (БАК) новой частицы массой около 125 ГэВ. Спустя почти год исследователями было объявлено [3], что найденная ранее частица — это предсказанный [4] Питером Хиггсом в 1964 году бозон, названный бозоном Хиггса. Это открытие позволило завершить построение Стандартной Модели (СМ) [5] — современной модели элементарных частицы, наиболее точно описывающей экспериментальные данные в физике высоких энергий. Однако СМ не описывает все наблюдаемые явления. Например, она не включает в себя массу нейтрино и гравитационное взаимодействие, не объясняет барионную асимметрию Вселенной. Кроме того, СМ имеет много (более 20) свободных параметров, что ставит под сомнение фундаментальность этой теории. Поэтому необходимо расширять СМ, проверяя новые теории с помощью экспериментальных данных.

Изучая процессы с помощью СМ и её расширений и сравнивая полученные теоретические результаты с экспериментальными данными, можно проверять параметры СМ и искать проявления новой физики — отклонения от СМ. В данной работе изучался процесс рождения нейтральных векторных бозонов  $Z$  и  $\gamma$  в  $pp$ -столкновениях. Данный процесс является перспективным для изучения из-за его редкости — экспериментально он ещё не был обнаружен. Регистрации рождения  $Z$ -бозона с фотоном препятствует большое количество фонов — процессов, регистрируемых по той же сигнатуре, что и у изучаемого процесса.

$Z$ -бозон является нестабильной частицей, зарегистрировать его непосредственно невозможно. Поэтому этот бозон регистрируется по продуктам его распада. Основными каналами распада  $Z$ -бозона являются [6] лептонный (точнее, канал распада на заряженные лептоны), адронный и нейтринный каналы. Лептонный канал характеризуется самой низкой вероятностью (10.1%), но хорошей эффективностью идентификации (заряженные

лептоны  $e$  и  $\mu$  хорошо идентифицируются, однако с идентификацией  $\tau$  возникают сложности: он распадается, не долетая до детектора). Распад по адронному каналу происходит с большой вероятностью (69.9%), но его существенным недостатком является низкая эффективность идентификации адронов. Поэтому из всех каналов распада  $Z$ -бозона для регистрации был выбран нейтринный канал ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ ), распад по которому происходит с вероятностью 20% (под записью  $\nu$  подразумевается нейтрино любого сорта). Нейтрино очень слабо взаимодействуют с веществом и поэтому не оставляют следа в детекторе, однако наличие этих частиц в конечном состоянии процесса хорошо идентифицируется по потерянным поперечному импульсу.

В первом приближении (на партонном уровне) столкновение двух протонов сводится к взаимодействию двух кварков. Так как кварки — цветные частицы, а  $Z$  и  $\gamma$  — бесцветные, в большинстве случаев в конечном состоянии процесса на партонном уровне также будут присутствовать цветные частицы — адронные струи (jet,  $j$ ). Процессы, включающие в себя рассеяние векторных бозонов (vector boson scattering, VBS) с бозонами  $Z$  и  $\gamma$  в конечном состоянии, представляющее особый интерес, сопровождаются не менее, чем двумя струями, а в низшем порядке теории возмущений — всегда двумя адронными струями. На рисунке 1 показаны возможные диаграммы рождения  $Z$ -бозона с фотоном, сопровождающегося менее, чем двумя струями. Таким образом, рассматриваемым процессом является процесс  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ , основным каналом которого является процесс  $pp \rightarrow Z\gamma jj$ ,  $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ . Возможные диаграммы этого процесса представлены на рисунке 2. Регистрируется этот процесс по следующей сигнатуре: 1 фотон, 2 (или более) адронных струи и потерянный поперечный импульс.

В зависимости от того, участвуют ли в процессе рождения  $Z$ -бозона с фотоном глюоны, его можно разделить на 2 категории:

- 1) Электрослабое (EWK) рождение  $Z$ -бозона с фотоном — в процессе не участвуют глюоны, т.е. нет вершин сильного взаимодействия;
- 2) КХД (QCD, квантовая хромодинамика — часть СМ, описывающая сильное взаимодействие) рождение  $Z$ -бозона с фотоном — в процессе присутствуют вершины сильного взаимодействия.

В данной работе рассматривается только электрослабое рождение  $Z$ -

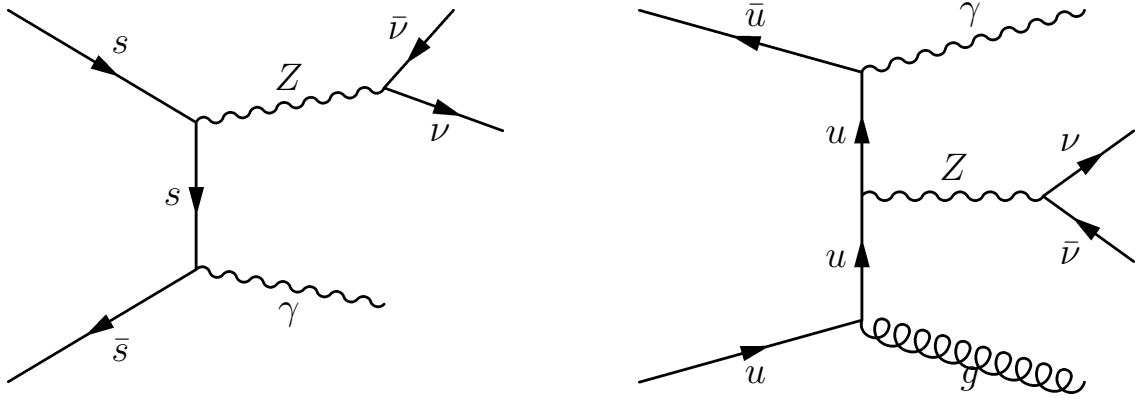


Рисунок 1 — Возможные диаграммы Фейнмана рождения  $Z$ -бозона с фотоном, сопровождающегося менее, чем двумя струями. Диаграмма слева не включает в себя струи. Бесструйный процесс реализуется только если из одного протона в реакции на партонном уровне участвует кварк, а из другого протона — соответствующий антикварк, что происходит редко. Диаграмма справа включает в себя одну струю, но обязательно содержит вершину сильного взаимодействия.

бозона с фотоном, так как в этом случае рассматриваемый процесс обладает очень высокой чувствительностью к аномальным вершинам. Аномальные вершины — это вершины, не предсказываемые СМ. Они вводятся в теорию с помощью теорий-расширений СМ (в том числе и эффективных теорий). На примере процесса электрослабого рождения  $Z$ -бозона с фотоном в данной работе изучаются аномальные четверные бозонные вершины, т.е. не предсказываемые СМ VBS процессы с бозонами  $Z$  и  $\gamma$  в конечном состоянии.

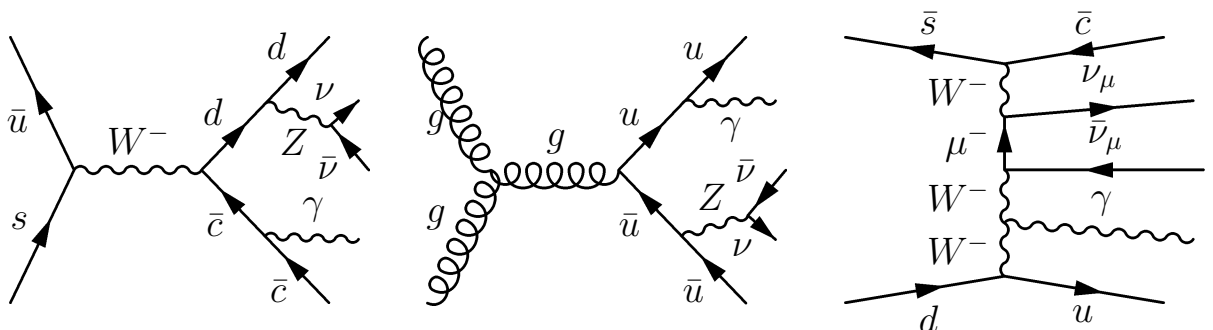


Рисунок 2 — Возможные диаграммы Фейнмана рассматриваемого процесса  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ . Диаграмма слева — пример электрослабого рождения  $Z$ -бозона с фотоном, диаграмма по центру — пример КХД рождения  $Z$ -бозона с фотоном. Диаграмма справа — возможная диаграмма рассматриваемого процесса, не включающая в себя рождение  $Z$ -бозона с фотоном.

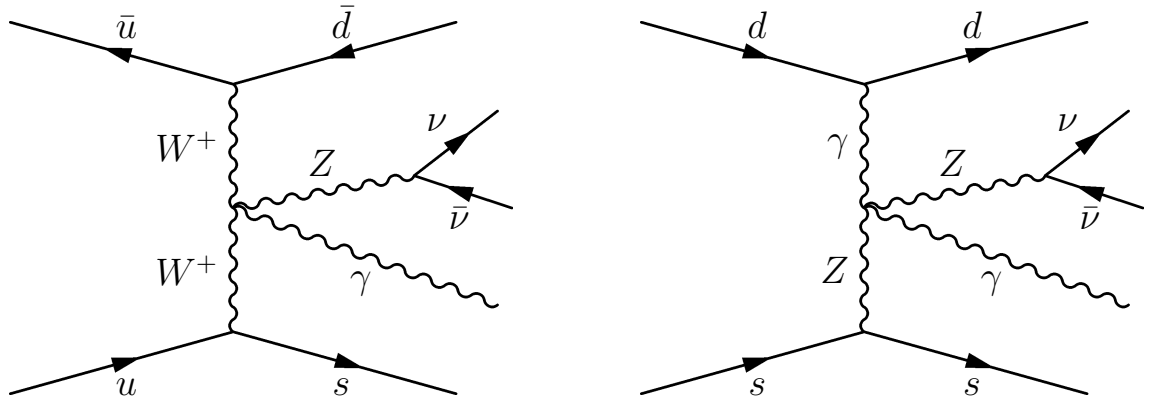


Рисунок 3 — Возможные диаграммы Фейнмана рассматриваемого процесса  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ , включающие в себя рассеяние векторных бозонов с бозонами  $Z$  и  $\gamma$  в конечном состоянии. Диаграмма слева предсказывается СМ, диаграмма справа не предсказывается СМ — включает в себя аномальную четверную бозонную вершину  $ZZ\gamma\gamma$ .

# 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Для изучения процесса необходимо сравнивать данные теоретических расчетов с экспериментальными данными. Под землёй, на границе Швейцарии и Франции находится Большой адронный коллайдер (БАК) и Европейская организация по ядерным исследованиям (ЦЕРН), где происходят протон-протонные столкновения с наибольшей энергией протонов и регистрируются установленными там детекторами. Данная работа производится в рамках изучения процесса рождения  $Z$ -бозона с фотоном соответствующей научной группой коллаборации ATLAS, поэтому детектор ATLAS в данной работе играет важную роль, связанную с регистрацией результатов протон-протонных столкновений. Кроме того, при работе с детектором ATLAS используется специальная система координат, а для изучения процессов физики элементарных частиц используется ряд специальных кинематических переменных.

## 1.1. БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

Большой адронный коллайдер [7] — крупнейший в мире ускоритель частиц. Его схема представлена на рисунке 1.1. БАК является кольцевым (циклическим) коллайдером и ускоряет встречные пучки заряженных частиц-адронов, а именно протонов  $p$ , либо ядер свинца  $Pb$ . Помимо размеров БАК (длина окружности кольца составляет 26.7 км), равных ему нет и в энергии сталкиваемых частиц: коллайдер при проектировании рассчитывался на столкновения протонов с энергией 14 ТэВ в системе центра масс и на столкновения ядер свинца с энергией 10 ТэВ в системе центра масс.



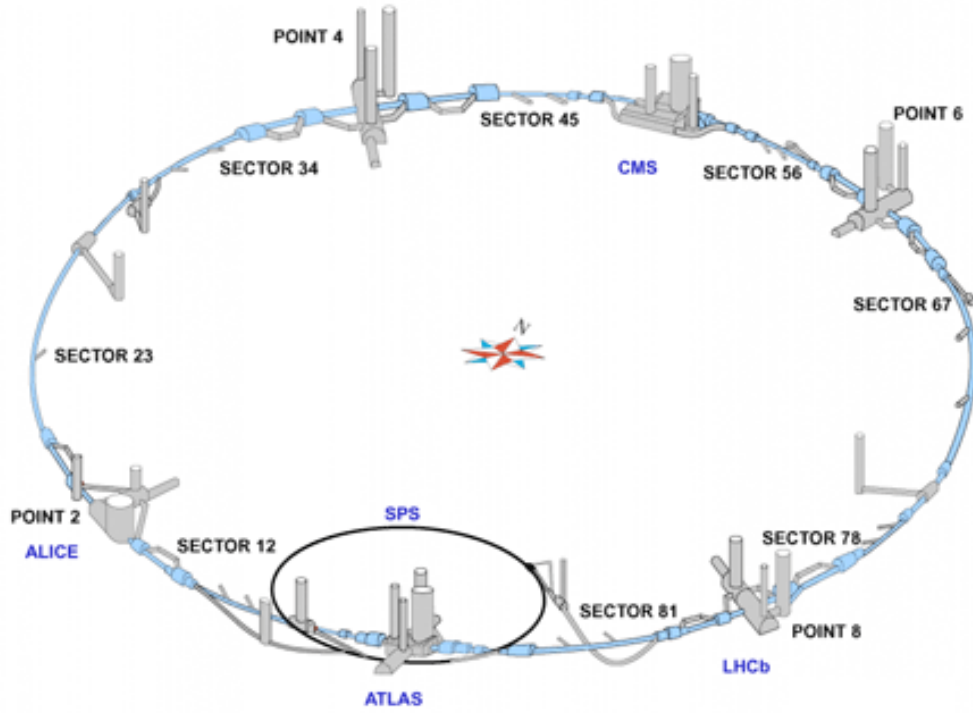


Рисунок 1.1 — Схема Большого адронного коллайдера с указанием основных экспериментов (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb) и одного из предускорителей — протонного суперсинхротрона (SPS).

