

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 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ 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

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН НА ОСНОВЕ
ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА
С ФОТОНОМ**

Студент	_____ А. Е. Семушин
Научный руководитель, к.ф.-м.н., доц.	_____ Е. Ю. Солдатов
Рецензент, инженер ИТЭФ НИЦ КИ	_____ Е. Н. Рамакоти
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

РЕФЕРАТ

Отчет 76 с., 15 табл., 30 источн.

Ключевые слова

Аномальные четверные бозонные вершины, эффективная теория поля, операторы высших размерностей

Цель работы

Разработка методики и постановка ожидаемых пределов на коэффициенты при 7 выбранных операторах размерности 8, которые вводятся в теорию с помощью эффективной теории поля и добавляют в теорию четверные аномальные бозонные вершины, на примере процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном в pp -столкновениях в эксперименте ATLAS.

Использованные методы и инструментарий

1. Моделирование процессов в Монте-Карло генераторах событий VBFNLO и MadGraph5
2. Обработка данных с помощью пакета ROOT
3. Постановка ожидаемых пределов на значения коэффициентов при операторах высших размерностей с помощью пакета TGClm

Полученные результаты

Разработаны и проверены методы перевзвешивания распределений, по результатам чего был выбран 1 наиболее подходящий метод, для которого были рассмотрены методы уменьшения погрешности перевзвешивания и способы решения проблемы недосчитанных событий. С помощью полученного метода были поставлены ожидаемые пределы на коэффициенты при 7 изучаемых операторах размерности 8, к которым процесс электрослабого рождения Z -бозона с фотоном наиболее чувствителен. Полученные пределы являются более точными, чем поставленные ранее при изучении того же процесса.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	6
1 Экспериментальная установка	10
1.1 Большой адронный коллайдер	10
1.1.1 Поперечное сечение процесса и светимость коллайдера	11
1.1.2 Краткая информация о пучках протонов и основных экспериментах	12
1.1.3 Сеансы набора данных и будущее БАК	13
1.2 Система координат и некоторые кинематические переменные	15
1.2.1 Система координат и преобразования Лоренца	15
1.2.2 Поперечный импульс и идентификация нейтрино	16
1.2.3 Другие используемые кинематические переменные	17
1.3 Детектор ATLAS	18
1.3.1 Внутренний детектор и центральный магнит	18
1.3.2 Калориметры	20
1.3.3 Мюонный спектрометр и тороидальные магниты	21
1.3.4 Триггеры и отбор данных	21
2 Основные теоретические сведения	23
2.1 Стандартная Модель	23
2.1.1 Основные положения и свойства неабелевых калибровочных теорий	23
2.1.2 Основные положения электрослабой теории	25
2.2 Протон-протонные столкновения	28
2.3 Эффективная теория поля	29
3 Используемое программное обеспечение	31
3.1 Монте-Карло моделирование	31
3.1.1 Монте-Карло генераторы	31
3.1.2 Уровни Монте-Карло генераций событий	31

3.1.3	Les Houches Accords	32
3.1.4	Генератор VBFNLO	32
3.1.5	Генератор MadGraph	33
3.1.6	EFT в генераторах VBFNLO и MadGraph	33
3.2	Обработка Монте-Карло данных	35
3.3	Анализ данных	35
4	Теоретическое моделирование и постановка цели	36
4.1	Работа с VBFNLO и проблема перевзвешивания	36
4.1.1	Получение и анализ распределений, цель работы	36
4.1.2	Проблема перевзвешивания	42
4.2	Способы перевзвешивания	43
4.2.1	Разложение амплитуды, сечения и дифференциально- го сечения	43
4.2.2	Метод перевзвешивания 1 (метод декомпозиции)	44
4.2.3	Метод перевзвешивания 2	46
4.2.4	Переход к MadGraph и проблема недосчитанных со- бытий	47
4.2.5	Резюме: плюсы и минусы методов, погрешность пере- взвешивания	48
5	Выбор метода перевзвешивания	49
5.1	Описание методов решения проблемы недосчитанных событий	49
5.1.1	Ограничения на фазовое пространство	49
5.1.2	Рассмотрение близкого процесса	50
5.1.3	Уменьшение значений коэффициентов при генерациях	51
5.2	Рассмотрение методов на примере близкого к изучаемому процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	51
5.2.1	Вероятность распада и значения коэффициента	52
5.2.2	Проверка метода декомпозиции	52
5.2.3	Проверка метода 2 и его сравнение с методом деком- позиции	53
5.2.4	Окончательный выбор метода перевзвешивания	55
5.3	Способы уменьшения погрешности перевзвешивания	56
5.3.1	MadSpin	56

5.3.2	Ограничение фазового пространства	57
5.3.3	Уменьшение значений коэффициентов	58
5.4	Неопределённость брэнчинга p и окончательный выбор метода решения проблемы недосчитанных событий	58
5.4.1	Неопределённость брэнчинга p	58
5.4.2	Уменьшения значений коэффициентов как метод решения проблемы недосчитанных событий	59
5.5	Резюме: выбранные методы и дальнейшие действия	60
6	Получение ожидаемых пределов на значения коэффициентов	62
6.1	Генерация контрольных наборов	62
6.2	Основные фоны, систематические ошибки и данные Азимова	64
6.2.1	Регионы поиска аномальных вершин	64
6.2.2	Основные фоновые процессы	65
6.2.3	Систематические ошибки и данные Азимова	68
6.3	Получение пределов	68
6.3.1	Симуляция уровня реконструкции в контрольных наборах	68
6.3.2	Работа с TGClm	71
	Заключение	72
	Список использованных источников	74

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 γ 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 μ хорошо идентифицируются, с тау-лептоном τ сложнее: 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 ν 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 потерянному поперечному импульсу.

В первом приближении (на партонном уровне) столкновение двух протонов сводится к взаимодействию двух кварков. Так как кварки — цветные частицы, а Z и γ — 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 γ 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 про-

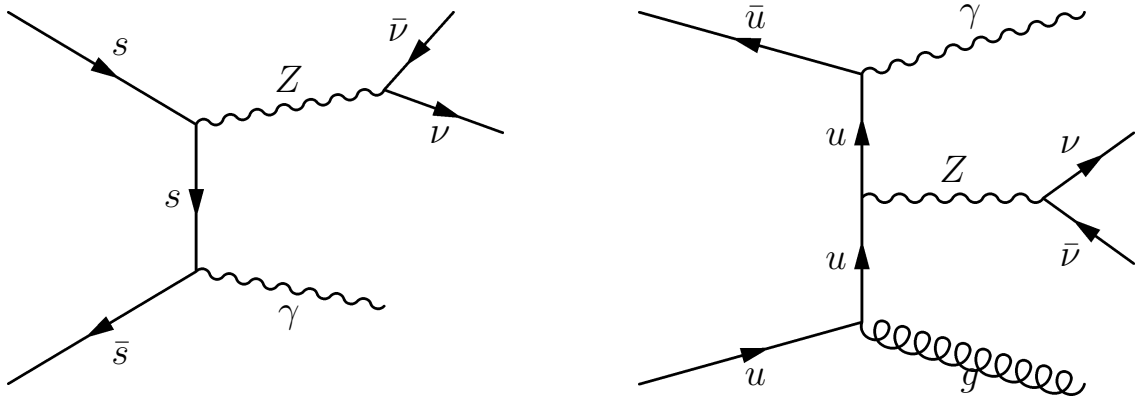


Рисунок 1 — Возможные диаграммы Фейнмана рождения Z -бозона с фотоном, сопровождающегося менее, чем двумя струями. Диаграмма слева не включает в себя струи, но возможна только если из одного протона в реакции на партонном уровне участвует кварк, а из другого протона — соответствующий антикварк, что происходит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

цесс $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$, 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 -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 γ в конечном состоянии.

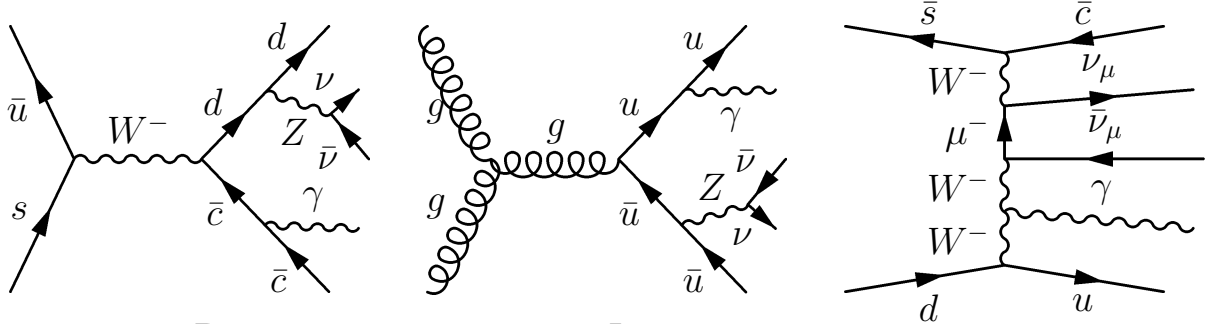


Рисунок 2 — Возможные диаграммы Фейнмана рассматриваемого процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$. Диаграмма слева — пример электрослабого рождения Z -бозона с фотоном, диаграмма по центру — пример КХД рождения Z -бозона с фотоном. Диаграмма справа — возможная диаграмма рассматриваемого процесса,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

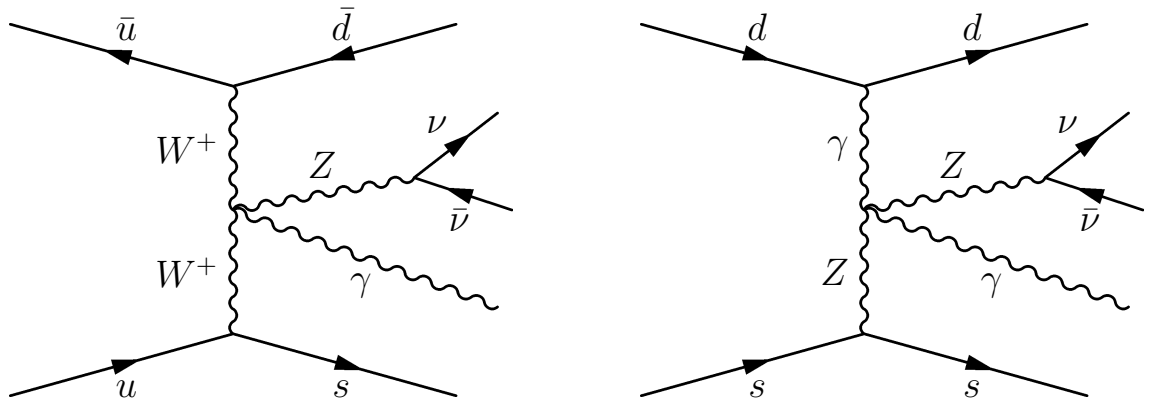


Рисунок 3 — Возможные диаграммы Фейнмана рассматриваемого процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$, включающие в себя рассеяние векторных бозонов с бозонами Z и γ в конечном состоянии. Диаграмма слева предсказывается СМ, диаграмма справа не предсказывается СМ — включает в себя аномальную четверную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

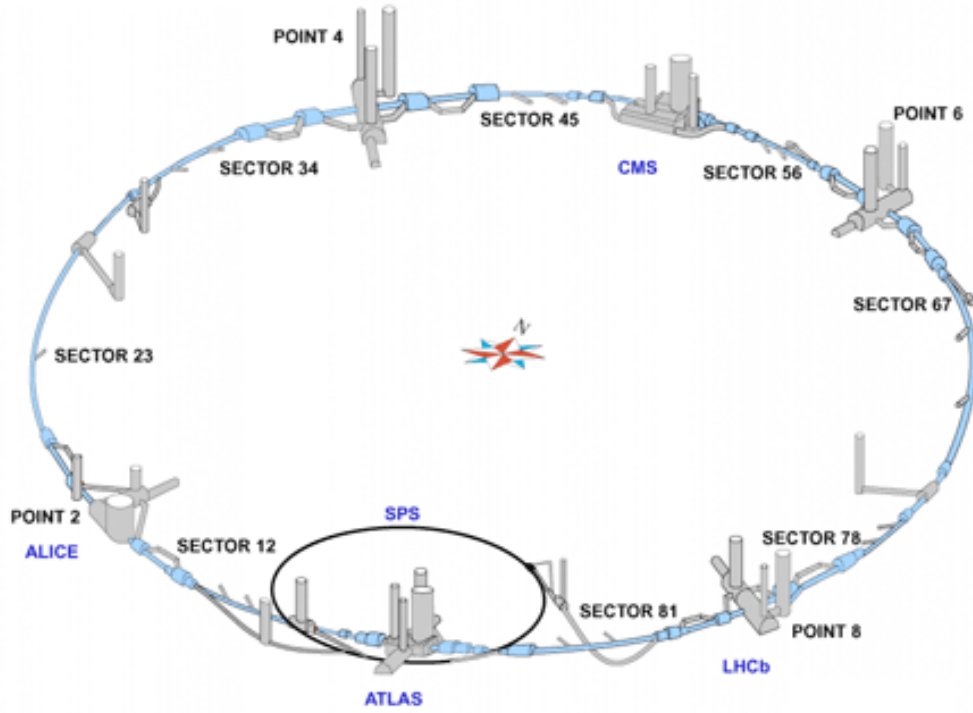


Рисунок 1.1 — Схема Большого адронного коллайдера с указанием основных экспериментов (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb) и одного из предускорителей — протонного суперсинхротрона (SPS).

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 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 σ 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 фб^{-1} и показывает, сколько раз N произойдет процесс с сечением σ 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 добываются с помощью ионизации газообразного водорода и сразу 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 энергию 7 ТэВ. 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 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 фб^{-1} . Данные с run 2 активно анализируются в настоящее время. Вероятно, третий сеанс набора данных будет проведен в 2021-2023 годах 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 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 θ отсчитывается от положительного направления оси z до направления радиус-вектора, а азимутальный угол ϕ 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^{miss} и p_y^{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 псевдобыстрот 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

η изменяется от 0 при $\theta = 90^\circ$ до ∞ 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,

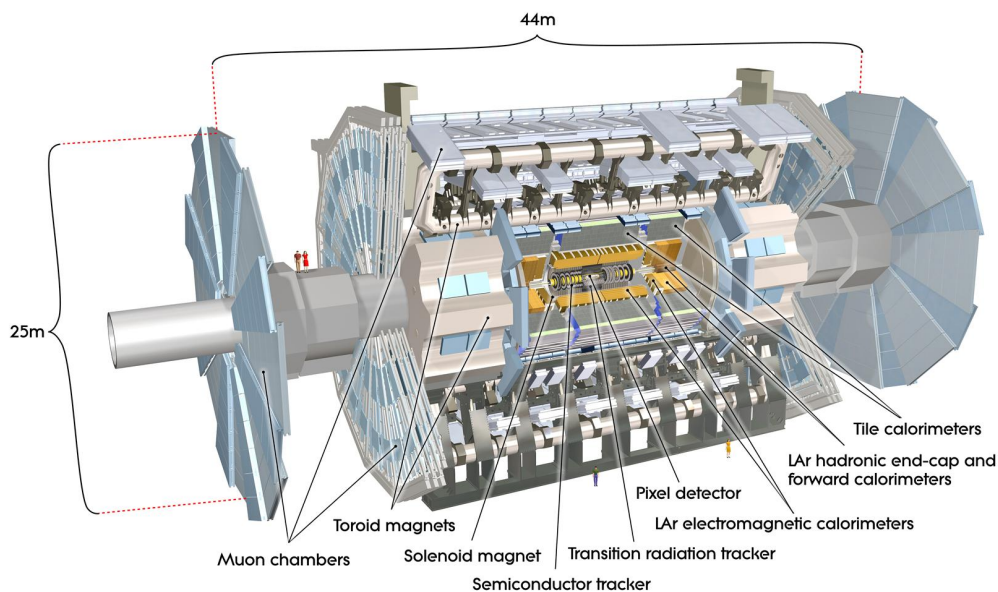


Рисунок 1.2 — Схема детектора ATLAS.

SCT) и трековый детектор переходного излучения (transit 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 м до 0.5 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, в разработку, обслуживание и модернизацию которого значительную долю вносит Россия. 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

взаимодействию (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 θ . 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 называемыми 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_μ^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 ϵ^{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_μ^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.

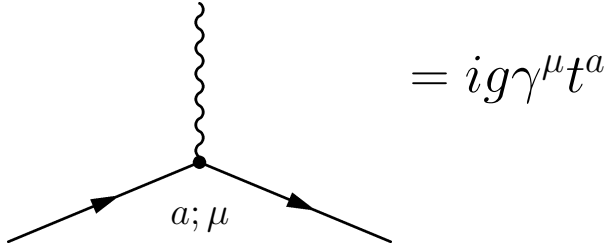


Рисунок 2.1 — Вершинный множитель для фермион-бозонной вершины в теории Янга-Миллса

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 σ^i — матрицы Паули, $i = 1, 2, 3$. Как следствие, возникают 3 калибровочных поля W_μ^i . У группы $U(1)$ 1 генератор

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

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_μ^i и B_μ :

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

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

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

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

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 θ_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 ν — 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 Φ с лагранжианом скалярного поля

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

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 CP-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 Λ — характерный энергетический масштаб новой физики (величина порядка 1 ТэВ или больше), \mathcal{O}_i^{n+4} — оператор размерности 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_μ^i и B_μ , 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 γ	WW $\gamma\gamma$	ZZZZ	ZZZ γ	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 исчезающем 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. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПОСТАНОВКА ЦЕЛИ

4.1. РАБОТА С VBFNLO И ПРОБЛЕМА ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

4.1.1. ПОЛУЧЕНИЕ И АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ, ЦЕЛЬ РАБОТЫ

Изучение аномальных вершин на примере процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ было начато с получения различных теоретических распределений в целях выявления эффектов новой физики, проявляющихся при использовании эффективной теории поля. Для Монте-Карло моделирования процесса на данном этапе работы был выбран генератор VBFNLO. С помощью этого Монте-Карло генератора можно генерировать лишь определённые в руководстве процессы. Поэтому генерировался процесс $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu_e\bar{\nu}_e$, который наиболее приближен к рассматриваемому процессу $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$. Генерации проводились на LO уровне с использованием следующих отборов:

$$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}; \quad (4.1)$$

$$p_T^{\text{miss}} > 120 \text{ ГэВ}. \quad (4.2)$$

LO уровень (ведущий порядок теории возмущений) используется здесь и далее в этой работе во всех генерациях, так как высокая точность при разработке методики не требуется. По той же причине выбор фазового пространства (отборов) не принципиален, но данные отборы позволяют свести к минимуму некоторые фоны в реальных экспериментальных данных. При

генерациях поочерёдно занулялись все коэффициенты при операторах размерности 8, кроме одного, значения которого варьировалось от 0 (СМ) до значения из таблицы 3.?.

Полученные распределения по поперечному импульсу фотона p_T , потерянному поперечному импульсу p_T^{miss} , инвариантной массе двух струй с наибольшими энергиями m_{jj} и разности псевдобыстрот двух струй с наибольшими энергиями $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ представлены на рисунках 4.1-4.8. На рисунке 4.1 показаны распределения для каждого оператора с максимальным значением коэффициента перед ним (из таблицы 3.?), а на каждом из рисунков 4.2-4.8 показаны распределения для фиксированных операторов с разными значениями коэффициентов перед ними. Кроме того, на каждой картинке показано распределение для случая СМ.