### 1.1.1. ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА И СВЕТИМОСТЬ КОЛЛАЙДЕРА

Важнейшей вероятностной характеристикой процесса является поперечное сечение (или просто сечение). Помимо вероятности процесса, сечение включает в себя информацию о пучках. Для примера рассмотрим рассеяние пучка частиц на тонкой покоящейся мишени. В таком случае экспериментально сечение процесса можно представить следующим образом: если пучок с плотностью потока  $j$  направляется на мишень и изучаемая реакция происходит  $dN$  раз за время  $dt$ , то поперечное сечение

$$\sigma = \frac{1}{j} \frac{dN}{dt}. \quad (1.1)$$

Так как плотность потока измеряется в  $\frac{1}{\text{см}^2\text{с}}$ , поперечное сечение измеряется в  $\text{см}^2$ . Кроме того, для измерения поперечного сечения существует специальная величина — барн (б), причем  $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2$ . Особо редкие процессы, происходящие в БАК, имеют сечение порядка  $1 \text{ пб} = 10^{-12} \text{ б}$ .

Важной характеристикой любого коллайдера является то, сколько в нём может происходить событий (столкновений) в единицу времени. Описанная величина отвечает за статистическую ошибку данных. Уменьшая эту ошибку, можно чётче разделять сигнальный (изучаемый) процесс от фоновых процессов. Такой характеристикой является светимость (или мгновенная светимость). Светимость  $L$  — величина, показывающая, сколько процессов  $dN$  с сечением процесса  $\sigma$  происходит за промежуток времени  $dt$ :

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma. \quad (1.2)$$

Таким образом, светимость измеряется в  $\frac{1}{\text{фб} \cdot \text{с}}$  или  $\frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ . Проектная светимость Большого адронного коллайдера —  $10^{34} \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} = 10^{-5} \frac{1}{\text{фб} \cdot \text{с}}$ . Это значит, что какой-нибудь редкий процесс с сечением 100 фб будет происходить на БАК примерно 3.6 раза в час. Стоит отметить, что при подстановке формулы (1.1) в формулу (1.2) получится, что  $L = j$ , что не верно, т.к. формула (1.1) применима для случая, когда пучок частиц налетает на неподвижную тонкую мишень, а формула (1.2) применима для столкновения встречных пучков, т.е. для коллайдерных экспериментов.

Также в коллайдерных экспериментах вводится интегральная светимость — интеграл обычной (мгновенной) светимости по времени, например, проведения эксперимента. Интегральная светимость  $\int L dt$  измеряется в  $\text{фб}^{-1}$  и показывает, сколько раз  $N$  произойдет процесс с сечением  $\sigma$  за время интегрирования:

$$\int L dt = N \cdot \sigma. \quad (1.3)$$

### 1.1.2. КРАТКАЯ ИНФОРМАЦИЯ О ПУЧКАХ ПРОТОНОВ И ОСНОВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Разгон пучков протонов до энергии, при которой они сталкиваются, проходит в несколько этапов, на каждом из которых протоны ускоряются в меньших по сравнению с БАК ускорителях. Ускоряемые протоны появляются с помощью ионизации газообразного водорода и разгоняются до энергии 50 МэВ в линейном ускорителе. После линейного ускорителя протоны

попадают во второй ускоритель, где достигают энергии 1.4 ТэВ. Затем протоны попадают в протонный синхротрон (PS) и, далее, в протонный суперсинхротрон (SPS), где набирают энергию 25 ТэВ и 450 ТэВ соответственно. После SPS протоны переводятся в основное кольцо ускорительного комплекса — БАК, где набирают максимальную энергию. Фокусировка пучка производится с помощью мощной магнитной системы.

Протоны впрыскиваются в БАК сгустками, что необходимо для реализации сложного механизма ускорения протонов. В БАК разгон протонов осуществляется с помощью резонаторов — металлических камер, в которых создается переменное электромагнитное поле, подобранное так, чтобы в момент пролета каждого сгустка протонов поле возрастало, тем самым его разгоняя. Кроме того, использование резонаторов позволяет выравнивать энергию протонов в сгустке. На схеме БАК (рисунок 1.1) резонаторы расположены в точке 4 (point 4). При проектном режиме работы в БАК одновременно могут находиться по 2808 сгустков протонов, летящих во встречных направлениях и совершающих более 10000 оборотов в секунду.

В целях обеспечения безопасности в точке 6 (рисунок 1.1, point 6) расположена система сброса пучка. Она необходима, чтобы в случае, если пучок протонов начнет представлять опасность, расфокусировать его и перевести в специальное помещение для поглощения. Также эта система нужна для сброса ослабевшего пучка протонов.

Встречные пучки сталкиваются в определенных точках, а именно внутри детекторов. 4 основных детектора, соответствующих одноимённым экспериментам, показаны на схеме (рисунок 1.1). Наиболее многофункциональными и универсальными детекторами являются детекторы ATLAS [8] и CMS [9]. Детектор ALICE [10] проектировался для изучения КХД, а детектор LHCb [11] — для изучения свойств b-кварка.

### 1.1.3. СЕАНСЫ НАБОРА ДАННЫХ И БУДУЩЕЕ БАК

БАК работает не непрерывно, что связано с постоянным усовершенствованием детекторов и аппаратуры, благодаря чему при каждом новом запуске БАК увеличиваются светимость коллайдера и энергия сталкивающихся протонов. После каждого запуска БАК работает в течение несколь-

ких лет, а детекторы набирают данные — этот промежуток времени называется сеансом набора данных или run. На данный момент времени произошли 2 сеанса набора данных. Первый из них продолжался в 2010-2013 годах на пониженной энергии столкновений: сначала 7 ТэВ, а затем 8 ТэВ. За это время была набрана статистика, соответствующая интегральной светимости  $30 \text{ фб}^{-1}$ . Второй сеанс набора данных продлился с 2015 года по 2018 год, энергия столкновений составляла 13 ТэВ. За run 2 на детекторе ATLAS была набрана статистика на  $139 \text{ фб}^{-1}$ . В настоящее время осуществляется обработка данных с run 2. Вероятно, третий сеанс набора данных будет проведен на энергии столкновений 14 ТэВ.

Между сеансами набора данных производится оптимизация коллайдера и модернизация детекторов и электронной аппаратуры. После run 3 планируется глобальная модернизация коллайдера и детекторов для перехода к режиму работы БАК на повышенной светимости. Планируется, что в таком режиме БАК проработает около 10 лет: в 2026-2035 годах, набрав при этом статистики на  $3000 \text{ фб}^{-1}$ . Дальнейшая судьба этого ускорительного комплекса находится на стадии обсуждения. Возможен переход на режим повышенной энергии, для чего требуется замена ускорителя и обновление детекторов.

БАК справился со своей ключевой задачей: в 2012 году был обнаружен бозон Хиггса. Однако перед физиками стоит много неразрешенных вопросов, для решения которых может потребоваться строительства нового коллайдера, который сможет быстрее набирать статистику или разгонять протоны до больших по сравнению с БАК энергий. Обсуждается проект линейного коллайдера, который служил бы фабрикой бозонов Хиггса. Кроме того, в проекте находится кольцевой коллайдер будущего (FCC), для которого БАК будет служить предускорителем.

## 1.2. СИСТЕМА КООРДИНАТ И НЕКОТОРЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

### 1.2.1. СИСТЕМА КООРДИНАТ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА

Для описания экспериментальных данных с БАК (с эксперимента ATLAS в частности) вводится специальная система координат. Началом этой системы координат является точка столкновения протонов (центр детектора ATLAS). Ось  $x$  направлена в центр кольца БАК, а ось  $y$  — вверх. Ось  $z$  направлена так, чтобы система координат получилась правой, т.е. касательно к кольцу БАК против часовой стрелки. Кроме прямоугольной системы координат используется и сферическая. Как и всегда, полярный угол  $\theta$  отсчитывается от положительного направления оси  $z$  до направления радиус-вектора, а азимутальный угол  $\phi$  отсчитывается от положительного направления оси  $x$  до направления проекции радиус-вектора на ось  $xy$ . На языке формул это выглядит следующим образом:

$$\theta = \arccos \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \arccos \frac{z}{r}; \quad (1.4)$$

$$\phi = \arctg \frac{y}{x}. \quad (1.5)$$

Таким образом, в момент времени до столкновения импульсы протонов направлены по оси  $z$ , а  $p_x = p_y = 0$ .

Важную роль в кинематике играют преобразования Лоренца, которые образуют группу всевозможных трёхмерных поворотов и бустов — поворотов пространства-времени. Под преобразованиями Лоренца в данной главе понимаются одномерные преобразования вдоль продольной оси  $z$ .

Тогда компоненты 4-импульса преобразуются следующим образом:

$$p'_x = p_x; \quad (1.6)$$

$$p'_y = p_y; \quad (1.7)$$

$$p'_z = \frac{p_z - vE}{\sqrt{1 - v^2}}; \quad (1.8)$$

$$E' = \frac{E - vp_z}{\sqrt{1 - v^2}}, \quad (1.9)$$

где штрихованные компоненты — это компоненты в системе координат, движущейся со скоростью  $v$ . Под Лоренц-инвариантностью какой-либо величины в данной главе понимается её инвариантность относительно преобразований (1.6-1.9). Поперечное сечение, например, является Лоренц-инвариантной величиной, т.к. поперечные величины при преобразованиях Лоренца никак не преобразуются.

### 1.2.2. ПОПЕРЕЧНЫЙ ИМПУЛЬС И ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕЙТРИНО

Поперечным импульсом называется

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (1.10)$$

так как он лежит в плоскости, поперечной первоначальному направлению протонов. Во многих случаях удобнее оказывается использовать поперечный импульс, а не полный. Одной из причин является то, что поперечный импульс является Лоренц-инвариантным (в отличие от полного импульса). Кроме того, часть частиц (как правило, струй) после столкновения улетает «в трубу» с большими продольными импульсами  $p_z$  и не попадает в детектор. Таким образом, баланс полного импульса будет нарушен. Однако такие частицы имеют практически равный нулю поперечный импульс, что позволяет использовать баланс поперечного импульса: известно, что до столкновения он равен нулю. Тем не менее, бывают и случаи, когда баланс поперечного импульса нарушен, т.е. сумма (векторная) поперечных импульсов конечных зарегистрированных частиц не равна нулю. Это свидетельствует о наличии в конечном состоянии процесса частиц, не регистрируемых

детектором ATLAS. Единственной такой частицей, включенной в СМ, является нейтрино — эти частицы очень слабо взаимодействуют с веществом и не оставляют следа в детекторе. Таким образом, ещё одной причиной использования поперечного импульса является идентификация нейтрино по потерянным поперечному импульсу. Измерив компоненты импульса  $p_x$  и  $p_y$  конечных частиц и зная, что эти компоненты импульса до столкновения равны нулю, можно определить потерянные компоненты  $p_x^{\text{miss}}$  и  $p_y^{\text{miss}}$

$$p_x^{\text{miss}} = - \sum_f p_x^f; \quad (1.11)$$

$$p_y^{\text{miss}} = - \sum_f p_y^f, \quad (1.12)$$

где суммирование ведется по конечным частицам. Затем можно определить потерянный поперечный импульс

$$p_T^{\text{miss}} = \sqrt{(p_x^{\text{miss}})^2 + (p_y^{\text{miss}})^2}, \quad (1.13)$$

который будет являться поперечным импульсом всех нерегистрируемых детектором частиц, в частности, нейтрино.

### 1.2.3. ДРУГИЕ ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Быстротой называется [12] переменная

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}, \quad (1.14)$$

которая не является Лоренц-инвариантной. Однако разность быстрот двух частиц одной реакции Лоренц-инварианта. В ультрарелятивистском приближении ( $v \rightarrow 1$ ) быстрота становится псевдобыстротой

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}. \quad (1.15)$$

Так как в БАК скорость протонов очень приближена к скорости света, вторичные частицы тоже являются ультрарелятивистскими. Псевдобыстрота

$\eta$  изменяется от 0 при  $\theta = 90^\circ$  до  $\infty$  при  $\theta = 0$  и обычно используется вместо полярного угла для измерения отклонения вторичных частиц от первоначального пучка (оси  $z$ ).

Ещё одной важной кинематической переменной является инвариантная масса. Для одной частицы инвариантная масса совпадает с обычной массой, а для системы нескольких частиц определяется по формуле

$$m_{\text{inv}} = \sqrt{E^2 - \vec{p}^2}, \quad (1.16)$$

где  $E$  и  $\vec{p}$  — суммарные энергия и импульс системы частиц. С помощью инвариантной массы можно напрямую находить новые нестабильные частицы.

## 1.3. ДЕТЕКТОР ATLAS

Эксперимент ATLAS (A Torroidal LHC ApparatuS) на БАК в ЦЕРН представляет собой одноимённый многоцелевой детектор элементарных частиц, предназначенный для исследования протон-протонных столкновений. Схема детектора представлена на рисунке 1.2. Данный детектор конструировался так, чтобы он мог полностью регистрировать все частицы СМ, возникшие в результате столкновений, кроме нейтрино. Для этого возникшие частицы необходимо полностью поглотить. Этим определяются колоссальные размеры детектора ATLAS: 44 м × 25 м. Вес детектора — около 7000 тонн. Детектор ATLAS состоит из нескольких частей, предназначенных для разных целей. Центральная часть детектора называется баррелем и имеет форму цилиндра, на торцах которого установлены дополнительные детекторы, составляющие боковую часть детектора — эндкап.