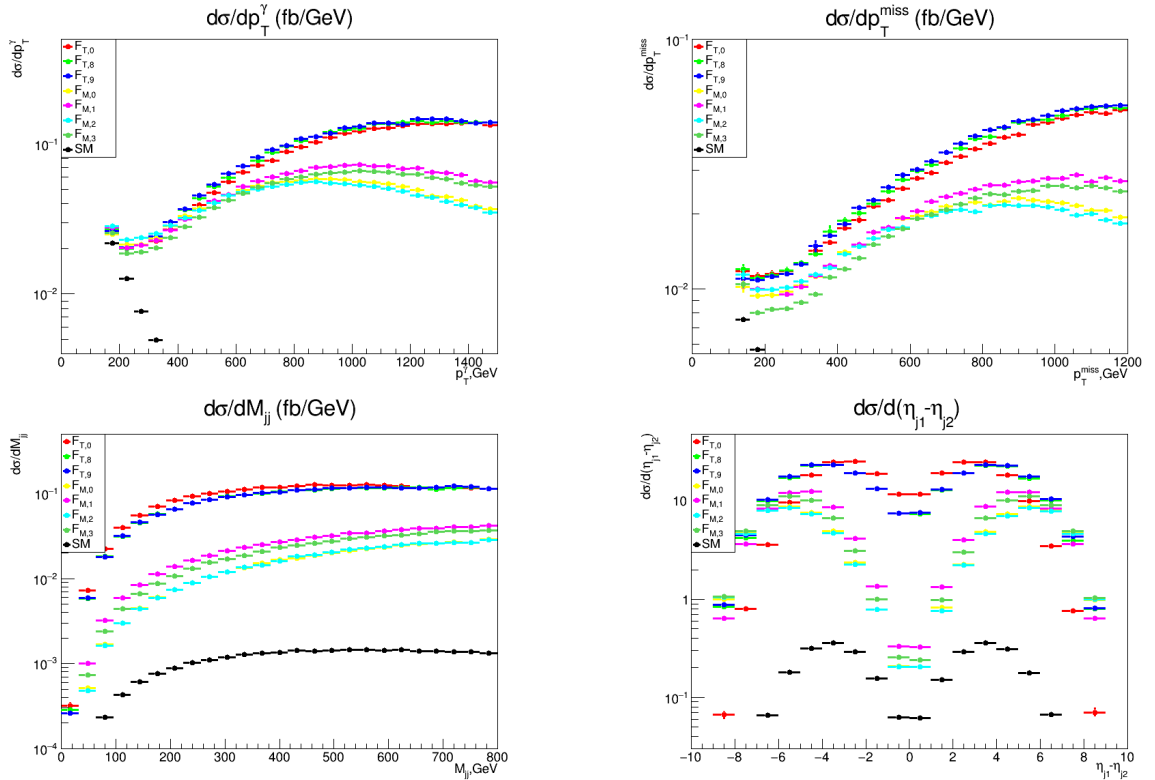


Рисунок 4.1 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для каждого оператора с максимальным значением коэффициента перед ним (из таблицы 3.?).

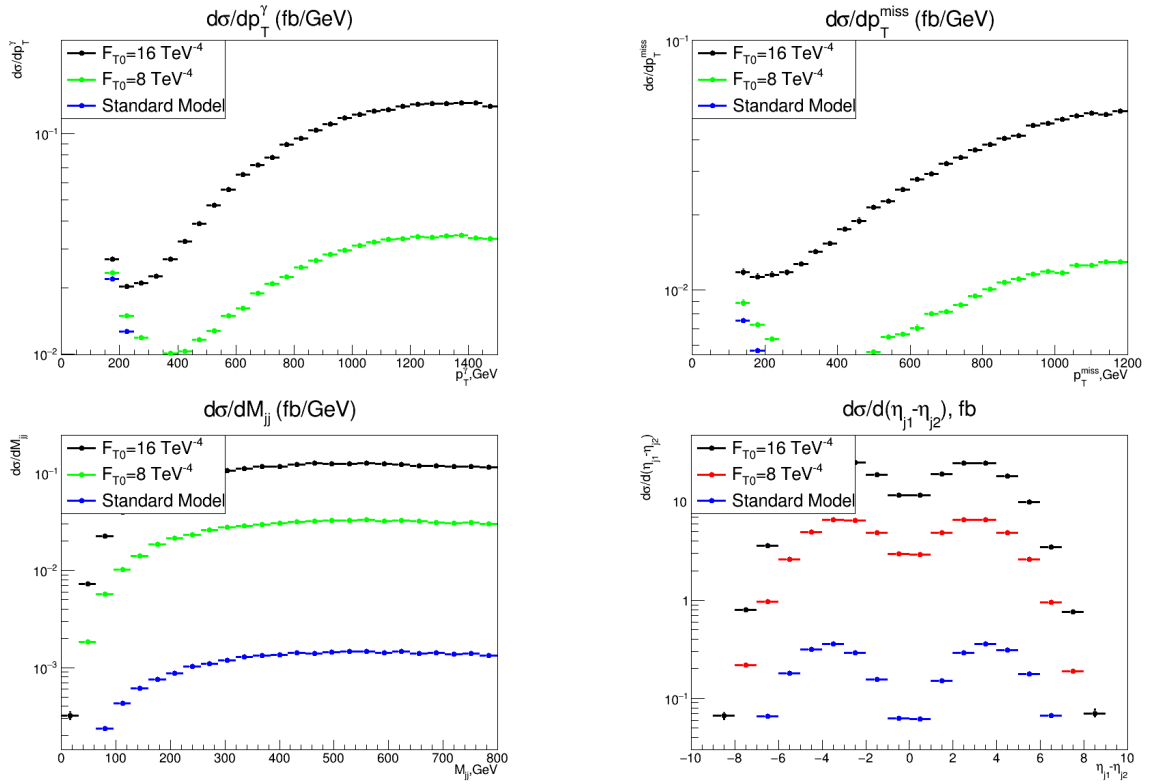


Рисунок 4.2 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{T0} .

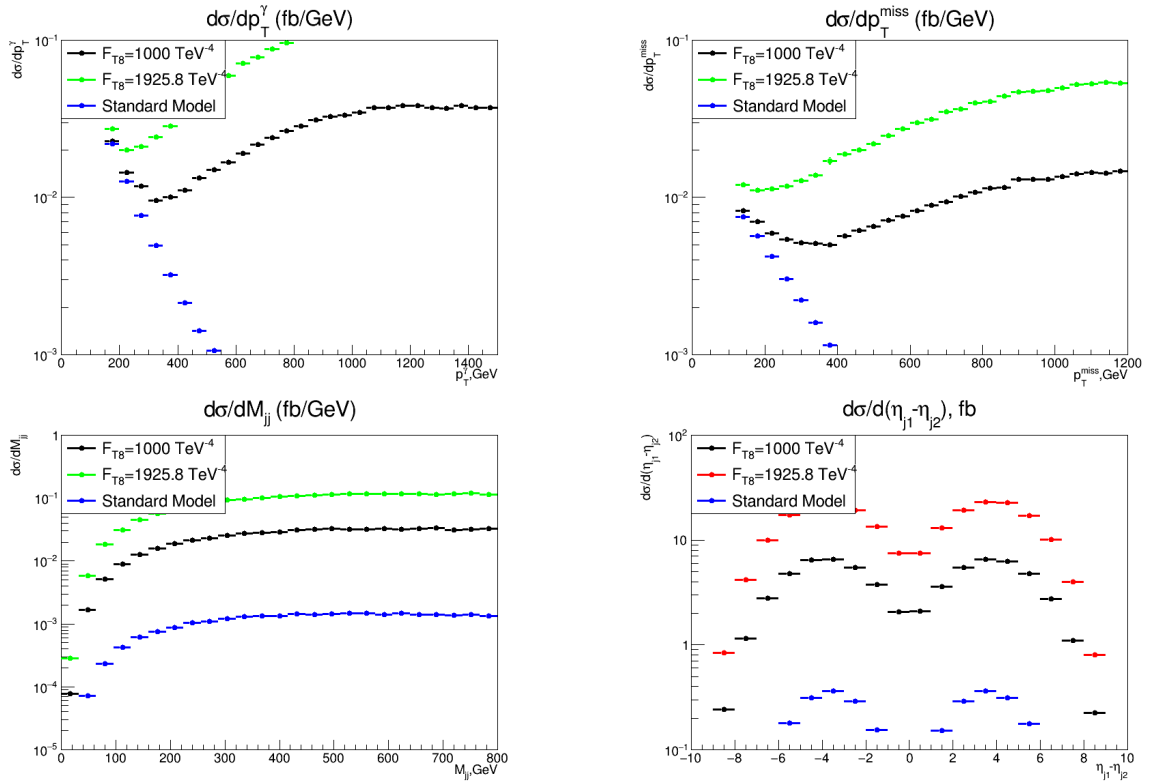


Рисунок 4.3 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{T8} .

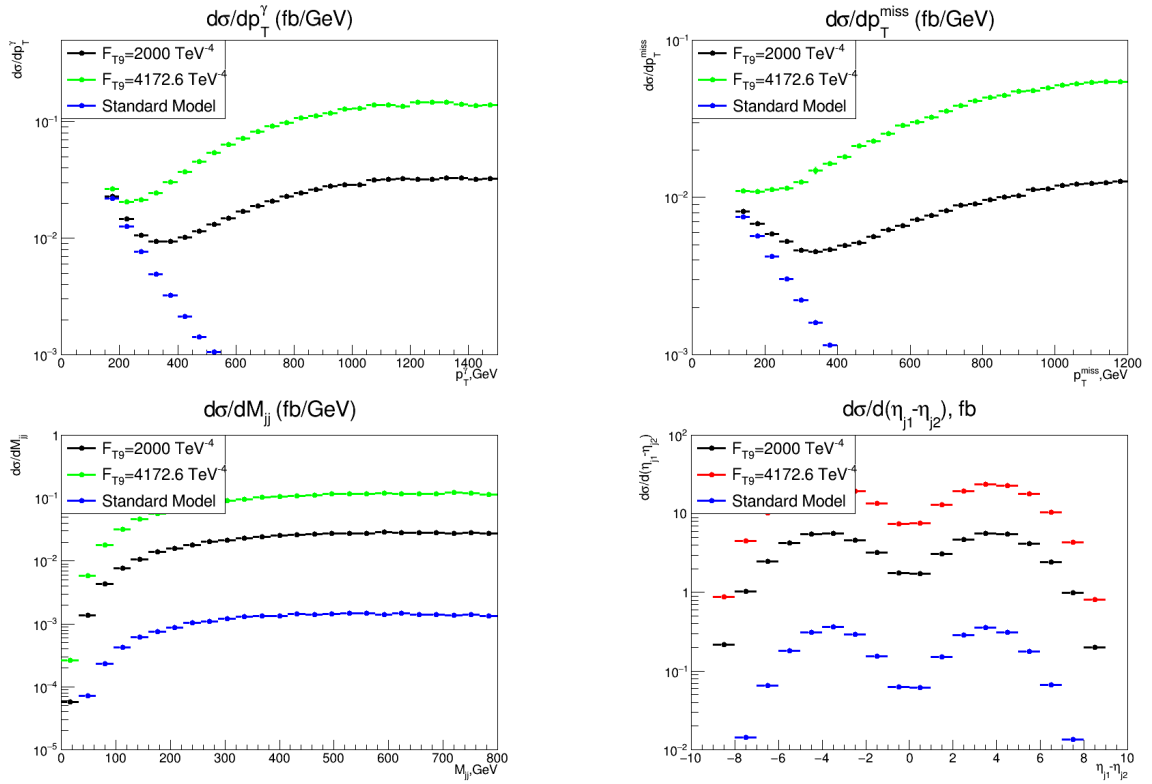


Рисунок 4.4 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{T9} .

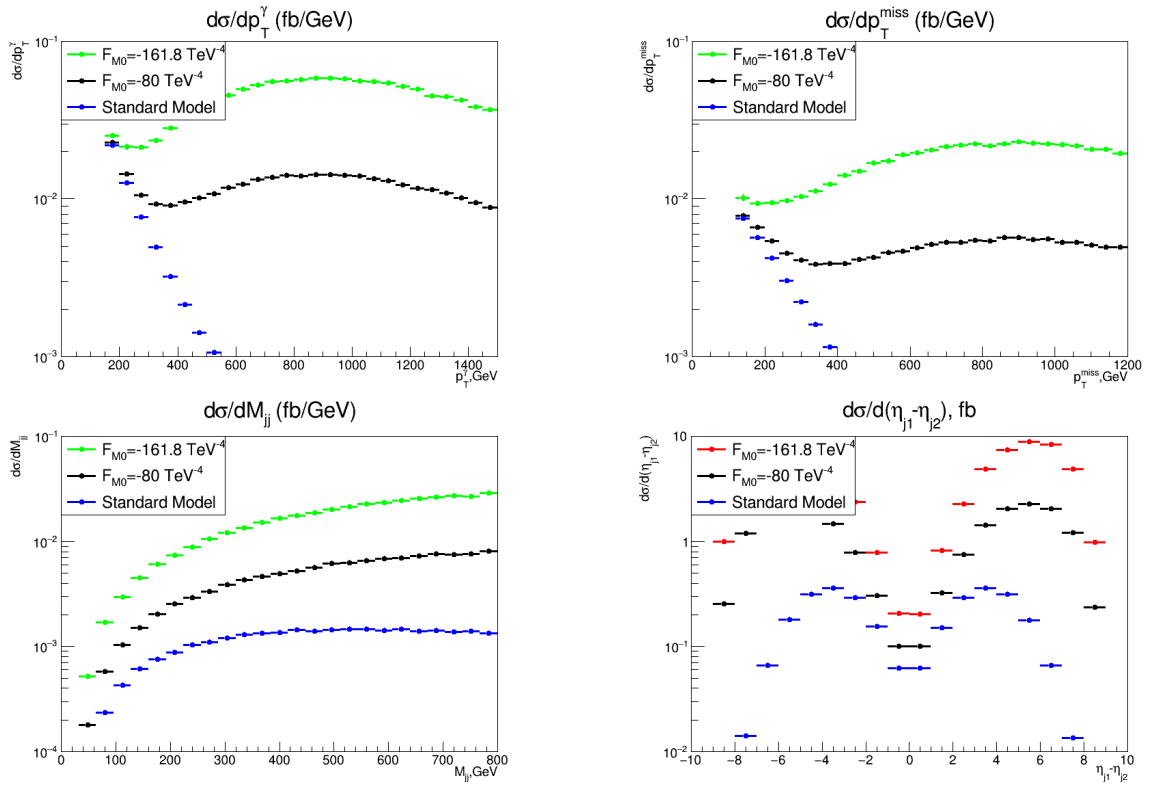


Рисунок 4.5 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{M0} .

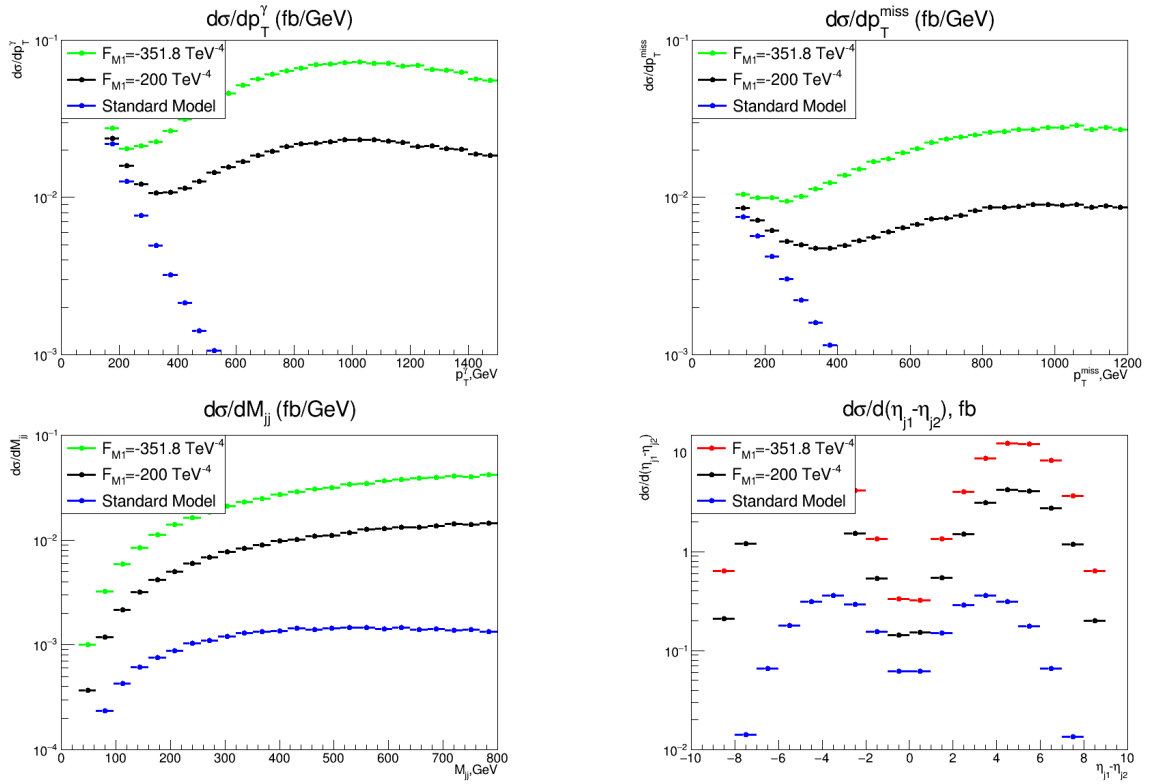


Рисунок 4.6 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{M_1} .

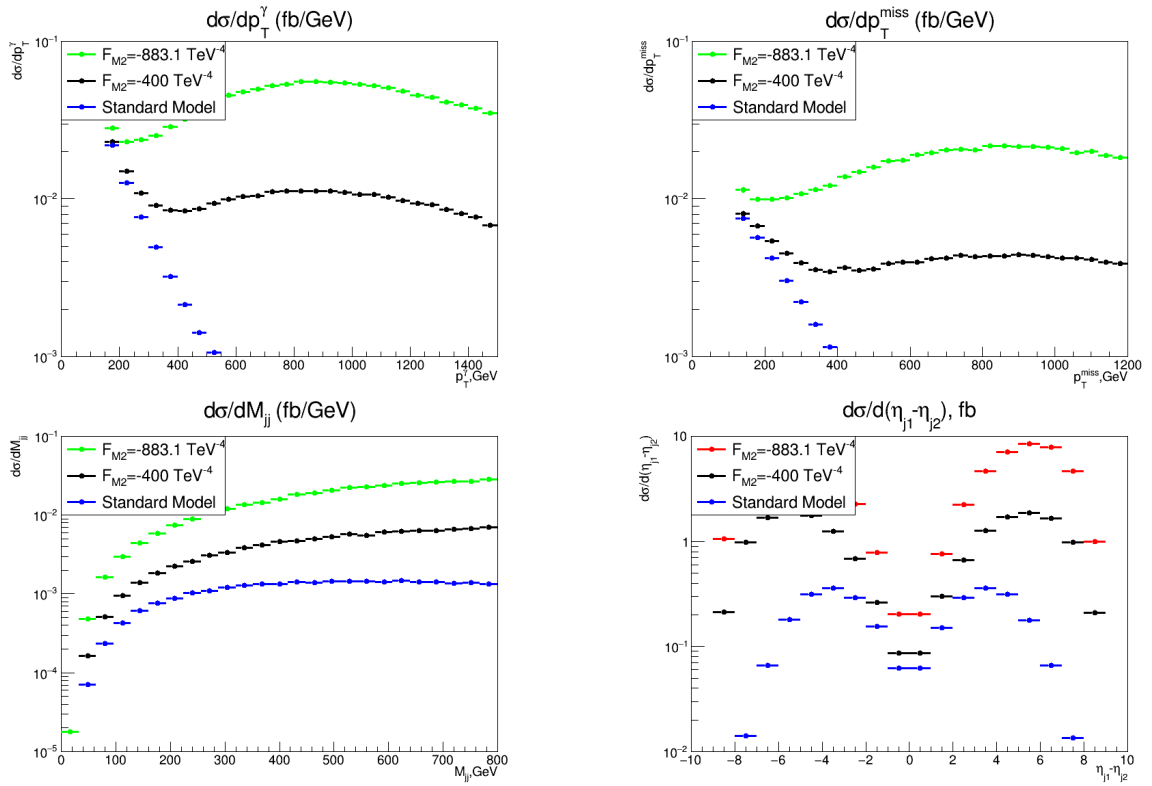


Рисунок 4.7 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{M_2} .