### 1.3.1. ВНУТРЕННИЙ ДЕТЕКТОР И ЦЕНТРАЛЬНЫЙ МАГНИТ

Внутренний детектор — самая близкая к трубе БАК часть детектора ATLAS. Он состоит из трех подсистем: пиксельный детектор (pixel detector), полупроводниковый трековый детектор (semi-conductor tracker,



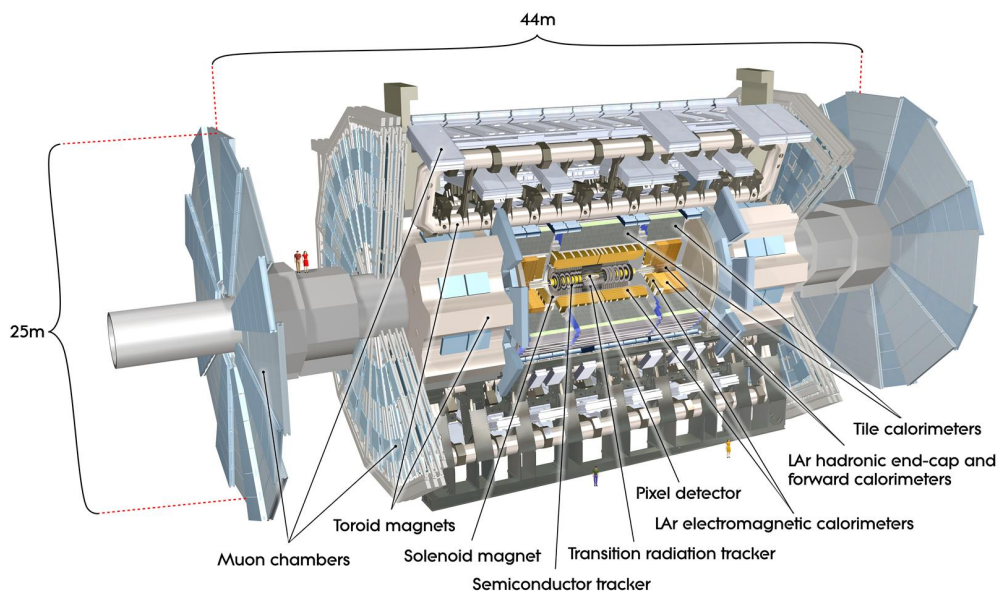


Рисунок 1.2 — Схема детектора ATLAS.

SCT) и трековый детектор переходного излучения (transition radiation tracker, TRT) — перечислены в порядке удаления от трубы БАК.

Пиксельный детектор находится ближе всех к точке столкновения протонов и состоит из 3 слоёв в барреле, который закрывают 3 диска эндкапов с обеих сторон. На слои и диски пиксельного детектора нанесены чувствительные кремниевые матрицы, состоящие из примерно 46000 пикселей размером  $50 \text{ мкм} \times 400 \text{ мкм}$ . К каждой матрице непосредственно подключена считывающая информация электроника. При прохождении заряженной частицы через один из пикселей в нём образуются свободные носители — электроны и дырки, которые под действием электрического поля, создаваемого приложенной разностью потенциалов, движутся к электродам, передающим сигнал на электронику. Ввиду расположения этого детектора в близости от трубы БАК, он рассчитан на работу в условиях жёсткой радиации. Для снижения радиационного фона при работе детектор охлаждается до температуры порядка  $-10$  градусов Цельсия.

Следующим по удалённости от пучка является детектор SCT. Он является кремниевым стриповым детектором и состоит из 4 двухсторонних слоёв в барреле и 9 дисков в эндкапе. SCT восстанавливает треки частиц на расстоянии от  $0.3 \text{ м}$  до  $0.5 \text{ м}$  от оси столкновения. Слои и диски SCT состоят из отдельных модулей, которые в свою очередь состоят из стрипов  $6.4 \text{ см} \times 80 \text{ мкм}$ . Функционально данный детектор схож с пиксельным

детектором и работает при низких температурах.

Наиболее удалённой составляющей частью внутреннего детектора является детектор TRT. Этот детектор состоит из трубочек диаметром 4 мм, расположенных параллельно оси  $z$  в барреле и поперечно направлению оси  $z$  в эндкапе. Работа детектора основана на регистрации фотонов переходного излучения, которое возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с разными показателями преломления. Детектор покрывает большое пространство, позволяя создать много точек для восстановления трека частицы, но имеет меньшее пространственное разрешение по сравнению с пиксельным детектором и SCT. Кроме того, в отличие от первых двух детекторов, TRT работает при комнатной температуре.

Таким образом, внутренний детектор служит для восстановления треков частиц. По этим трекам далее могут быть определены вершины взаимодействия частиц (первичная — протон-протонная и вторичные). За внутренним детектором располагается соленоид, по которому течет ток. Он создает магнитное поле в 2 Тл, которое искривляет траектории заряженных частиц. Магнит выполнен так, чтобы в случае прохождения через него частиц, потери энергии были минимальны. Магнит является сверхпроводящим и работает при близкой к абсолютному нулю температуре. Благодаря данному магниту по радиусу кривизны треков частиц можно определить их заряд и импульс.

### 1.3.2. КАЛОРИМЕТРЫ

Детекторами, следующими за внутренним, являются калориметры. Их целью является максимально поглотить частицы, измерив тем самым их энергии. При прохождении элементарных частиц через вещество калориметра образуется ливень вторичных менее энергетичных частиц. Калориметры состоят из чередующихся слоёв поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и чувствительных слоёв, которые регистрируют ионизацию вещества, измеряя тем самым потерянную частицей энергию. Природа ливней, порождённых частицами, участвующих в сильном взаимодействии (адронов) и частиц, не участвующих в нём, различается.

Поэтому система калориметров включает в себя 2 калориметра: электромагнитный и адронный.

Электромагнитный калориметр находится ближе к пучку. Поглотителем является свинец, между слоями которого находится охлаждённый до 90 К жидкий аргон.

Адронный ливень гораздо глубже проникает в вещество, вследствие чего адронный калориметр имеет большие по сравнению с электромагнитным размеры. В баррельной части адронного калориметра поглотителем является сталь, а чувствительным веществом — пластинки органического сцинтиллятора, свечение которых регистрируется фотоумножителями и конвертируется в электронный сигнал. Эндкап адронного калориметра состоит из слоёв поглотителя — меди и слоёв чувствительного вещества — жидкого аргона.

### 1.3.3. МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР И ТОРОИДАЛЬНЫЕ МАГНИТЫ

Наиболее удалённым от пучка детектором является мюонный спектрометр, предназначенный для поглощения и идентификации высокоэнергетичных мюонов, т.к. только эти из регистрируемых детектором ATLAS частиц способны пройти через калориметры. Мюонный спектрометр состоит из нескольких подсистем, предназначенных для регистрации мюонов как в баррельной части, так и в эндкапной. Подобно внутреннему детектору, вся мюонная система находится под воздействием магнитного поля, однако конфигурация магнитного поля отличается: тороидальные магниты располагаются так, что искривляют траекторию мюонов только в направлении полярного угла  $\theta$ . Таким образом, мюонный спектрометр позволяет определить энергию и импульс мюонов.

### 1.3.4. ТРИГГЕРЫ И ОТБОР ДАННЫХ

При проектной светимости ожидается частота протон-протонных взаимодействий порядка 1000 МГц (это можно получить из формулы 1.2, поставив туда проектную светимость и сечение взаимодействия протонов,

которое при энергиях БАК порядка нескольких сотен мб). При этом на 1 неупругое столкновение с рождением частиц ожидается 20 процессов упругого рассеяния, что уменьшает частоту взаимодействий, регистрируемых детектором, до примерно 40 МГц. Обработка и запись данных с такой скоростью невозможна, поэтому перед обработкой данные проходят через систему триггеров, отбирающих наиболее интересные события. Система отбора данных включает в себя 3 уровня. Триггер первого уровня является микросхемой и отбирает события с частицами с большим поперечным импульсом, т.к. такие события представляют интерес. Следующие 2 уровня отбора событий основаны на программном обеспечении. В результате средняя частота обрабатываемых событий снижается до 200 Гц.

# 2. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

## 2.1. СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

Стандартная модель [5] — современная теория физики элементарных частиц, наилучшим образом согласующаяся с экспериментальными данными. Поэтому теоретически данная работа в основном полагается именно на эту модель. Стандартная модель объединяет в себе 3 взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное. Слабое и электромагнитное взаимодействие в данной теории рассматриваются как проявления одного — электрослабого взаимодействия, и описываются электрослабой теорией. Сильное взаимодействие описывается квантовой хромодинамикой (КХД, QCD).

### 2.1.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И СВОЙСТВА НЕАБЕЛЕВЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЙ

Электрослабая теория и квантовая хромодинамика являются называются калибровочными теориями, т.к. в их основе лежит принцип локальной калибровочной инвариантности — требование инвариантности лагранжиана относительно локального (зависящего от координат) калибровочного преобразования. Для квантовой хромодинамики таким преобразованием является вращение в цветовом пространстве. Все эти вращения образуют группу  $SU(3)$ , поэтому говорят, что  $SU(3)_C$  — группа симметрии квантовой хромодинамики. Индекс  $C$  у группы означает, что элементы данной группы (матрицы) действуют на цветовые состояния фермионов, т.е. цветовые триплеты. Для электрослабой теории калибровочным группой симметрии является группа  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , где индекс  $L$  означает, что элементы группы  $SU(2)$  действуют на левые изоспиновые фермионные дублеты, а индекс  $Y$  — что элементы группы  $U(1)$  действуют на гиперзарядные пра-

вые синглеты. Группы  $SU(3)$  и  $SU(2)$  являются неабелевыми, из-за чего квантовая хромодинамика и электрослабая теория называются неабелевыми калибровочными теориями, и что приводит к большим изменениям по сравнению с квантовой электродинамикой.

И квантовая хромодинамика, и электрослабая теория построены на основе теории Янга-Миллса [13]. Это — калибровочная теория для произвольной неабелевой калибровочной группы. Лагранжиан теории состоит из трех частей: лагранжиана свободного бозонного (калибровочного) поля, лагранжиана свободного фермионного поля и массового фермионного члена:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} + \bar{\psi} (i\gamma^\mu D_\mu - m) \psi. \quad (2.1)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a t^a \quad (2.2)$$

— ковариантная производная, где

$g$  — константа связи теории,

$A_\mu^a$  — калибровочное поле,

$t^a$  — матрицы представления калибровочной группы,

а тензор калибровочного поля для неабелевой калибровочной группы

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (2.3)$$

где

$f^{abc}$  — структурные константы калибровочной группы.

Нужно отметить, что верхние и нижние латинские индексы эквивалентны, т.к. в групповом пространстве введена евклидова метрика, а также то, что структурные константы всегда можно выбрать антисимметричными (в случае калибровочной группы  $SU(2)$  структурные константы принимают вид символа Леви-Чивиты  $\epsilon^{ijk}$ ). Индекс  $a$  пробегает значения от 1 до количества генераторов калибровочной группы. Таким образом, в теории

возникает число калибровочных полей (бозонов), равное числу генераторов калибровочной группы.

Основное отличие неабелевой калибровочной теории от абелевой (например, квантовой электродинамики) заключается в появлении тройных и четверных бозонных вершин (т.е. кубических и четвертичных по  $A_\mu^a$  слагаемых). Распишем лагранжиан (1), используя (2) и (3) и обозначив за  $\mathcal{L}_0$  лагранжиан свободного поля, т.е. слагаемые лагранжиана (1), квадратичные по полям:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + g A_\mu^a \bar{\psi} \gamma^\mu t^a \psi - g f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a) A^{b\mu} A^{c\nu} - \frac{1}{4} g^2 (f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c) (f^{ade} A^{d\mu} A^{e\nu}), \quad (2.4)$$

$$\mathcal{L}_0 = i \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a) (\partial^\mu A^{a\nu} - \partial^\nu A^{a\mu}). \quad (2.5)$$

Из лагранжиана (4) можно получить вершинные множители для вычисления амплитуд переходов по правилам Фейнмана. На рис.3 представлен множитель для фермион-бозонной вершины.

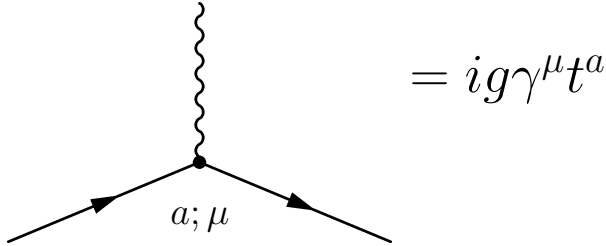


Рисунок 2.1 — Вершинный множитель для фермион-бозонной вершины в теории Янга-Миллса

### 2.1.2. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ ТЕОРИИ

Сказанное выше можно применить к электрослабой теории [14]. Калибровочная группа симметрии электрослабой теории:  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

У группы  $SU(2)$  3 генератора:  $\frac{\sigma^i}{2}$ , где  $\sigma^i$  — матрицы Паули,  $i = 1, 2, 3$ . Как следствие, возникают 3 калибровочных поля  $W_\mu^i$ . У группы  $U(1)$  1 генератор

$\frac{Y}{2}$ , где  $Y$  называется гиперзарядом и 1 калибровочное поле  $B_\mu$ .

Константа связи группы  $SU(2)_L$  обозначается  $g$ , константа связи  $U(1)_Y$  —  $g'$ . Тензоры полей выглядят следующим образом:

$$W_{\mu\nu}^i = \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g\epsilon^{ijk}W_\mu^jW_\nu^k, \quad (2.6)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \quad (2.7)$$

Наблюдаемые калибровочные бозоны (поля) являются комбинациями полей  $W_\mu^i$  и  $B_\mu$ :

$$W_\mu^+ = \frac{W_\mu^1 + W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.8)$$

$$W_\mu^- = \frac{W_\mu^1 - W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (2.9)$$

$$Z_\mu = \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu, \quad (2.10)$$

$$A_\mu = \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu, \quad (2.11)$$

где введены обозначения:

$$\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad (2.12)$$

$$\sin\theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}. \quad (2.13)$$

Угол  $\theta_W$  называется углом Вайнберга. Для фермионов вводятся левые дублеты и правые синглеты. Например, для электрона и электронного нейтрино вводится левый дублет

$$\begin{pmatrix} e_L \\ \nu_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1 - \gamma^5}{2} e \\ \frac{1 - \gamma^5}{2} \nu \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Правую компоненту имеет только электрон, т.к. нейтрино по своей природе являются левыми:

$$e_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} e. \quad (2.15)$$

Здесь  $e$  и  $\nu$  — дираковские биспиноры. Ковариантная производная следующим образом действует на левые (дублеты) и правые (синглеты) компо-



ненты фермионов:

$$D_\mu f_L = \left( \partial_\mu - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_L, \quad (2.16)$$

$$D_\mu f_R = \left( \partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f_R. \quad (2.17)$$

Часть лагранжиана электрослабой модели, включающая кинетические члены, взаимодействие калибровочных полей с фермионами и самовзаимодействие калибровочных полей:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^i W^{i\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + i\bar{f}_L D_\mu \gamma^\mu f_L + i\bar{f}_R D_\mu \gamma^\mu f_R. \quad (2.18)$$

Это лагранжиан предсказывает следующие четверные бозонные вершины:  $WW\gamma\gamma$ ,  $WWZZ$ ,  $WW\gamma Z$ ,  $WWWW$ .

Генерация масс бозонов  $W^\pm$  и  $Z$  осуществляется с помощью механизма Хиггса спонтанного нарушения симметрии  $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{em}$ . Это означает, что после применения механизма группа  $U(1)_{em}$ , являющаяся подгруппой  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ , остается группой симметрии теории и фотон остается безмассовым. Вводится скалярных дублет  $\Phi$  с лагранжианом скалярного поля

$$L_s = \partial_\mu \Phi^\dagger \partial^\mu \Phi - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2, \quad (2.19)$$

который после параметризации и калибровочных преобразований представим в виде

$$\Phi = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.20)$$

Здесь  $v$  — константа связи поля Хиггса, причем  $v = -\frac{\mu^2}{\lambda}$ . Тогда лагранжиан скалярного поля, с учетом замены обычной производной на ковариантную, выглядит следующим образом:

$$L_s = \left| \left( \partial_\mu + ig \frac{\sigma^i}{2} W_\mu^i + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right|^2. \quad (2.21)$$

Благодаря этому лагранжиану в теории появляются квадратичными по ка-

либровочным полям слагаемые, т.е. массовые члены калибровочных бозонов (кроме фотона, он остается безмассовым). Массы фермионов в теорию вводятся посредством юкавских связей с хиггсовским полем (т.к. обычный фермионный массовый член нарушает калибровочную симметрию).

## 2.2. ПРОТОН-ПРОТОННЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Вычисления сечения взаимодействия двух протонов (а именно такие взаимодействия происходят на БАК) является нетривиальной задачей, т.к. протон — не точечная частица. Необходимо учитывать внутренний состав протона. Внутренние степени свободы протона называются партонами [15], они отождествляются с кварками и глюонами. Каждый партон несёт часть импульса всего протона. Это отражается в партонных функциях плотности (parton density function, PDF). Обозначим за  $f_a(x, Q^2)$  вероятность того, что партон  $a$  несет долю  $x$  импульса протона при жестком параметре реакции (модуле квадрата переданного импульса)  $Q^2$ . Тогда можно написать формулу для вычисления сечения протон-протонного взаимодействия:

$$d\sigma(p_A, p_B \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i^A(x_1, Q^2) f_j^B(x_2, Q^2) d\sigma(i, j \rightarrow X). \quad (2.22)$$

Здесь индексы  $i$  и  $j$  обозначают кварки и глюоны в протонах  $p_A$  и  $p_B$  соответственно. Дифференциальное сечение взаимодействия партонов  $d\sigma(i, j \rightarrow X)$  можно вычислить обычным способом (с помощью правил Фейнмана найти амплитуду перехода и проинтегрировать по фазовому объему).

Партонные функции плотности находятся экспериментально. Эволюция этих функций при изменении параметра  $Q^2$  описывается эволюционным уравнением ДГЛАП (или уравнением Альтарелли-Паризи).

## 2.3. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

СМ имеет множество недостатков и нерешенных проблем (например, СМ не описывает гравитацию, темную материю, темную энергию, предсказывает не найденное экспериментально сильное СР-нарушение; проблема иерархии, наличие массы нейтрино, барионная асимметрия Вселенной и т.д.). Поэтому создаются множество теорий, расширяющих СМ, но их число велико и большинство из них нельзя проверить экспериментально. Однако существует модельнонезависимый способ косвенного поиска новой физики. В эффективной теории поля (effective field theory, EFT) лагранжиан СМ параметризуется дополнительными слагаемыми — операторами высших размерностей:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n \frac{F_{i,n}}{\Lambda^n} \mathcal{O}_i^{n+4} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_i \sum_n f_{i,n} \mathcal{O}_i^{n+4} \quad (2.23)$$

Здесь  $\Lambda$  — характерный энергетический масштаб новой физики (величина порядка 1 ТэВ или больше),  $\mathcal{O}_i^{n+4}$  — оператор размерности  $\text{ГэВ}^{n+4}$ , суммирование по индексу  $i$  — это суммирование по всем возможным операторам одной размерности.

Операторы высших размерностей строятся из полевых функций [16] и должны являться скалярами. Ввиду того, что логично ожидать от проявлений новой, высокоэнергетичной физики соблюдение уже известных симметрий, этим операторам выдвигаются требования, связанные с симметриями Стандартной модели (в частности, лагранжиан должен оставаться инвариантным относительно локальных калибровочных преобразований). Данное требование позволяет добавить в лагранжиан только несколько операторов с четным  $n$ . Введение в лагранжиан дополнительных слагаемых добавляет в теорию новые возможные вершины взаимодействия. В данной работе изучается рождение Z-бозона и фотона в четверных вершинах, на которые наибольшее влияние оказывают операторы размерности 8.

Операторы размерности 8 [17] делятся на 3 семейства: семейство S — операторы, составленные только из Хиггсовских дублетов, семейство T — операторы, составленные только из калибровочных полей  $W_\mu^i$  и  $B_\mu$ , семейство M — операторы, смешивающие Хиггсовский дублет и калибровочные

поля. Для примера рассмотрим 2 разрешенных оператора размерности 8  $\mathcal{O}_{T0}$  и  $\mathcal{O}_{M0}$  и найдем, на какие четверные вершины векторных бозонов они оказывают влияние. Определения этих операторов:

$$\mathcal{O}_{T0} = \text{Tr} \left[ \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \text{Tr} \left[ \hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta} \right], \quad (2.24)$$

$$\mathcal{O}_{M0} = \text{Tr} \left[ \hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \left[ (D_\beta \Phi)^+ D^\beta \Phi \right]. \quad (2.25)$$

Обозначения в этих формулах:

$$\hat{W}_{\mu\nu} = ig \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i = ig \frac{\sigma^i}{2} (\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i + g \epsilon^{ijk} W_\mu^j W_\nu^k), \quad (2.26)$$

$$D_\beta = \partial_\beta - ig \frac{\sigma^i}{2} W_\beta^i - ig' \frac{Y}{2} B_\beta, \quad (2.27)$$

$$\Phi = \frac{v + H}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2.28)$$

Таким образом, раскрывая (24) и (25) с помощью (26), (27) и (28) можно получить то, на какие вершины влияют данные операторы и вершинные множители. В данной работе исследуются 7 операторов:  $\mathcal{O}_{T0}$ ,  $\mathcal{O}_{T8}$ ,  $\mathcal{O}_{T9}$ ,  $\mathcal{O}_{M0}$ ,  $\mathcal{O}_{M1}$ ,  $\mathcal{O}_{M2}$ ,  $\mathcal{O}_{M3}$ . В таблице 1 показано (знаком X), какой из этих операторов на какие вершины влияет. Значения коэффициентов при операторах ограничивается сверху экспериментальными данными [18].

Таблица 2.1 — Влияние операторов высших размерностей на четверные вершины

Оператор	WWWW	WWZZ	WWZ $\gamma$	WW $\gamma\gamma$	ZZZZ	ZZZ $\gamma$	ZZ $\gamma\gamma$	Z $\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma\gamma$
$\mathcal{O}_{T0}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T5}$		X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T8}$					X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T9}$					X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{M0}$	X	X	X	X	X	X	X		
$\mathcal{O}_{M1}$	X	X	X	X	X	X	X		
$\mathcal{O}_{M2}$		X	X	X	X	X	X		
$\mathcal{O}_{M3}$		X	X	X	X	X	X		

# 3. ИСПОЛЬЗУЕМОЕ ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

## 3.1. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

### 3.1.1. МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАТОРЫ

При теоретическом исследовании сложных процессов физики сталкиваются с трудностями, которые заключаются в вычислении матричных элементов и интегрировании по фазовому объёму, что в большинстве случаев аналитически сделать невозможно. На помощь приходят Монте-Карло генераторы событий, которые, используя лагранжиан теории, какой-либо пакет компьютерной алгебры и метод Монте-Карло, численно моделируют процесс. В результате пользователь получает информацию о процессе: его сечение, нужные распределения и пр. В данной работе были применены 2 Монте-Карло генератора событий: VBFNLO и MadGraph (MG).

### 3.1.2. УРОВНИ МОНТЕ-КАРЛО ГЕНЕРАЦИЙ СОБЫТИЙ

Все Монте-Карло генераторы можно разделить на 3 типа по типу разыгрываемых событий. Тогда Монте-Карло наборы называются сгенерированными на соответствующем уровне:

- 1) Партонный уровень — разыгрываются только события жёсткого столкновения частиц (в данной работе протонов). В результате имеются 2 фундаментальные частицы в начальном состоянии (при столкновении протонов это кварки или глюоны) и много в конечном.
- 2) Кварки в конечном состоянии очень быстро адронизируются за счёт свойства сильного взаимодействия — конфайнмента. Кроме того, в конечном состоянии могут быть нестабильные частицы. Наборы, получаемые после генераторов, разыгрывающих события, связанные с

адронизацией и развитием партонного ливня, называются событиями истинного уровня (truth level).

- 3) Третий тип Монте-Карло генераторов событий создаёт симуляцию пролёта частиц через детектор. Это — уровень реконструкции.

### 3.1.3. LES HOUCHES ACCORDS

Для стандартизации интерфейса между разными Монте-Карло генераторами событий в физике частиц были приняты соглашения [19; 20], названные по месту проведения конференции, на которой они были приняты — Les Houches Accords. Данные соглашения представляют собой стандартизацию вывода информации о сгенерированных событиях в виде файла с расширением lhe. В этом файле содержится входная информация: процесс, отборы и пр., и выходная: блоки событий. В блоках событий содержится информация о всех частицах, участвующих в процессе (время, возможно, виртуальных). Таким образом, сгенерировав события на партонном уровне (жесткий процесс столкновения) в одном генераторе, можно передать полученный файл lhe в другой генератор, генерирующий события, связанные, например, с адронизацией.

### 3.1.4. ГЕНЕРАТОР VBFNLO

Генератор VBFNLO [21] является parton-level генератором событий, что значит, что моделируется только жесткий процесс при столкновении протонов, а сопутствующие процессы (адронизация, развитие партонного ливня, симуляция прохождения частиц через детектор) — не моделируются. VBFNLO может генерировать процесс в ведущем порядке теории возмущений (leading order, LO) или с учетом радиационных поправок 1 порядка (NLO, next to leading order). Данный генератор был выбран, потому что он предназначен для работы с процессами рассеяния и слияния векторных бозонов [22]. В данном генераторе моделировалось только электрослабое рождение Z-бозона с фотоном в реакции  $pp \rightarrow Z\gamma jj \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e \gamma jj$ .

### 3.1.5. ГЕНЕРАТОР MADGRAPH

Как и VBFNLO, MadGraph[23] является parton-level генератором событий, способным учитывать поправки 1 порядка. Однако MadGraph имеет намного больше возможностей, чем VBFNLO, что и стало причиной перехода от одного генератора к другому. MadGraph, в отличие от VBFNLO, может моделировать процесс в том или ином порядке теории возмущений, а не только в первом неисчезающем приближении, что часто использовалось в работе. Это делается командой вида  $\text{QED} \leq 5$ ,  $\text{QCD} = 0$ , которая обозначает, что нужно генерировать процесс с не более чем 5 электрослабыми вершинами и без КХД вершин (т.е. без вершин с глюонами). Другая особенность MadGraph заключается в том, что он может использовать не только ограниченное число теоретических моделей, по умолчанию установленных в генератор, но и любой пользовательский лагранжиан. Ещё одним удобством является то, что MadGraph может автоматически отправлять файл с событиями, связанными с жестким процессом столкновения, в другие генераторы, разыгрывающие события, связанные с развитием партонового ливня (showering, генератор Pythia8) или с регистрацией частиц детекторами (генератор Delphes).