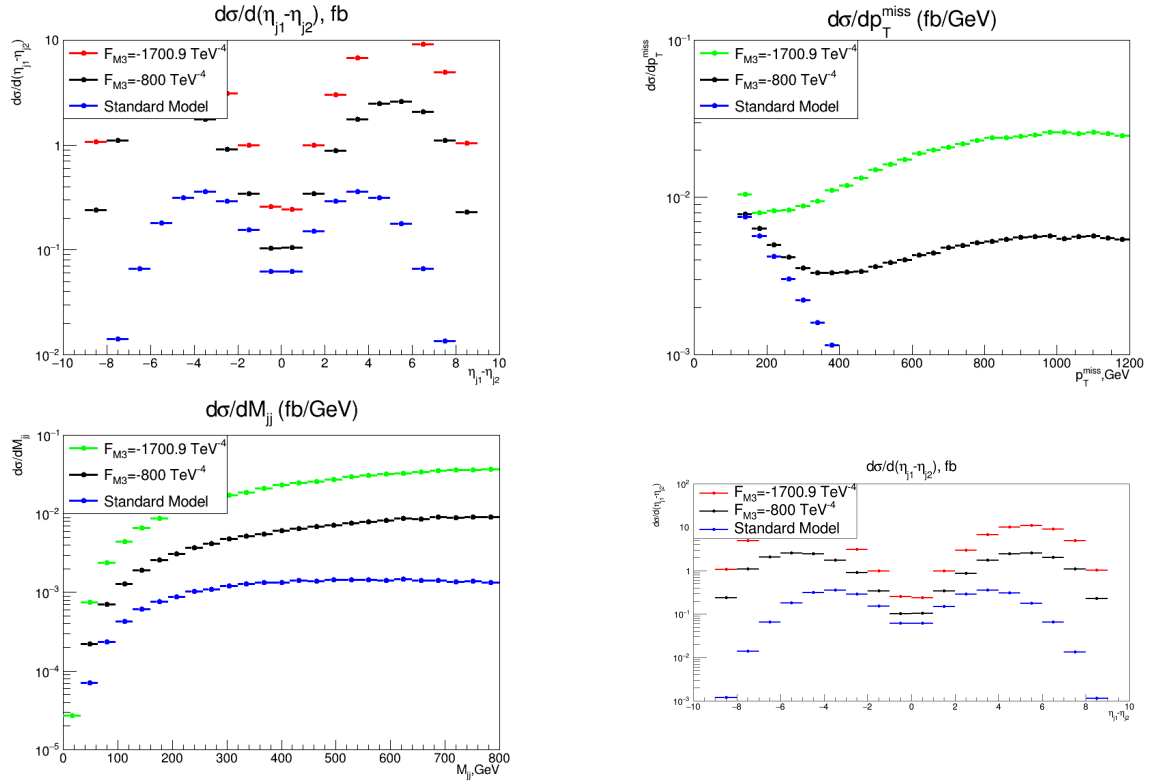


Рисунок 4.8 — Распределения по p_T^γ (сверху слева), p_T^{miss} (сверху справа), m_{jj} (снизу слева) и $(\eta_{j_1} - \eta_{j_2})$ (снизу справа) для разных значений f_{M3} .

По полученным распределениям видно, что наличие новой физики увеличивает сечение, причем чем больше значение коэффициента при операторе высшей размерности, тем больше сечения. Особенно различается сечение в области больших значений кинематических энергетических величин (p_T^γ , p_T^{miss} , m_{jj}), что позволяет сделать важный вывод: новую физику нужно искать в области высоких энергий, где новая физика даёт особенно большой вклад и где, как следствие, новую физику легче обнаружить. Кроме того, по рисунку 4.1 видно, что операторы семейства T дают больший вклад в сечение процесса, чем операторы семейства M при значениях коэффициентов, равных текущим наилучшим экспериментальным ограничениям, полученных при изучении электрослабого рождения Z -бозона с фотоном коллаборацией ATLAS.

В зависимости от значения коэффициента при операторе высшей размерности то или иное распределение принимает разные формы. Как и у любой работы, связанной с поиском новой физики, глобальной задачей является нахождение констант связи проверяемой теории, либо постановка экспериментальных пределов на их значения. В данном случае это —

коэффициенты при изучаемых операторах высшей размерности. Причём предполагается, что статистически значимого отличия результатов $\text{gip } 2$ от предсказаний СМ не будет, что означает, что глобальной задачей является именно постановка экспериментальных пределов на значения коэффициентов. Однако целью данной работы является получение ожидаемых пределов на коэффициенты при операторах высшей размерности, что является неотъемлемой частью поиска аномальных вершин с помощью EFT в стадии слепого анализа (т.е. той стадии анализа, которая производится без экспериментальных данных в целях максимизации правдоподобия получаемых результатов). Пределы на значение какого-либо коэффициента ищутся при условии зануления остальных коэффициентов — это так называемые 1D пределы. Предварительно необходимо разработать методику получения пределов коэффициентов, по которой можно будет получить как ожидаемые, так и экспериментальные значения или пределы.

4.1.2. ПРОБЛЕМА ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

Для получения пределов на коэффициенты при операторах высших размерностей нужно сравнивать распределения, полученные из данных, с распределениями, полученными из Монте-Карло моделирования. Предположим, необходимо поставить пределы на коэффициент f при операторе \mathcal{O} . Для этого необходимо создать Монте-Карло набор, наилучшим образом согласующийся с данными. Реальное значение коэффициента лежит в непрерывном спектре (в самом общем случае $f \in (-\infty, +\infty)$). Таким образом, для получения пределов на значение коэффициента f нужно иметь бесконечное число Монте-Карло наборов, что не представляется возможным. Тогда возникает проблема перевзвешивания: необходимо уметь перевзвешивать Монте-Карло распределения, т.е. получать распределения для любого значения коэффициента из некоторого набора имеющихся распределений.

4.2. СПОСОБЫ ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

4.2.1. РАЗЛОЖЕНИЕ АМПЛИТУДЫ, СЕЧЕНИЯ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Для того, чтобы перевзвешивать распределения, нужно знать, каким образом они зависят от коэффициента при операторе высшей размерности. Полагаем, что лагранжиан параметризуется одним оператором:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + f\mathcal{O}. \quad (4.3)$$

Так как проявления новой физики до сих пор не были обнаружены, их вклад очень мал. Это означает малость констант связи новой физики и, как следствие, применимость теории возмущений: можно считать, что процесс идёт через не более, чем одну вершину новой физики. Таким образом, к диаграммам рассматриваемого процесса, предсказываемым СМ, добавляются ещё диаграммы, включающие в себя одну вершину новой физики. Тогда амплитуда процесса (в первом порядке теории возмущений по вершинам новой физики) представима в следующем виде:

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}, \quad (4.4)$$

где \mathcal{A}_{SM} — амплитуда процесса в случае СМ, а $f\mathcal{A}_{\text{NP}}$ (NP — new physics) — амплитуда, связанная с новыми диаграммами. Таким образом, амплитуда зависит от коэффициента линейно.

В сечение σ и нормированное на сечение распределение по какой-либо кинематической переменной x (или, что то же самое, дифференциальное сечение) $\frac{d\sigma}{dx}$ амплитуда входит [13] как $|\mathcal{A}|^2$. При возведении модуля (4.4) в квадрат получаем:

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}} + f\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + f \cdot 2\text{Re}(\mathcal{A}_{\text{SM}}\mathcal{A}_{\text{NP}}^*) + f^2 \cdot |\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2. \quad (4.5)$$

Таким образом, квадрат модуля амплитуды зависит от коэффициента как от полинома 2 степени. Значит, аналогично зависят от коэффициента и

сечение с распределением:

$$\sigma = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}} + \sigma_{\text{quadratic}}, \quad (4.6)$$

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}, \quad (4.7)$$

где зависимость от коэффициента включена в $\sigma_{\text{interference}}$ и $\sigma_{\text{quadratic}}$ (в отличие от формулы (4.5) для амплитуды).

Итак, квадрат модуля амплитуды, дифференциальное и интегральное сечения процесса с лагранжианом (4.3) раскладываются на 3 члена, по-разному зависящих от коэффициента f . Таким образом, в полный процесс с квадратом модуля амплитуды $|\mathcal{A}|^2$, сечением σ и распределением $\frac{d\sigma}{dx}$ вносят вклад 3 члена:

- 1) Член СМ с квадратом модуля амплитуды $|\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2$, сечением σ_{SM} и распределением $\frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx}$, не зависящими от коэффициента;
- 2) Интерференционный член с квадратом модуля амплитуды $f \cdot 2\text{Re}(\mathcal{A}_{\text{SM}}\mathcal{A}_{\text{NP}}^*)$, сечением $\sigma_{\text{interference}}$ и распределением $\frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}$, зависящими от коэффициента пропорционально (Interference $\propto f$);
- 3) Квадратичный член с квадратом модуля амплитуды $f^2 |\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2$, сечением $\sigma_{\text{quadratic}}$ и распределением $\frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}$, пропорциональными квадрату коэффициента (Quadratic $\propto f^2$).

В дальнейшем термины «полный процесс», «член СМ», «интерференционный член» и «квадратичный член» будут использоваться в определённом выше смысле. На основании данных разложений основаны 2 метода перевешивания.

4.2.2. МЕТОД ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ 1 (МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ)

Первый метод целиком полагается на возможность Монте-Карло генератора MadGraph генерировать отдельные члены процесса, соответствующие вкладам разных взаимодействий, а также член интерференции между этими взаимодействиями. В данной работе это используется для гене-

рации интерференционного и квадратичного членов.

Здесь и далее используются следующие обозначения: $\sigma(f = a)$ и $\frac{d\sigma}{dx}(f = a)$ — сечение и нормированное на него распределение для полного процесса, сгенерированного с помощью Монте-Карло генератора для значения коэффициента f , равному a (вместо a подставляется численное значение в ТэВ^{-4}). Аналогичные обозначения вводятся для интерференционного и квадратичного членов (т.е. указание в скобочках значения коэффициента означает, что данное сечение или распределение было получено из генерации процесса или его отдельного члена с этим значением коэффициента). Кроме того, вводится понятие суммы членов:

$$\sigma_{\text{sum}}(f = a) = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}}(f = a) + \sigma_{\text{quadratic}}(f = a); \quad (4.8)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{sum}}}{dx}(f = a) = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}(f = a) + \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}(f = a), \quad (4.9)$$

необходимое в дальнейшем для проверки и сравнения методов.

Используя результаты главы 4.1.1 можно заключить, что величины $\frac{\sigma_{\text{interference}}}{f}$, $\frac{\sigma_{\text{quadratic}}}{f^2}$ и распределения $\frac{1}{f} \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}$ и $\frac{1}{f^2} \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}$ не зависят от коэффициента f . Тогда, используя введённые выше обозначения, можно сделать вывод: перевзвешенный с $f = a$ на $f = b$ интерференционный член имеет сечение $\frac{b}{a} \sigma_{\text{interference}}(f = a)$ и распределение $\frac{b}{a} \frac{d\sigma_{\text{interference}}(f = a)}{dx}$, а аналогично перевзвешенный квадратичный член имеет сечение $\frac{b^2}{a^2} \sigma_{\text{quadratic}}(f = a)$ и распределение $\frac{b^2}{a^2} \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}(f = a)}{dx}$. Отсюда получается окончательная формула для перевзвешивания сечения и распределения (полного процесса):

$$\sigma_{\text{reweighted}}(a \rightarrow b) = \sigma_{\text{SM}} + \frac{b}{a} \sigma_{\text{interference}}(f = a) + \frac{b^2}{a^2} \sigma_{\text{quadratic}}(f = a), \quad (4.10)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{reweighted}}}{dx}(a \rightarrow b) = \frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx} + \frac{b}{a} \frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}(f = a) + \frac{b^2}{a^2} \frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}(f = a). \quad (4.11)$$

Таким образом, метод декомпозиции позволяет получать сечение и рас-

пределение для процесса с любым значением коэффициента b , имея сгенерированные интерференционный и квадратичный члены для какого-то фиксированного значения коэффициента a , а также член СМ.

4.2.3. МЕТОД ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ 2

Второй метод базируется на генерации полных процессов с противоположными значениями коэффициента, используя которые можно найти интерференционный и квадратичный члены. Если

$$\sigma(f = a) = \sigma_{\text{SM}} + \sigma_{\text{interference}}(f = a) + \sigma_{\text{quadratic}}(f = a), \quad (4.12)$$

то

$$\sigma(f = -a) = \sigma_{\text{SM}} - \sigma_{\text{interference}}(f = a) + \sigma_{\text{quadratic}}(f = a), \quad (4.13)$$

так как при замене $f = a \rightarrow f = -a$ интерференционный член, пропорциональный f , меняет знак, а член СМ и квадратичный член остаются неизменными. Рассматривая (4.12) и (4.13) как систему двух уравнений относительно $\sigma_{\text{interference}}(f = a)$ и $\sigma_{\text{quadratic}}(f = a)$, можно получить интерференционный и квадратичный члены:

$$\sigma_{\text{interference}}(f = a) = \frac{\sigma(f = a) - \sigma(f = -a)}{2}, \quad (4.14)$$

$$\sigma_{\text{quadratic}}(f = a) = \frac{\sigma(f = a) + \sigma(f = -a) - 2\sigma_{\text{SM}}}{2}. \quad (4.15)$$

Формула для перевзвешивания аналогична (4.10) за исключением того, что интерференционный и квадратичный члены генерируются на напрямую, а получаются из генераций полного процесса. Аналогичные действия можно проделать и для распределения. Формула для перевзвешивания получается аналогичной (4.11), а интерференционный и квадратичный члены находят-

ся по формулам

$$\frac{d\sigma_{\text{interference}}}{dx}(f = a) = \frac{\frac{d\sigma}{dx}(f = a) - \frac{d\sigma}{dx}(f = -a)}{2}, \quad (4.16)$$

$$\frac{d\sigma_{\text{quadratic}}}{dx}(f = a) = \frac{\frac{d\sigma}{dx}(f = a) + \frac{d\sigma}{dx}(f = -a) - 2\frac{d\sigma_{\text{SM}}}{dx}}{2}. \quad (4.17)$$

Таким образом, метод 2 позволяет получить интерференционный и квадратичный члены из результатов двух генераций полного процесса с противоположными значениями коэффициента, после чего можно произвести перевзвешивание так же, как и в методе декомпозиции.

4.2.4. ПЕРЕХОД К MADGRAPH И ПРОБЛЕМА НЕДОСЧИТАННЫХ СОБЫТИЙ

Метод декомпозиции возможно реализовать только с помощью Монте-Карло генератора MadGraph, а для корректного сравнения методов нужно использовать один генератор. Поэтому дальнейшая работа была произведена с помощью MadGraph. При генерациях применялся лишь 1 жёсткий отбор на фазовое пространство: $p_T^\gamma > 130$ ГэВ.

Так как данный генератор рассчитан на проверку СМ, при генерации процессов с моделями новой физики могут возникать проблемы. Одной из таких проблем являются недосчитанные события. Дело в том, что часть событий попадает в такую область фазового пространства, в которой интегратор MadGraph не способен справиться с вычислениями. В результате такие события просто отбрасываются. В таком случае правильность генерации ставится под вопрос.

После генерации в MadGraph полного процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ с разными операторами и коэффициентами при них из таблицы 3.7 при обработке полученных данных было обнаружено, что в некоторых случаях вместо заданных 10000 событий в lhe файле находятся лишь 5000, а иногда и всего 200 событий. При генерации интерференционного и квадратичного члена данная проблема не была обнаружена. Таким образом, для получения правильных результатов необходимо решить проблему недосчитанных со-

бытий.

4.2.5. РЕЗЮМЕ: ПЛЮСЫ И МИНУСЫ МЕТОДОВ, ПОГРЕШНОСТЬ ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

Генерация полного процесса гораздо более громоздка и продолжительна по времени. Это связано с тем, что при генерации полного процесса необходимо вычислить все 3 амплитуды: амплитуду члена СМ, амплитуду интерференционного члена и амплитуду квадратичного члена. Для работы метода декомпозиции необходимо сгенерировать все 3 члена по отдельности, а для работы метода 2 помимо члена СМ нужны 2 генерации полного процесса. Поэтому метод декомпозиции имеет важное преимущество над методом 2 (кроме наглядной простоты) — скорость и меньшая загруженность ресурсов, используемых при генерациях.

Другим важным критерием сравнения является погрешность перевзвешивания, которая в данной работе обозначается δ и определяется следующим образом:

$$\delta(a \rightarrow b) = \frac{|\sigma_{\text{reweighted}}(a \rightarrow b) - \sigma(f = b)|}{\sigma(f = b)}. \quad (4.18)$$

Данная величина показывает степень несовпадения перевзвешенного на $f = b$ сечения и сечения полного процесса, сгенерированного для этого же значения коэффициента $f = b$. Для нахождения погрешности перевзвешивания в методе декомпозиции необязательно производить перевзвешивание: можно сравнивать сумму членов и полный процесс. Действительно, при $a = b$ (4.10) сводится к (4.8), а погрешность перевзвешивания можно записать как

$$\delta(f = b) = \frac{|\sigma_{\text{sum}}(f = b) - \sigma(f = b)|}{\sigma(f = b)}. \quad (4.19)$$

В следующей главе рассматриваются методы уменьшения погрешности перевзвешивания и решения проблемы недосчитанных событий, на основании чего выбирается и фиксируется окончательная методика перевзвешивания.

5. ВЫБОР МЕТОДА ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

Для проверки методов перевзвешивания в первую очередь необходимо решить проблему недосчитанных событий, что можно сделать несколькими способами. Все проверки в данной главе осуществляются только с использованием оператора \mathcal{O}_{T_0} . Выбранная в итоге методика будет применена ко всем операторам.

5.1. ОПИСАНИЕ МЕТОДОВ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ НЕДОСЧИТАННЫХ СОБЫТИЙ

5.1.1. ОГРАНИЧЕНИЯ НА ФАЗОВОЕ ПРОСТРАНСТВО

Наиболее простым способом решения проблемы недосчитанных событий является настройка фазового пространства конечного состояния так, чтобы в нём не было "проблемных" областей. Такая настройка фазового пространства должна осуществляться для каждого оператора по-своему.

Рассматриваемый процесс был сгенерирован несколько раз для оператора \mathcal{O}_{T_0} с коэффициентом из таблицы 3.?. Между генерациями менялись отборы на фазовое пространство конечного состояния, а именно верхние ограничения на поперечный импульс фотона p_T^γ (от 150 до 500) и инвариантную массу двух струй с наибольшими энергиями m_{jj} (от 0 до 500). В результате проблема сохранилась. Данный метод в дальнейшем не применялся для решения данной проблемы.

5.1.2. РАССМОТРЕНИЕ БЛИЗКОГО ПРОЦЕССА

Другим способом избавления от проблемы недосчитанных событий может являться переход к другому процессу, близкому к рассматриваемому. Таким процессом является $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ — это основной канал (через промежуточный Z -бозон) рассматриваемого общего процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$. На рисунке 5.1 представлены распределения по p_T^γ , полученные с помощью Монте-Карло моделирования общего процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ и его основного канала $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ для случая Стандартной Модели. В таблице 5.1 показаны полученные сечения.

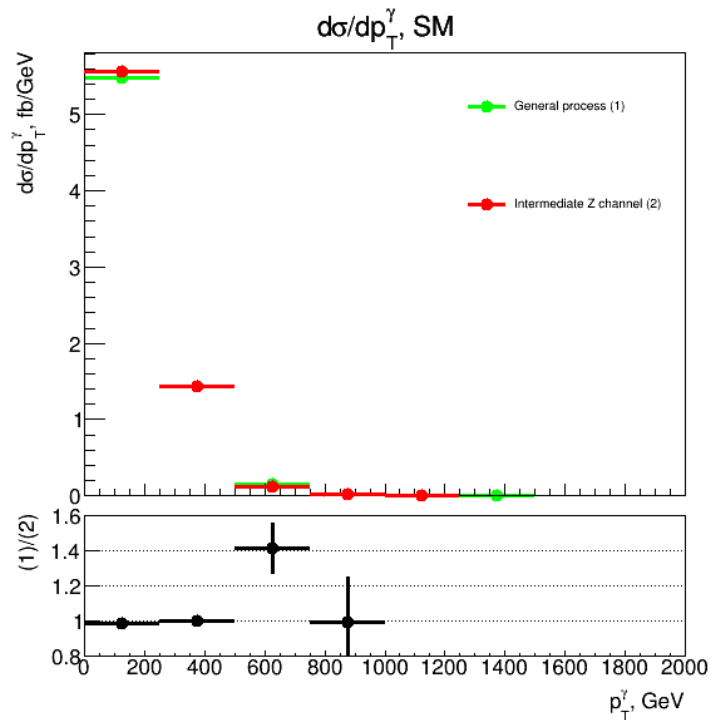


Рисунок 5.1 — Распределения по p_T^γ для общего рассматриваемого процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ (general process) и его канала через промежуточный Z -бозон $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ (intermediate Z channel), случай СМ.