### 3.1.6. EFT В ГЕНЕРАТОРАХ VBFNLO И MADGRAPH

Оба рассматриваемых генератора поддерживают возможность моделировать процесс с помощью EFT. Однако в этих генераторах используются разные формализмы, что приводит к тому, что один и тот же коэффициент имеет разные численные значения в разных генераторах. Причиной этому разные определения тензоров  $\hat{W}_{\mu\nu}$  и  $B_{\mu\nu}$ :

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}} = ig \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (3.1)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}} = ig' \frac{1}{2} B_{\mu\nu}, \quad (3.2)$$

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{\sigma^i}{2} W_{\mu\nu}^i, \quad (3.3)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = B_{\mu\nu}. \quad (3.4)$$

Таким образом, получаются следующие соотношения :

$$\hat{W}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{1}{ig} \hat{W}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}}, \quad (3.5)$$

$$\hat{B}_{\mu\nu}^{\text{MG}} = \frac{2}{ig'} \hat{B}_{\mu\nu}^{\text{VBFNLO}}. \quad (3.6)$$

Тогда для рассмотренных выше операторов  $\mathcal{O}_{T0}$  и  $\mathcal{O}_{M0}$ , используя их определения (24) и (25), получаются следующие формулы перевода соответствующих коэффициентов:

$$f_{T0}^{\text{MG}} = g^4 f_{T0}^{\text{VBFNLO}}, \quad (3.7)$$

$$f_{M0}^{\text{MG}} = -g^2 f_{M0}^{\text{VBFNLO}}. \quad (3.8)$$

В таблице 3.1 представлены предельные значения коэффициентов для всех изучаемых в работе операторов в обоих формализмах, полученные коллаборацией ATLAS[24]. В таблице 3.2 приведены предельные значения коэффициентов, полученные коллаборацией CMS в 2020 году [25], причем оператор  $\mathcal{O}_{M3}$  заменён на  $\mathcal{O}_{T5}$ .

Таблица 3.1 — Предельные значения коэффициентов при операторах высших размерностей (ATLAS)

Оператор	$\mathcal{O}_{T0}$	$\mathcal{O}_{T8}$	$\mathcal{O}_{T9}$	$\mathcal{O}_{M0}$	$\mathcal{O}_{M1}$	$\mathcal{O}_{M2}$	$\mathcal{O}_{M3}$
$f_{\text{max}}^{\text{VBFNLO}}, \text{ТэВ}^{-4}$	16	1925.8	4172.6	-161.8	-351.8	-883.1	-1700.9
$f_{\text{max}}^{\text{MG}}, \text{ТэВ}^{-4}$	2.9	1.8	3.9	69	150	27	52

Таблица 3.2 — Предельные значения коэффициентов при операторах высших размерностей (CMS)

Оператор	$\mathcal{O}_{T0}$	$\mathcal{O}_{T8}$	$\mathcal{O}_{T9}$	$\mathcal{O}_{M0}$	$\mathcal{O}_{M1}$	$\mathcal{O}_{M2}$	$\mathcal{O}_{T5}$
$f_{\text{max}}^{\text{MG}}, \text{ТэВ}^{-4}$	0.69	0.47	0.27	20.3	39.5	8.10	0.75



## 3.2. ОБРАБОТКА МОНТЕ-КАРЛО ДАННЫХ

Обработка данных осуществляется с помощью пакета библиотек ROOT [26], который был создан благодаря развитию языка C++ и объектно-ориентированного программирования. Пакет ROOT включает в себя широкий спектр возможностей для работы с матрицами, функциями, 4-векторами, гистограммами, графиками, а также позволяет анализировать данные статистическими методами. Поэтому ROOT используется как в исследованиях по физике элементарных частиц, так и в исследованиях в других областях физики и астрономии.

На основе пакета ROOT создан пакет ExRootAnalysis, который содержит классы, с помощью которых можно конвертировать lhe файлы с событиями в root файлы с деревьями и обрабатывать их. Эти пакеты активно используются в данной работе.

## 3.3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для анализа данных, а именно для постановки пределов на значения коэффициентов при операторах высших размерностей, в данной работе используется программа TGClm [27]. Для получения результата этой программе необходимо задать все фоны, систематические и статистические погрешности, данные, а также веса — количества событий, связанные с разделением процесса на 3 части.

# 4. ДОСТИГНУТЫЕ РАНЕЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

## 4.1. МЕТОДИКА ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

### 4.1.1. ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ

Наличие новой физики увеличивает сечение процесса, особенно в области высоких энергий. На рисунке 4.1 представлены распределения по поперечному импульсу фотона  $p_T^\gamma$  для процесса  $pp \rightarrow Z\gamma jj$ ,  $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$ , сгенерированного с помощью Монте-Карло генератора событий VBFNLO. Основные примененные отборы:  $p_T^\gamma > 150$  ГэВ,  $p_T^{\text{miss}} > 120$  ГэВ.

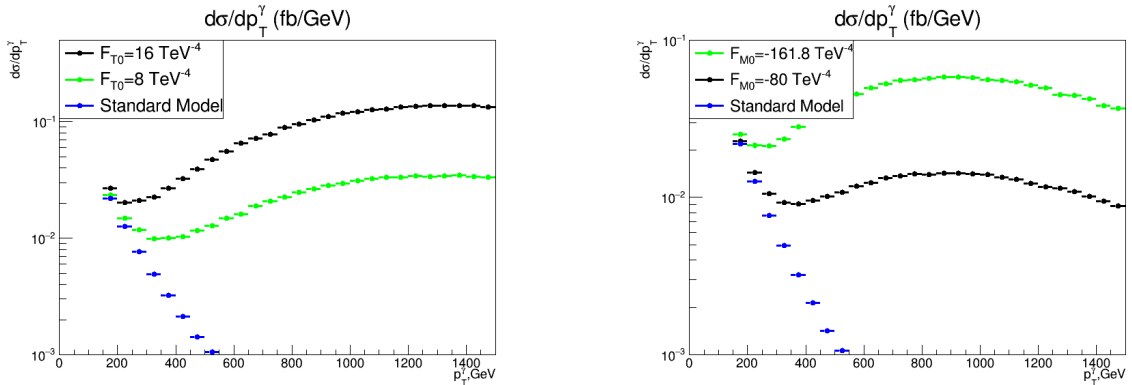


Рисунок 4.1 — Распределения по  $p_T^\gamma$  для процесса  $pp \rightarrow Z\gamma jj$ ,  $Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e$  для трех разных значений коэффициента  $f_{T0}$  (слева) и  $f_{M0}$  (справа), включая СМ.

С помощью Монте-Карло генераторов событий можно сгенерировать конечное число наборов событий, т.е. наборы событий для дискретного набора значений коэффициентов при операторах. Реальное же значение коэффициента, которое необходимо получить из экспериментальных данных, лежит в непрерывном спектре. Поэтому необходима методика перевзвешивания распределений, т.е. получения распределения для любого значения

коэффициента из некоторого количества имеющихся распределений.

В основе методов перевзвешивания лежит разложение амплитуды на несколько составляющих. Пусть лагранжиан параметризуется одним оператором (именно такая параметризация дальше и рассматривается: если один коэффициент не равен нулю, то остальные равны нулю, а пределы на значения коэффициентов получаются для каждого коэффициента по отдельности — т.н. одномерные или 1D-пределы):

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + f\mathcal{O}. \quad (4.1)$$

Так как аномальные четверные вершины до сих пор не были обнаружены, константы связи новой физики малы. Следовательно, применима теория возмущений: будем рассматривать лишь первый порядок теории возмущений по вершинам новой физики. Тогда амплитуда процесса и квадрат ее модуля:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}, \quad (4.2)$$

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + f \cdot 2\text{Re}(\mathcal{A}_{\text{SM}}\mathcal{A}_{\text{NP}}^*) + f^2 \cdot |\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2. \quad (4.3)$$

Здесь  $\mathcal{A}_{\text{SM}}$  — амплитуда процесса в случае СМ (без новой физики), а  $f\mathcal{A}_{\text{NP}}$  — дополнительное слагаемое, отвечающее за вклад новой физики.

Из такого разложения амплитуды следует разложение распределения (по произвольной кинематической переменной  $x$ ) на 3 составляющие: член СМ, не зависящий от коэффициента, интерференционный член, зависящий от коэффициента линейно и квадратичный член, квадратично зависящий от коэффициента:

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}. \quad (4.4)$$

При разработке методики были рассмотрены 2 способа перевзвешивания распределений, основанных на разложении 4.4. Наиболее простым и понятным является способ, реализуемый с помощью метода декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий **MadGraph**.

### 4.1.2. МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ В MADGRAPH

Одной из отличительных способностей Монте-Карло генератора событий `MadGraph` является возможность генерировать процесс в необходимом порядке по вершинам того или иного взаимодействия. Это касается и аномальных вершин новой физики. Под методом декомпозиции понимается генерация отдельных членов процесса: СМ, интерференционного и квадратичного. При генерации интерференционного и квадратичного членов задается некоторое значение коэффициента, обозначим его  $f = a$ . Таким образом, сгенерировав все 3 члена, можно произвести перевзвешивание, т.е. получить распределение, соответствующее любому другому значению коэффициента  $f$ :

$$\frac{d\sigma}{dx}(f) = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{f}{a} \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}(f = a) + \frac{f^2}{a^2} \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}(f = a). \quad (4.5)$$

Метод декомпозиции для эффективной теории поля в `MadGraph` является новым и со временем модернизируется. Поэтому не исключены генераторные ошибки. Они оцениваются с помощью введения распределенной систематической ошибки — погрешности перевзвешивания  $\delta(x)$ :

$$\delta(x) = \frac{\frac{d\sigma_{\text{sum}}}{dx} - \frac{d\sigma_{\text{full}}}{dx}}{\frac{d\sigma_{\text{full}}}{dx}}, \quad (4.6)$$

где  $\frac{d\sigma_{\text{sum}}}{dx}$  — сумма трех сгенерированных членов, а  $\frac{d\sigma_{\text{full}}}{dx}$  — сгенерированный полный процесс (с тем же значением коэффициента, что и отдельные члены). На рисунке 4.2 представлены распределения по  $p_T^\gamma$  для отдельных членов процесса, их суммы и полного процесса, сгенерированных в `MadGraph`.

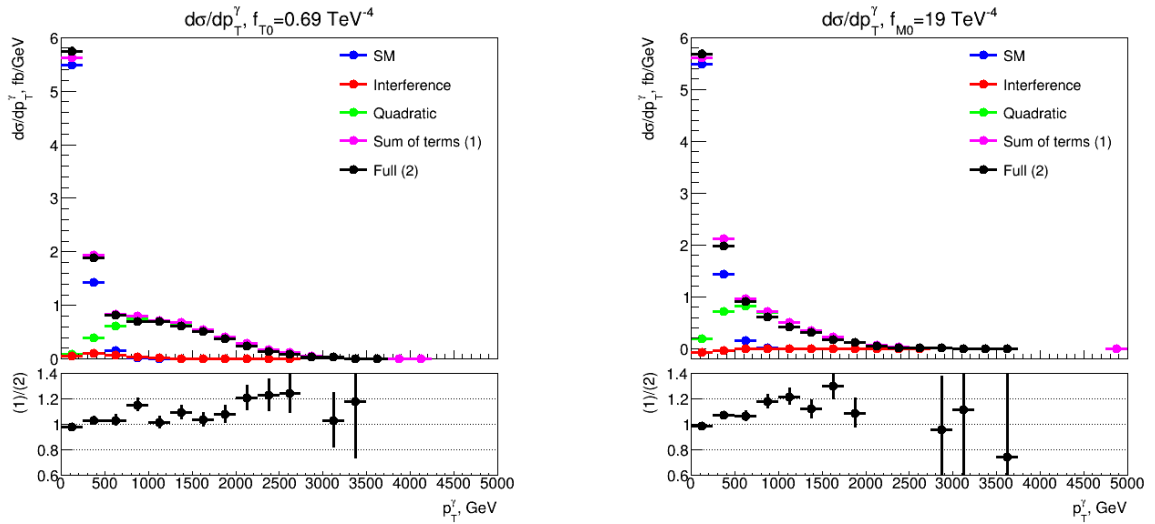


Рисунок 4.2 — Распределения по  $p_T^\gamma$  для процесса  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$  для отдельных членов, их суммы и полного процесса с ненулевыми коэффициентами  $f_{T0}$  (слева) и  $f_{M0}$  (справа). На нижнем распределении показано отличие суммы трех членов от полного процесса.

## 4.2. ПОЛУЧЕНИЕ ПЕРВЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

### 4.2.1. РЕГИОН ПОИСКА AQGC

На рисунке 4.1 показано, что наибольший вклад новая физика дает в области высоких энергий. Таким образом, область фазового пространства для поиска пределов необходимо ограничивать снизу по энергетическим переменным для наибольшей эффективности получаемых пределов. В данной работе областью поиска аномальных вершин является сигнальный регион анализа [28] с дополнительным ограничением на поперечный импульс фотона  $p_T^\gamma$  снизу (применяются разные ограничения). Эту область при необходимости можно разбить на несколько непересекающихся частей — бинов. В данной работе для простоты это не делается. Для получения пределов в области поиска аномальных вершин необходимо знать количество ожидаемых сигнальных и фоновых событий и их статистические и систематические погрешности, а также наблюдаемое (фитируемое) количество событий.

## 4.2.2. ФОНЫ И СИСТЕМАТИКИ

В соответствии с [28], основными фонами при регистрации электро-слабого рождения  $Z$ -бозона с фотоном ( $Z\gamma$  EWK) являются:

- 1)  $Z\gamma$  QCD — КХД рождение  $Z$ -бозона с фотоном;
- 2)  $W\gamma$  EWK и QCD — электрослабое и КХД рождение  $W$ -бозона с фотоном. Этот процесс даёт ту же сигнатуру, что и сигнальный процесс, когда:
  - (а)  $W$ -бозон распадается на электрон и нейтрино или мюон и нейтрино, а электрон/мюон зарегистрировать не удаётся;
  - (б)  $W$ -бозона распадается на тау-лептон и нейтрино, затем тау-лептон распадается по лептонному каналу, а получившийся в результате электрон/мюон зарегистрировать не удаётся;
  - (в)  $W$ -бозон распадается на тау-лептон и нейтрино, затем тау-лептон распадается по адронному каналу. В результате образуются дополнительные 2 адронные струи;
- 3)  $\gamma$ +jet, когда потерянный поперечный импульс возникает вследствие неверно измеренной энергии струи и от нейтрино при распаде  $t$ -кварка из струй;
- 4) Фоны, связанные с неверной идентификацией электрона как фотона:
  - (а)  $W$ , распадающийся на  $e\nu$ ;
  - (б)  $t$ -кварк, распадающийся на  $Wb$ , а  $W$  в свою очередь распадается на  $e\nu$ ;
  - (в)  $t\bar{t}$ -событий, в которых  $t$ -кварк (и антикварк) распадаются по описанному в предыдущем пункте каналу;
- 5)  $t\bar{t}\gamma$ -события, оба  $t$  распадается на  $Wb$ , после чего  $W$  (один или оба) распадается по лептонному каналу, электрон или мюон не регистрируются;
- 6)  $Z$ +jets, когда  $Z$  распадается по нейтринному каналу, а одна адронная струя неверно регистрируется как фотон;
- 7)  $Z\gamma$ , когда  $Z$  распадается по лептонному каналу, а затем электрон или мюон не идентифицируются или тау-лептон распадается по адронному каналу.

Для сигнального процесса и каждого из данных фоновых процессов

количества событий, соответствующие интегральной светимости  $139 \text{ фб}^{-1}$ , и их статистические и систематические погрешности для каждого региона поиска аномальных вершин были взяты из [28].

### 4.2.3. ПОЛУЧЕНИЕ ОЖИДАЕМЫХ ПРЕДЕЛОВ

Для получения ожидаемых пределов вместо реальных данных используется сумма ожидаемых фоновых и сигнальных событий в сигнальном регионе. Базируясь на формуле 4.5 ясно, что количество сигнальных событий аналогичным образом раскладывается на 3 слагаемых:

$$N_{\text{sig}} = w_0 + f^2 w_1 + 2f w_2. \quad (4.7)$$

Возникающие при этом величины  $w$  называются сигнальными весами. Первые пределы были получены с помощью программы TGClm. В таблице 4.1 представлены полученные пределы для коэффициентов  $f_{T0}$  и  $f_{M0}$  для трех различных ограничений по  $p_T^\gamma$  снизу.

Таблица 4.1 — Полученные ожидаемые пределы на  $f_{T0}$  и  $f_{M0}$  для некоторых регионов.

Порог $p_T^\gamma$	150	500	600
$f_{T0}$	(-0.64; 0.59)	(-0.25; 0.22)	(-0.22; 0.20)
$f_{M0}$	(-18,7; 19.3)	(-7.6; 7.6)	(-6.93; 6.93)

# 5. НАРУШЕНИЕ УНИТАРНОСТИ

## 5.1. УНИТАРНОСТЬ $S$ -МАТРИЦЫ

В квантовой теории  $S$ -матрицей называется перекрытие начального и конечного асимптотических состояний [13]. Суммарная вероятность всех возможных переходов между этими состояниями должна быть равна единице. Отсюда следует условие унитарности  $S$ -матрицы:

$$SS^+ = 1. \quad (5.1)$$

Одним из важных следствий этого условия является оптическая теорема.

При использовании эффективной теории поля (или других теорий с размерной константой связи) унитарность  $S$ -матрицы нарушается [17]. Это проявляется в неограниченном росте сечения процессов, содержащих только вершину, на которую влияет физика за рамками СМ, с ростом  $s$ -инварианта этого процесса. В данном исследовании таким процессом является рассеяние векторных бозонов с бозонами  $Z$  и  $\gamma$  в конечном состоянии. Диаграмма такого процесса представлена на рисунке 5.1.

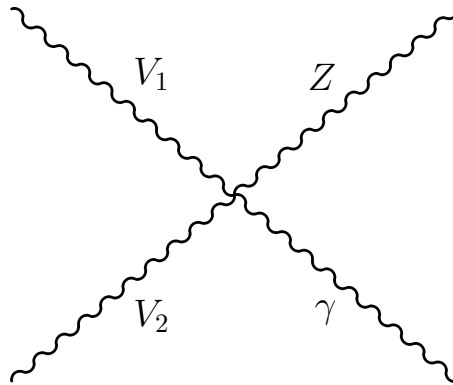


Рисунок 5.1 — Диаграмма Фейнмана процесса рассеяния векторных бозонов с бозонами  $Z$  и  $\gamma$  в конечном состоянии. Бозонами  $V_1$  и  $V_2$  могут быть любые из  $W^\pm$ ,  $Z$ ,  $\gamma$  с условием сохранения заряда в вершине.



## 5.2. КЛИППИНГ

В полученных в разделе 4.2.3 пределах не учтено нарушение унитарности  $S$ -матрицы, поэтому они называются неунитаризованными. Полученные таким образом пределы являются нефизическими. Существуют несколько способов унитаризации пределов [29]. Рекомендуемым методом является клиппинг.

Обозначим за  $\hat{s}$   $s$ -инвариант для процесса рассеяния векторных бозонов (чтобы не путать с  $s$ -инвариантом для протон-протонных столкновений в течение второго сеанса работы БАК:  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ). Основной идеей клиппинга является выключение вклада новой физики при

$$\sqrt{\hat{s}} > E_{\text{clip}}. \quad (5.2)$$

Энергия  $E_{\text{clip}}$  называется энергией клиппинга. Для представления результатов выбираются несколько (4-5) значений  $E_{\text{clip}}$ , для каждого из которых находятся пределы. В данном исследовании  $s$ -инвариант процесса рассеяния векторных бозонов сводится к инвариантной массе  $Z$ -бозона с фотоном:

$$\sqrt{\hat{s}} = m_{Z\gamma}. \quad (5.3)$$

Таким образом, условие 5.2 сводится к условию

$$m_{Z\gamma} > E_{\text{clip}}. \quad (5.4)$$

## 5.3. УНИТАРИЗАЦИЯ ПРЕДЕЛОВ НА $f_{T0}$

Унитаризацию пределов необходимо производить на финальной стадии работы. Для проверки и изучения работы метода была произведена унитаризация полученных в разделе 4.2.3 пределов на коэффициент  $f_{T0}$  для двух вариантов региона поиска аномальных вершин:  $p_T^\gamma > 150$  ГэВ и  $p_T^\gamma > 600$  ГэВ.

Под выключением вклада новой физики понимается отбрасывание всех событий, связанных с новой физикой, удовлетворяющих условию 5.4. Таким образом, это условие влияет на интерференционный и квадратич-

ный члены, т.е. на сигнальные веса  $w_1$  и  $w_2$ . На рисунке 5.2 представлены распределения по инвариантой массе  $Z$ -бозона с фотоном  $m_{Z\gamma}$  для данных членов.

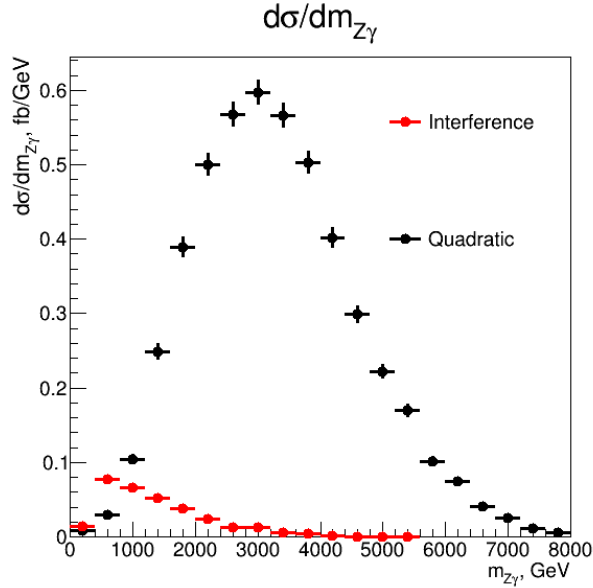


Рисунок 5.2 — Распределения по инвариантой массе  $Z$ -бозона с фотоном  $m_{Z\gamma}$  для интерференционного и квадратичного членов,  $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$ .

Этот рисунок позволяет наглядно увидеть, сколько событий будет отброшено при той или иной энергии клиппинга. Очевидно, что при  $E_{\text{clip}} = \infty$  получатся обычные неунитаризованные пределы, а при  $E_{\text{clip}} = \infty$  сигнальные веса  $w_1$  и  $w_2$  обращаются в нуль и получение пределов становится невозможным. Для представления результатов были выбраны следующие значения энергии клиппинга: 1 ТэВ, 2 ТэВ, 4 ТэВ, 6 ТэВ, 8 ТэВ. На рисунке 5.3 представлены распределения по поперечному импульсу фотона для интерференционного и квадратичного членов для каждого значения энергии клиппинга. Затем по методике, изложенной в разделе 4.2.3, были получены сигнальные веса для всех значений энергии клиппинга и соответствующие пределы на  $f_{T0}$ . Полученные результаты приведены в таблице 5.1.

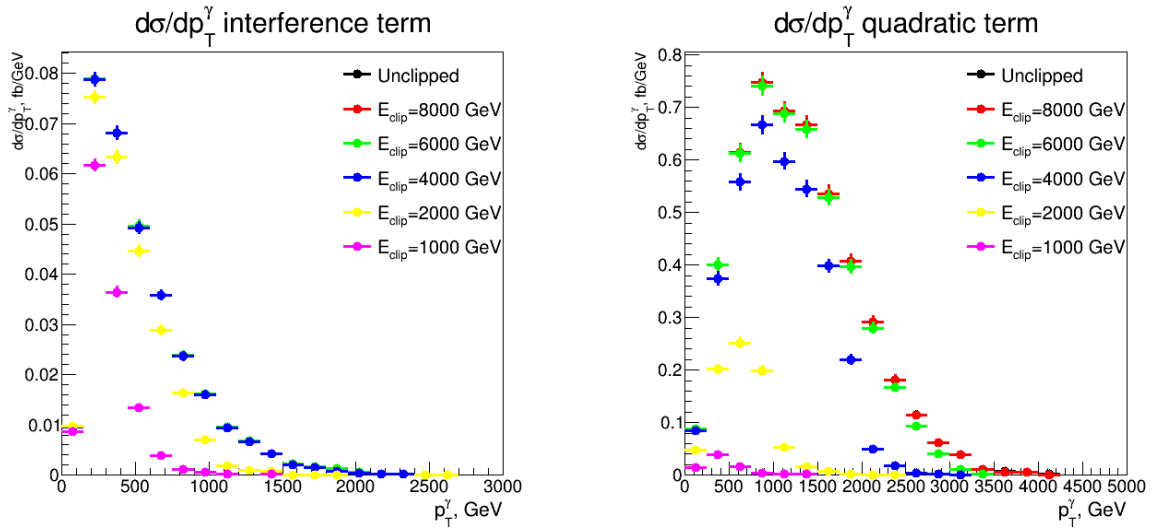


Рисунок 5.3 — Распределения по поперечному импульсу фотона  $p_T^\gamma$  для разных значений энергии клиппинга: интерференционный член (слева) и квадратичный член (справа),  $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$ .

Таблица 5.1 — Унитаризованные с помощью клиппинга пределы на  $f_{T0}$  для двух регионов поиска аномальных вершин:  $p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$  и  $p_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$ .

$E_{\text{clip}}, \text{ ГэВ}$	$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$			$p_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$		
	$w_1$	$w_2$	$f_{T0}$	$w_1$	$w_2$	$f_{T0}$
$\infty$	148.9	3.30	(-0.636; 0.593)	158.0	1.50	(-0.220; 0.202)
8000	148.6	3.30	(-0.639; 0.588)	158.0	1.50	(-0.220; 0.202)
6000	144.0	3.30	(-0.643; 0.599)	151.9	1.50	(-0.225; 0.204)
4000	107.2	3.28	(-0.754; 0.692)	108.5	1.47	(-0.268; 0.239)
2000	23.7	2.64	(-1.65; 1.42)	16.3	0.816	(-0.708; 0.604)
1000	2.27	1.29	(-5.54; 4.43)	0.617	0.0848	(-3.53; 3.22)
0	0	0	—	0	0	—

## 6. ФИТИРОВАНИЕ

Заключительным этапом получения пределов является фитирование наблюдаемых данных с помощью результатов Монте-Карло генераций событий. При этом важно изучить статистические методы, с помощью которых осуществляется извлечение пределов (все они базируются на методе максимального правдоподобия), а также выбрать наиболее подходящий метод и соответствующую программу для фитирования.