Таблица 5.1 — Полученные сечения для общего рассматриваемого процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ и его канала через промежуточный Z -бозон $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, случай СМ.

Процесс	σ , фб	$\frac{\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\sigma(pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj)}$
$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$	6.84	96.3%
$pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$	7.10	

Полученные результаты доказывают близость процессов: канал общего процесса через промежуточный Z -бозон является его доминирующим каналом, остальные каналы сильно подавлены (дают вклад в сечение всего $100\% - 96.3\% = 3.7\%$). Таким образом, вместо общего процесса можно использовать его основной канал и наоборот, учитывая при этом возникающую систематическую ошибку 3.8% .

Данный метод подробно рассмотрен в главе 5.2. Кроме того, с помощью процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ проверяются методы перевзвешивания.

5.1.3. УМЕНЬШЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРИ ГЕНЕРАЦИЯХ

Проблема недосчитанных событий в MadGraph появляется с появлением операторов высших размерностей, отвечающих за вклад новой физики. Тогда одним из возможных логичных решений данной проблемы является уменьшение вкладов новой физики, т.е. уменьшение значений коэффициентов при операторах высших размерностей. Подходящие значения могут быть найдены методом экспериментальных проб и ошибок.

5.2. РАССМОТРЕНИЕ МЕТОДОВ НА ПРИМЕРЕ БЛИЗКОГО К ИЗУЧАЕМОМУ ПРОЦЕССА $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$

При переходе к процессу $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ проблема недосчитанных событий сводится к минимуму. Это было проверено с помощью нескольких тестовых генераций полного процесса. «Проблемные» области остаются, но вероятность попадания в них либо очень мала, либо они лежат вне задаваемого при генерации фазового пространства.

5.2.1. ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДА И ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА

При получении интерференционного и квадратичного членов данного процесса нельзя не учитывать тот факт, что генератор MadGraph не может генерировать эти члены, если процесс включает в себя распад. Поэтому для процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, включающего в себя распад Z -бозона, интерференционный и квадратичный члены получаются следующим образом:

- 1) Генерируются интерференционный и квадратичный члены для процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj$, в результате чего получаются сечения $\sigma_{\text{interference}}^{pp \rightarrow Z\gamma jj}$, $\sigma_{\text{quadratic}}^{pp \rightarrow Z\gamma jj}$ и распределения $\frac{d\sigma_{\text{interference}}^{pp \rightarrow Z\gamma jj}}{dx}$, $\frac{d\sigma_{\text{quadratic}}^{pp \rightarrow Z\gamma jj}}{dx}$;
- 2) Полученные сечения и распределения умножаются на p — вероятность (брэнчинг) нейтринного канала распада Z -бозона.

Брэнчинг p зависит от параметров СМ. В используемой в MadGraph модели параметры СМ (в файле param_card.dat) таковы, что $p=0.206$. Далее интерференционный и квадратичный члены приводятся с учётом доmultiplication на этот брэнчинг.

Для проверки методов используются значения коэффициента $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$ и $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$ (из таблиц 3.? и 3.? соответственно).

5.2.2. ПРОВЕРКА МЕТОДА ДЕКОМПОЗИЦИИ

Для проверки метода для обоих значений коэффициента в Монте-Карло генераторе MadGraph были сгенерированы интерференционный член, квадратичный член, полный процесс, а также член СМ. Полученные распределения по p_T^γ , p_T^{miss} и m_{jj} представлены на рисунках 5.2 ($f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$) и 5.3 ($f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$). Полученные сечения и погрешности перевешивания показаны в таблице 5.2

Таблица 5.2 — Полученные результаты для проверки метода 1.

$f_{T0}, \text{ ТэВ}^{-4}$	$\sigma_{\text{SM}}, \text{ фб}$	$\sigma_{\text{interference}}, \text{ фб}$	$\sigma_{\text{quadratic}}, \text{ фб}$	$\sigma_{\text{sum}}, \text{ фб}$	$\sigma, \text{ фб}$	δ
0.69	6.84	0.314	4.8	12.0	11.44	4.9%
2.9		1.322	84.7	92.9	86.70	7.2%

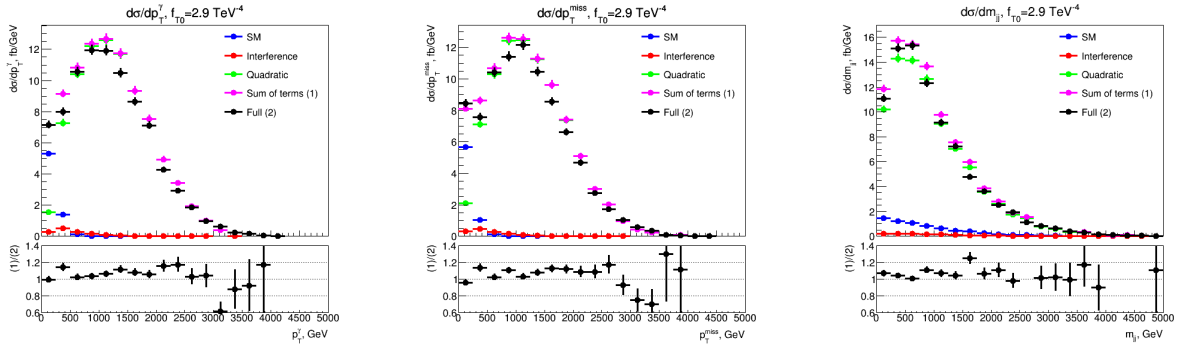


Рисунок 5.2 — Распределения по p_T^γ (слева), p_T^{miss} (посередине) и m_{jj} (справа) для всех членов, их суммы и полного процесса, $f_{T0} = 2.9 \text{ ТЭВ}^{-4}$.

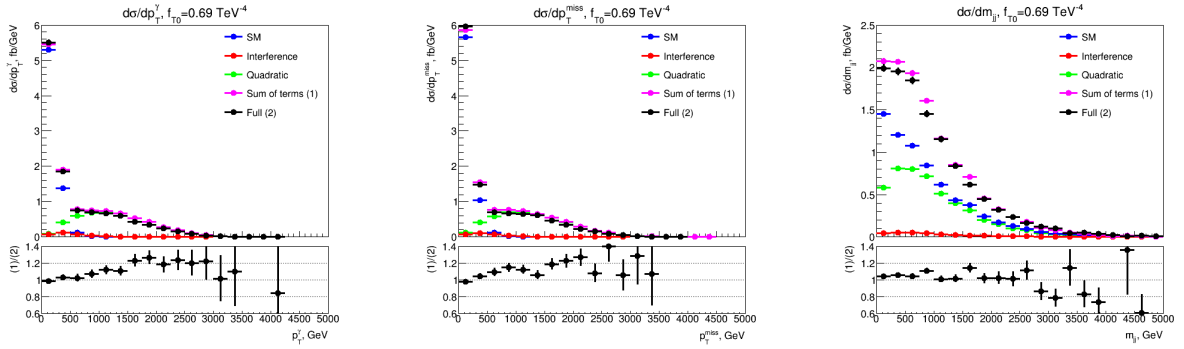


Рисунок 5.3 — Распределения по p_T^γ (слева), p_T^{miss} (посередине) и m_{jj} (справа) для всех членов, их суммы и полного процесса, $f_{T0} = 0.69 \text{ ТЭВ}^{-4}$.

По полученным данным видно, что сумма членов не равна полному процессу даже в пределах статистических погрешностей. Отсюда следует, что генератор MadGraph не совсем корректно генерирует либо интерференционный и квадратичный члены, либо полный процесс. Кроме того, погрешность перевзвешивания увеличивается при увеличении значения коэффициента. Это согласуется с ожидаемым поведением погрешности перевзвешивания: т.к. член SM в MadGraph генерируется правильно, погрешность перевзвешивания связана только с вкладом новой физики. Чем больше вклад новой физики (т.е. значение коэффициента), тем больше погрешность перевзвешивания.

5.2.3. ПРОВЕРКА МЕТОДА 2 И ЕГО СРАВНЕНИЕ С МЕТОДОМ ДЕКОМПОЗИЦИИ

Для проверки метода 2 были сгенерированы полные процессы со значениями коэффициента $f_{T0} = \pm 2.9 \text{ ТЭВ}^{-4}$ и член SM. Затем по форму-

лам (4.14-4.17) были получены интерференционный и квадратичный члены, после чего по формулам (4.10-4.11) было произведено перевзвешивание с $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$ на $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$. Для нахождения δ был сгенерирован полный процесс с $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$. Для сравнения методов аналогичные действия были проведены и для метода декомпозиции: были сгенерированы интерференционный и квадратичный члены с $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$ и член СМ, а затем было произведено перевзвешивание $2.9 \rightarrow 0.69$ по формулам (4.10-4.11). Полученные с помощью обоих методов распределения представлены на рисунках 5.4-5.6, а сечения и погрешность перевзвешивания — в таблице 5.3.