### 6.1. МЕТОД ФЕЛЬДМАНА-КУЗИНС

Метод Фельдмана-Кузинс позволяет получать частотные пределы на интересующие параметры с помощью псевдоэкспериментов [30; 31]. На его основе работает программа TGClm, используемая для получения первых оценок ожидаемых пределов.

Для фитирования выбранный регион поиска аномальных вершин при необходимости разбивается на  $m$  непересекающихся бинов. В каждом бине с помощью Монте-Карло моделирования необходимо оценить ожидаемое количество фоновых событий и сигнальные веса, определенные в разделе 4.2.3. Ввиду неточности определения этих величин в каждом бине вводятся параметры  $\theta$  (nuisance parameters) — по одному для фоновых и сигнальных событий. Таким образом, получается вектор из  $2m$  параметров -  $\vec{\theta}$ . Для заполнения их ковариационной матрицы  $C$  необходимо оценить статистические и систематические погрешности сигнальных и фоновых событий в каждом бине, а также учесть корреляцию систематических погрешностей. Таким образом, ожидаемое количество событий в  $i$ -м бине

$$N^i(f, \vec{\theta}) = N_{\text{sig}}^i(f) (1 + \theta_i) + N_{\text{bkg}}^i (1 + \theta_{i+m}). \quad (6.1)$$

С учетом разложения количества сигнальных событий на сигнальные веса

$$N_{\text{sig}}^i(f) = w_0^i + f^2 w_1^i + 2f w_2^i \quad (6.2)$$

формула 6.1 принимает вид

$$N^i(f, \vec{\theta}) = (w_0^i + f^2 w_1^i + 2f w_2^i) (1 + \theta_i) + N_{\text{bkg}}^i (1 + \theta_{i+m}). \quad (6.3)$$

Ввиду того, что в каждую систематическую ошибку вносят вклад много факторов, можно считать вектор параметров  $\vec{\theta}$  распределенным по  $2m$ -мерному распределению Гаусса:

$$\vec{\theta} \sim \text{Gauss}(\vec{\theta}_0, C). \quad (6.4)$$

Здесь  $\vec{\theta}_0$  — центр рассеивания вектора параметра, значение которого различается в зависимости от типа фитируемых данных. Таким образом, функция правдоподобия для данных  $N_{\text{data}}^i$ , учитывающая пуассоновское распределение количества событий в каждом бине и нормальное распределение вектора  $\theta$ :

$$L(N_{\text{data}}^i, \vec{\theta}_0 | f, \vec{\theta}) = \prod_{i=1}^m \text{Poisson}(N_{\text{data}}^i | N^i(f, \vec{\theta})) \cdot \text{Gauss}(\vec{\theta} | \vec{\theta}_0, C), \quad (6.5)$$

где

$$\text{Poisson}(N_{\text{data}}^i | N^i(f, \vec{\theta})) = \frac{(N^i(f, \vec{\theta}))^{N_{\text{data}}^i}}{N_{\text{data}}^i!} \exp(-N^i(f, \vec{\theta})), \quad (6.6)$$

$$\text{Gauss}(\vec{\theta} | \vec{\theta}_0, C) = \frac{1}{(2\pi)^m \det C} \exp\left(-\frac{1}{2} (\vec{\theta} - \vec{\theta}_0)^T C^{-1} (\vec{\theta} - \vec{\theta}_0)\right). \quad (6.7)$$

Фитируемыми данными могут быть:

- 1) Наблюдаемые (или ожидаемые) данные  $N_{\text{obs}}^i$ . В таком случае центр рассеивания  $\vec{\theta}_0 = 0$ .
- 2) Псевдоданные  $N_{\text{ps}}^i$ , сгенерированные с помощью псевдоэкспериментов. В таком случае центр рассеяния вектора параметров генерируется для каждого псевдоэксперимента отдельно:  $\vec{\theta}_0 = \vec{\theta}_{\text{ps}}$ .

Для определения тестовой статистики необходимо определить также

отношение правдоподобия:

$$\lambda \left( N_{\text{data}}^i, \vec{\theta}_0 \mid f \right) = \frac{L \left( N_{\text{data}}^i, \vec{\theta}_0 \mid f, \hat{\vec{\theta}}(f) \right)}{L \left( N_{\text{data}}^i, \vec{\theta}_0 \mid \hat{f}, \hat{\vec{\theta}} \right)}. \quad (6.8)$$

В этой формуле в знаменателе функция правдоподобия максимизирована по коэффициенту и вектору параметров, а в числителе — по вектору параметров при фиксированном значении коэффициента. Обозначим значение  $\hat{\vec{\theta}}(f) = \vec{\theta}_{\text{best}}$  — оно потребуется при генерации псевдоэкспериментов. Тестовая статистика определяется как

$$\Lambda \left( N_{\text{data}}^i, \vec{\theta}_0 \mid f \right) = -2 \ln \lambda \left( N_{\text{data}}^i, \vec{\theta}_0 \mid f \right). \quad (6.9)$$

Псевдоэксперименты являются симуляцией проведения одного и того же исследования (анализа) разными научными группами независимо. В таком случае каждая группа получила бы разные ожидаемые количества событий и статистические и систематические погрешности. Таким образом, псевдоэксперименты — это генерация фитируемых данных  $N_{\text{ps}}^i(f)$  и центров рассеивания  $\vec{\theta}_{\text{ps}}(f)$ , распределенных следующим образом:

$$N_{\text{ps}}^i(f) \sim \text{Poisson} \left( N^i \left( f, \vec{\theta}_{\text{best}}(f) \right) \right), \quad (6.10)$$

$$\vec{\theta}_{\text{ps}}(f) \sim \text{Gauss} \left( \vec{\theta}_{\text{best}}(f), C \right). \quad (6.11)$$

После генерации псевдоэкспериментов можно посчитать p-value, которое по определению является долей псевдоэкспериментов с тестовой статистикой, большей, чем у данных (или с отношением правдоподобия, меньшим, чем у данных):

$$\text{p-value}(f) = \frac{N_{\text{pseudo}} \left( \Lambda \left( N_{\text{ps}}^i, \vec{\theta}_{\text{ps}} \mid f \right) > \Lambda \left( N_{\text{obs}}^i, 0 \mid f \right) \right)}{N_{\text{pseudo}}}. \quad (6.12)$$

Статистическая погрешность p-value:

$$\Delta_{\text{p-value}} = \sqrt{\frac{\text{p-value} (1 - \text{p-value})}{N_{\text{pseudo}}}} \quad (6.13)$$

Доверительной вероятности 0.95 соответствует значение p-value=0.05. Таким образом, задача нахождения пределов, соответствующих доверительной вероятности 0.95 сводится к поиску области значений коэффициента  $f$ , для которого p-value будет не ниже 0.05.

## 6.2. ТЕОРЕМА УИЛКСА

Ввиду необходимости генерировать псевдоэксперименты, метод Фельдмана-Кузинса является очень громоздким. Существует более простой метод, не требующий генерации псевдоэкспериментов. Однако данный метод является асимптотическим, т.е. менее точным. В основе подхода лежит теорема Уилкса [32], говорящая, что распределение  $\Lambda(N_{\text{obs}}^i, 0 | f)$  асимптотически сходится к распределению  $\chi^2$  с таким количеством степеней, сколько параметров необходимо оценить. Так как в данном случае оценивается 1 параметр — коэффициент  $f$  — сходимость осуществляется к распределению  $\chi_1^2$ .

С помощью этой теоремы и квантилей распределения хи-квадрат можно оценить пределы на коэффициенты. Например, для доверительной вероятности 0.95 квантиль распределения  $\chi_1^2$  равна 3.84. Таким образом, из уравнения

$$\Lambda(N_{\text{obs}}^i, 0 | f) = 3.84 \quad (6.14)$$

можно получить 2 корня, которые и будут являться пределами на  $f$ , соответствующими доверительной вероятности 0.95.

## 6.3. НАПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ПРЕДЕЛОВ

Для лучшего понимания описанных выше статистических методов и их проверки была написана программа, осуществляющая получение пределов по теореме Уилкса и методом Фельдмана-Кузинс. Основные этапы работы программы для метода Фельдмана-Кузинс:

- 1) Задание всех входных данных: сигнальных весов, фонов, статистических и систематических ошибок, фитируемых данных.
- 2) Подсчет ковариационной матрицы параметров  $\vec{\theta}$ .
- 3) Максимизация функции правдоподобия данных по всем переменным. Фиксация некоторого значения коэффициента  $f$ .
- 4) Генерация псевдоэкспериментов (небольшого количества: 100).
- 5) Максимизация функции правдоподобия данных и псевдоданных по параметрам, а также псевдоданных по параметрам и коэффициенту.
- 6) Нахождение p-value по формуле 6.12.
- 7) Пункты 3-6 повторяются для разных  $f$  в заданном заранее диапазоне его изменения. Таким образом строится график зависимости p-value( $f$ ). Примеры таких графиков представлены на рисунке 6.1.

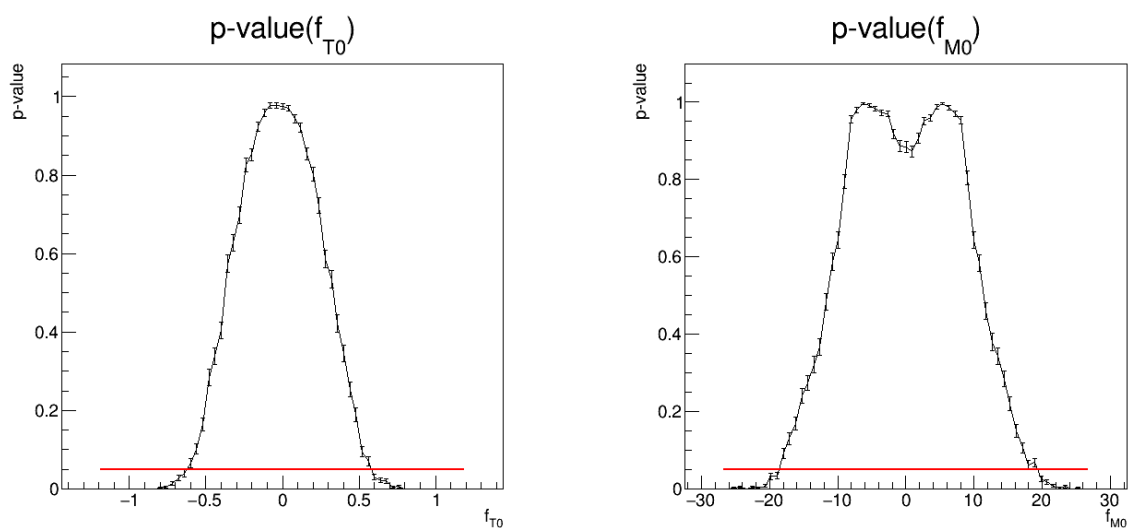


Рисунок 6.1 — График зависимости p-value от  $f_{T0}$  (слева) и от  $f_{M0}$  (справа). В обоих случаях получение пределов производится в регионе с  $p_T^\gamma > 150$  ГэВ.

- 8) Оцениваются точки пересечения графика с прямой p-value=0.05.



- 9) В малых окрестностях оцененных значений  $f$  в точках пересечения генерируются псевдоэксперименты (большее количество, чем в пункте 4, для точности: 10000).
- 10) Строятся графики зависимости p-value от  $f$  с помощью полученных в предыдущем пункте результатов. Производится линейное фитирование этих графиков. Примеры представлены на рисунке 6.2. Из результатов фитирования находятся искомые значения верхнего и нижнего пределов.

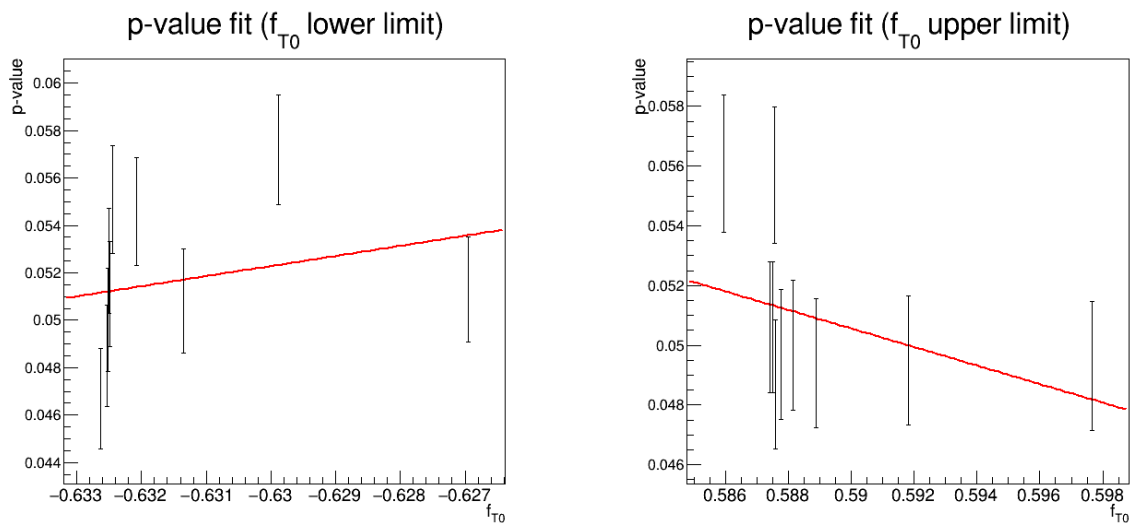


Рисунок 6.2 — Фитирование линейной зависимостью графика зависимости p-value от  $f_{T0}$  в малых окрестностях искомых значений. Слева — нижний предел, справа — верхний.

Для получения пределов по теореме Уилкса достаточно ограничиться первыми 3 пунктами списка, а затем сразу перейти к построению функции  $\Lambda(N_{\text{obs}}^i, 0 | f)$  и нахождению корней уравнения 6.14. Примеры графиков представлены на рисунке 6.3.

В таблице 6.1 представлены пределы на  $f_{T0}$  и  $f_{M0}$ , полученные с помощью данной программы и TGClm (для сравнения) для регионов  $p_T^\gamma > 150$  ГэВ и  $p_T^\gamma > 500$  ГэВ.

В полученных результатах хорошо видна согласованность результатов новой программы и TGClm. Написанная программа имеет ряд недостатков. Например, она работает только для 1 бина и 1 значения коэффициента. Кроме того, неподдерживаемые программы (к которым относится и TGClm) невозможно использовать для получения официальных результатов.

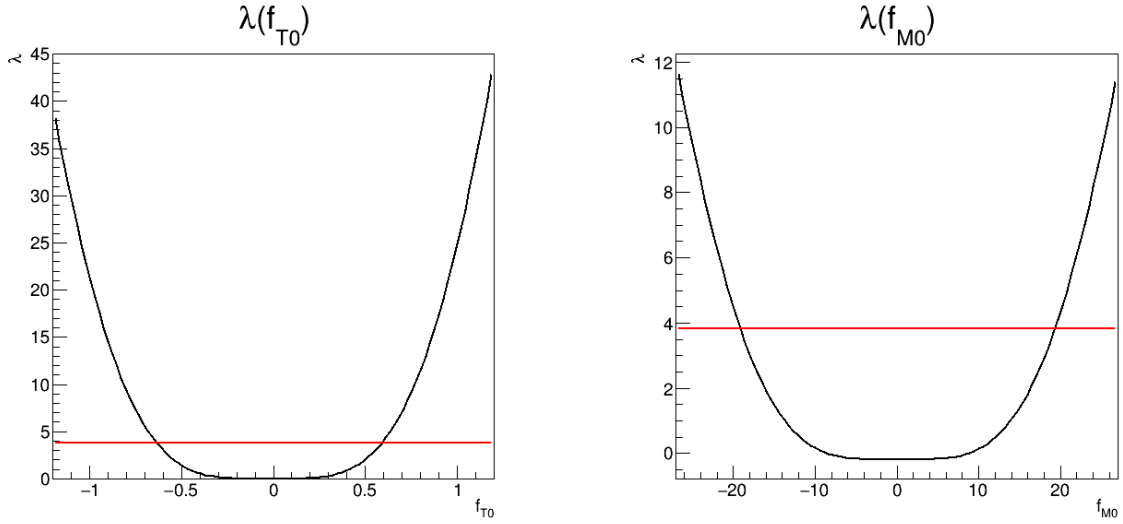


Рисунок 6.3 — График зависимости тестовой статистики  $\Lambda$  для данных от коэффициента  $f_{T0}$  (слева) и  $f_{M0}$  (справа).

Таблица 6.1 — Полученные пределы на  $f_{T0}$  и  $f_{M0}$  с помощью новой программы и TGClm.

Коэф.	$p_T^\gamma > 150$ ГэВ		$p_T^\gamma > 500$ ГэВ	
	Программа	TGClm	Программа	TGClm
Теорема Уилкса				
$f_{T0}$	(-0.636; 0.592)	(-0.635; 0.591)	(-0.244; 0.220)	(-0.244; 0.220)
$f_{M0}$	(-19.2; 19.3)	(-18.8; 19.0)	(-7.35; 7.76)	(-7.55; 7.56)
Метод Фельдмана-Кузинс				
$f_{T0}$	(-0.635; 0.592)	(-0.641; 0.595)	(-0.244; 0.220)	(-0.243; 0.220)
$f_{M0}$	(-18.7; 19.0)	(-18.85; 19.0)	(-7.83; 7.48)	(-7.61; 7.56)

## 6.4. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ TREXFITTER

Наиболее поддерживаемой и используемой программой для фитирования является TRExFitter [33]. Данная программа используется в основном для получения сечения процесса, в связи с чем возникают трудности при попытке извлечь пределы на коэффициента при операторах высших размерностей. Кроме того, в данной программе используется другой статистический метод —  $CL_s$ . Он близок к методу Фельдмана-Кузинс и тоже использует псевдоэксперименты. Считается, что данный метод даже качественнее [34].

Начальные данные для TRExFitter задаются в виде гистограмм. При считывании начальных данных он строит наглядную картинку, показыва-

ющую все входные данные (pre-fit). Кроме того, в ходе работы можно получить много различной информации: например, корреляционную матрицу систематик и коэффициента. Pre-fit и корреляционная матрица представлены на рисунке 6.4.

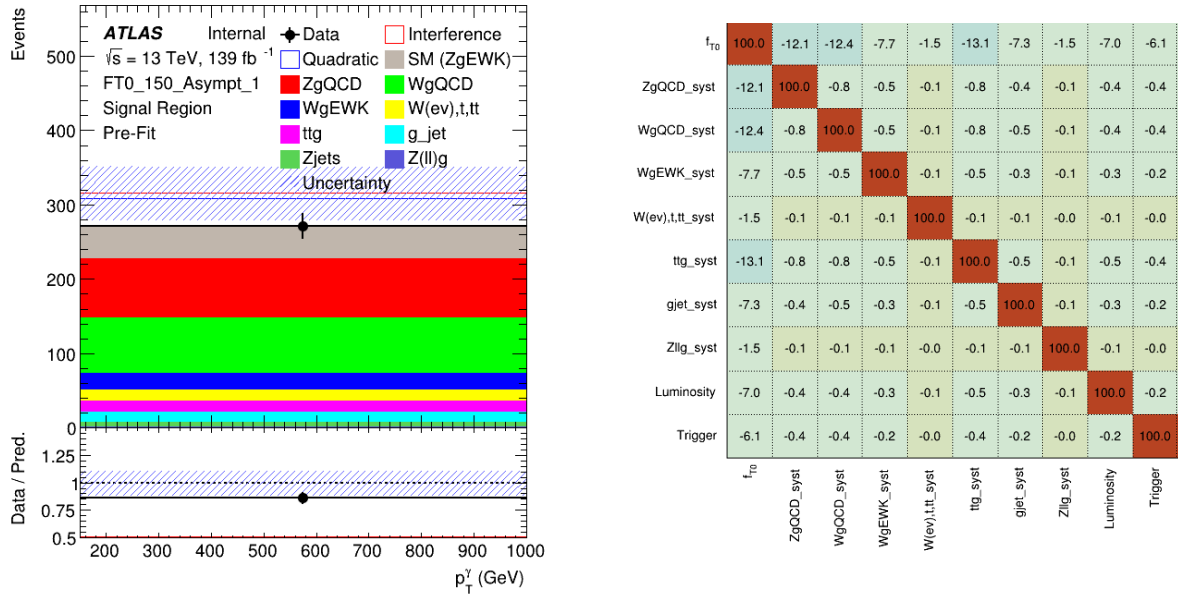


Рисунок 6.4 — Pre-fit гистограмма и корреляционная матрица систематик и коэффициента, полученные с помощью TReXFitter.

В настоящее время ведется изучение этой программы и метода  $CL_s$ .

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе изучались аномальные четверные бозонные вершины на примере процесса электрослабого рождения  $Z$ -бозона с фотоном. Аномальные вершины — проявления новой физики, не предсказываемые СМ — добавляются в теорию с помощью модельнонезависимого подхода эффективной теории поля, что позволяет осуществлять косвенный поиск новой физики. Поиск новой физики с помощью EFT заключается в получении значений констант связи данной теории — коэффициентов при операторах высшей размерности. В данном случае постановка точных значений коэффициентов невозможна ввиду большого количества фоновых процессов. Поэтому в данной работе рассматривается получение ограничений на значения коэффициентов при операторах высшей размерности. В аномальные четверные бозонные вершины наибольший вклад вносят операторы размерности 8. По этой причине для изучения были выбраны 7 операторов размерности 8. Исследованию было продолжено, используя полученные ранее результаты. Была рассмотрена проблема нарушения унитарности  $S$ -матрицы и способ ее решения с помощью клиппинга. Затем были подробно рассмотрены статистические методы и написана программа для получения пределов. Это позволило углубленно изучить и проверить статистические методы, используемые при постановке пределов. Для получения конечных пределов необходимо использовать поддерживаемую программу, в связи с чем в настоящее время проводится изучение программы `TRExFitter`. Базируясь на полученных ранее результатах, в рамках данного исследования можно получить точнейшие в мире пределы для некоторых операторов.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [и др.] // Phys. Lett. — 2012. — т. B716. — с. 1–29. — arXiv: [1207.7214 \[hep-ex\]](#).
2. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC / S. Chatrchyan [и др.] // Phys. Lett. B. — 2012. — т. 716. — с. 30–61. — arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
3. Observation of a New Boson with Mass Near 125 GeV in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV / S. Chatrchyan [и др.] // ЖЭП. — 2013. — т. 06. — с. 081. — arXiv: [1303.4571 \[hep-ex\]](#).
4. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Physics Letters. — 1964. — т. 12, № 2. — с. 132–133.
5. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и её расширения. — М. : Физматлит, 2007.
6. Review of Particle Physics / M. Tanabashi [и др.] // Phys. Rev. D. — 2018. — т. 98, № 3. — с. 030001.
7. *Evans L., Bryant P.* LHC Machine // Journal of Instrumentation. — 2008. — т. 3, № 08. — S08001–S08001.
8. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [и др.] // JINST. — 2008. — т. 3. — S08003.
9. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [и др.] // JINST. — 2008. — т. 3. — S08004.
10. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [и др.] // JINST. — 2008. — т. 3. — S08002.
11. The LHCb Detector at the LHC / J. Alves A. Augusto [и др.] // JINST. — 2008. — т. 3. — S08005.

12. *Гольданский В. И., Никитин Ю. П., Розенталь И. Л.* Кинематические методы в физике высоких энергий. — М. : Наука, 1987.
13. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. — Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2001.
14. *Емельянов В. М., Белоцкий К. М.* Лекции по основам электрослабой модели и новой физике. — М. : МИФИ, 2007.
15. *Хелзен Ф., Мартин А.* Кварки и лептоны: Введение в физику частиц. — М. : Мир, 1987.
16. *Éboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C.* Classifying the bosonic quartic couplings // *Phys. Rev.* — 2016. — т. D93, № 9. — с. 093013. — arXiv: [1604.03555 \[hep-ph\]](#).
17. *Degrande C.* A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions // *JHEP.* — 2014. — т. 02. — с. 101. — arXiv: [1308.6323 \[hep-ph\]](#).
18. *Li S.* Studies of  $Z\gamma$  electroweak production in association with a high-mass di-jet system in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector // 5th Large Hadron Collider Physics Conference (LHCP 2017) Shanghai, China, May 15-20, 2017. — 2017. — arXiv: [1709.00089 \[hep-ex\]](#).
19. A standard format for Les Houches Event Files / J. Alwall [и др.] // *Computer Physics Communications.* — 2007. — т. 176, № 4. — с. 300–304. — ISSN 0010-4655.
20. Generic User Process Interface for Event Generators / E. Boos [и др.]. — 2001. — arXiv: [hep-ph/0109068 \[hep-ph\]](#).
21. Release Note - VBFNLO 2.7.0 / J. Baglio [и др.]. — 2014. — arXiv: [1404.3940 \[hep-ph\]](#).
22. *Rauch M.* Vector-Boson Fusion and Vector-Boson Scattering. — 2016. — arXiv: [1610.08420 \[hep-ph\]](#).
23. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [и др.] // *JHEP.* — 2014. — т. 07. — с. 079. — arXiv: [1405.0301 \[hep-ph\]](#).

24. Studies of  $Z\gamma$  production in association with a high-mass dijet system in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud [и др.] // JHEP. — 2017. — т. 07. — с. 107. — arXiv: [1705.01966](https://arxiv.org/abs/1705.01966) [hep-ex].
25. Measurement of the cross section for electroweak production of a Z boson, a photon and two jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV and constraints on anomalous quartic couplings / A. M. Sirunyan [и др.]. — 2020. — arXiv: [2002.09902](https://arxiv.org/abs/2002.09902) [hep-ex].
26. ROOT. — <https://root.cern.ch>.
27. TGClm. — <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TGClmPackage>.
28. Measurement of the electroweak  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$  production cross section in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV with the ATLAS Detector : тех. отч. / E. Soldatov [и др.] ; CERN. — Geneva, 2019. — ATL-COM-PHYS-2019—1351.
29. Recommendations from the Anomalous Gauge Coupling Taskforce : тех. отч. / B. E. Lindquist [и др.] ; CERN. — Geneva, 2017. — ATL-COM-PHYS-2017—433.
30. *Feldman G. J., Cousins R. D.* Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Physical Review D. — 1998. — т. 57, № 7. — с. 3873—3889. — ISSN 1089-4918.
31. *Karbach T. M.* Feldman-Cousins Confidence Levels - Toy MC Method. — 2011. — arXiv: [1109.0714](https://arxiv.org/abs/1109.0714) [physics.data-an].
32. *Wilks S.* The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses // Annals Math. Statist. — 1938. — т. 9, № 1. — с. 60—62.
33. TRExFitter. — <https://gitlab.cern.ch/TRExStats/TRExFitter>.
34. *Gross E.* LHC Statistics for Pedestrians. — 2008.