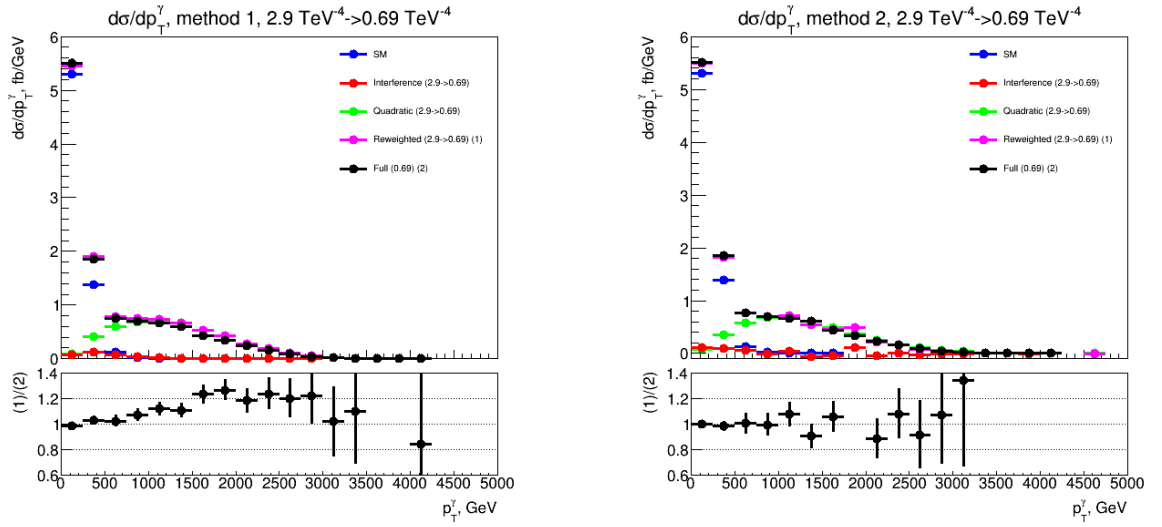


Рисунок 5.4 — Распределения по p_T^γ : интерференционный и квадратичный члены и перевзвешенная сумма членов, полученный методом 1 (слева) и методом 2 (справа), а также член СМ и полный процесс.

Таблица 5.3 — Полученные результаты для сравнения методов.

Метод	σ_{SM} , фб	$\sigma_{\text{interference}}$, фб	$\sigma_{\text{quadratic}}$, фб	σ_{sum} , фб	σ , фб	δ
Метод 1	6.84	0.314	4.8	12.0	11.44	4.9%
Метод 2		1.322	84.7	92.9	86.70	7.2%

По полученным данным видно, что погрешность перевзвешивания при использовании второго метода меньше, чем при использовании метода декомпозиции.

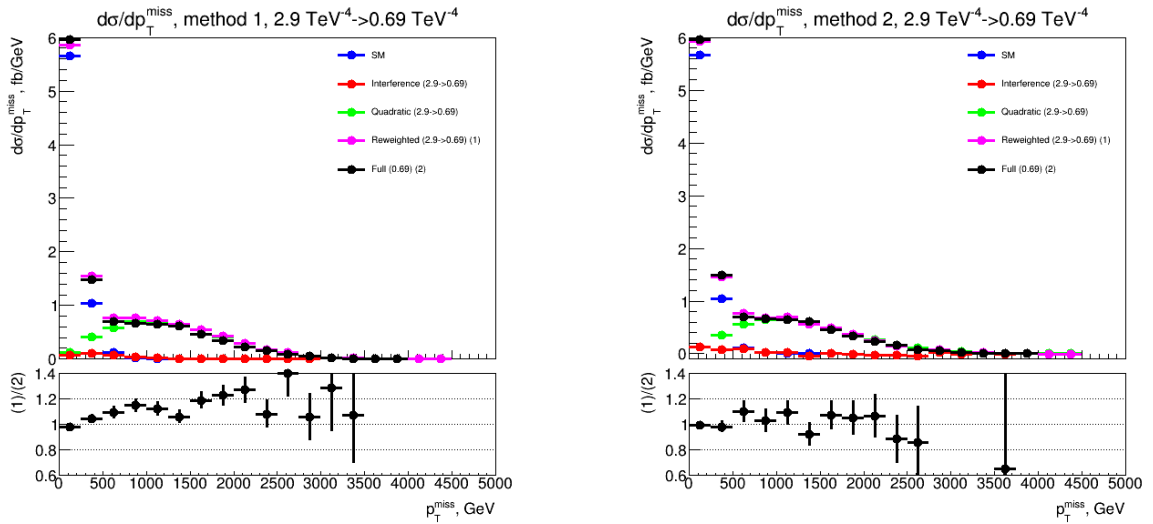


Рисунок 5.5 — Распределения по p_T^{miss} : интерференционный и квадратичный члены и перевзвешенная сумма членов, полученный методом 1 (слева) и методом 2 (справа), а также член СМ и полный процесс.

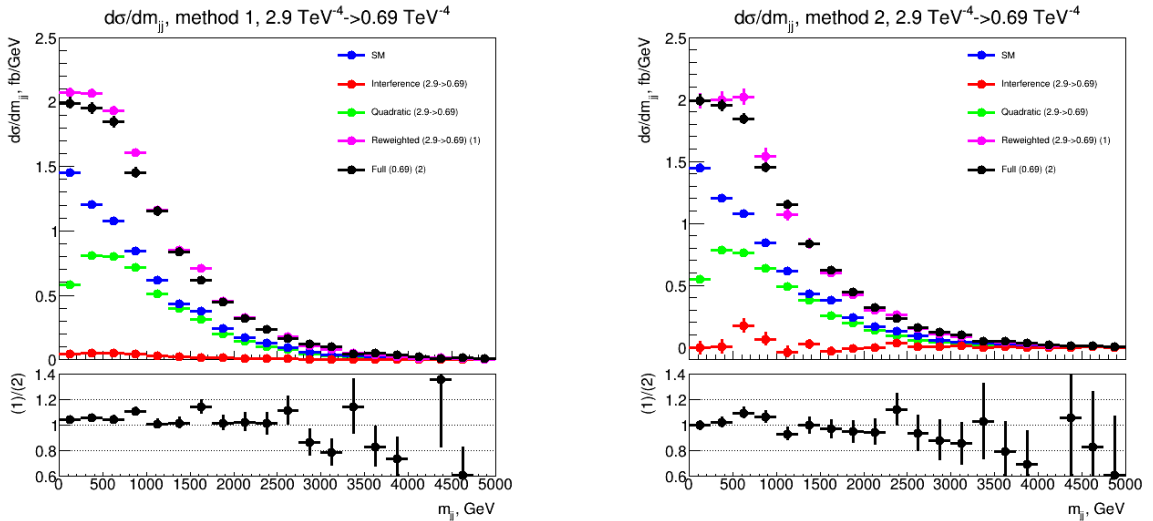


Рисунок 5.6 — Распределения по m_{jj} : интерференционный и квадратичный члены и перевзвешенная сумма членов, полученный методом 1 (слева) и методом 2 (справа), а также член СМ и полный процесс.

5.2.4. ОКОНЧАТЕЛЬНЫЙ ВЫБОР МЕТОДА ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

Совершенные в предыдущем разделе генерации показали, что длительность и загруженность ресурсов при генерации полных наборов гораздо больше, чем при генерации отдельных членов. Это является важным критерием при выборе метода, т.к. для представления результатов в официальной статье коллаборации ATLAS Монте-Карло наборы должны быть

официальными — сгенерированными с помощью ресурсов ЦЕРН. Кроме того, для уменьшения статистической ошибки официальные наборы содержат большое количество событий — 100000 и более, в то время как генерируемые с помощью MadGraph в этой работе наборы содержат 10000 событий.

Кроме того, метод декомпозиции, в отличие от метода 2, содержит в себе информацию как о генерации отдельных членов, так и о генерации полного процесса (в погрешности перевзвешивания δ , оценка которой производится в данной работе и не требует заказа официального набора с полным процессом).

Таким образом, несмотря на малое значение погрешности перевзвешивания второго метода, для дальнейшей работы был выбран метод декомпозиции.

5.3. СПОСОБЫ УМЕНЬШЕНИЯ ПОГРЕШНОСТИ ПЕРЕВЗВЕШИВАНИЯ

В данном разделе рассматриваются возможные методы уменьшения погрешности перевзвешивания при использовании метода декомпозиции.

5.3.1. MADSPIN

Процесс $pp \rightarrow Z\gamma jj$, $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ можно сгенерировать другим путём: сначала в MadGraph сгенерировать процесс $pp \rightarrow Z\gamma jj$, а затем произвести распад $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ с помощью программы MadSpin [28], предназначенной для моделирования распадов частиц. Данный способ был реализован ($f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$) для члена СМ и полного процесса, а для интерференционного и квадратичного членов распад Z -бозона не моделируется даже в MadSpin. Результаты представлены на рисунке 5.7 и в таблице 5.4.

Данные результаты говорят о том, что MadSpin позволяет уменьшить погрешность перевзвешивания. Однако данная программа для моделирования распадов использует приближённые вычисления, связанные лишь с

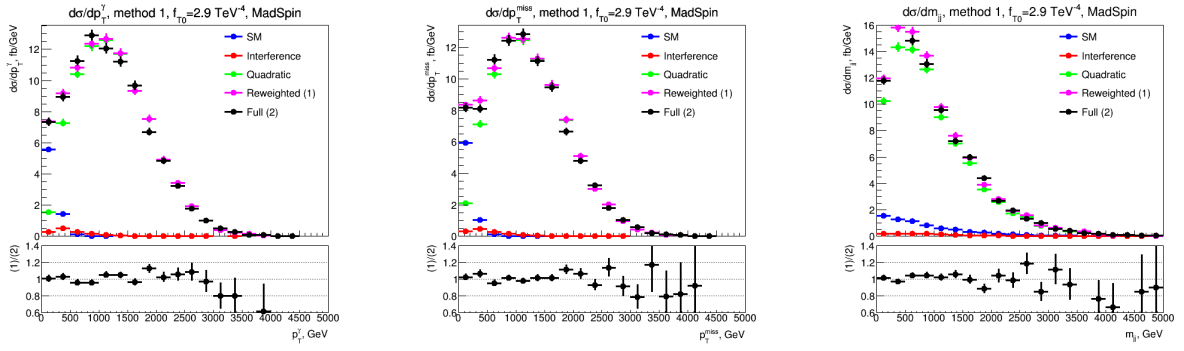


Рисунок 5.7 — Распределения по p_T^γ (слева), p_T^{miss} (посередине) и m_{jj} (справа) для всех членов, их суммы и полного процесса, $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$. Полный процесс сгенерирован с помощью MadSpin.

Таблица 5.4 — Полученные результаты при использовании MadSpin.

σ_{SM} , фб	$\sigma_{\text{interference}}$, фб	$\sigma_{\text{quadratic}}$, фб	σ_{sum} , фб	σ , фб	δ
7.14	1.322	84.7	93.2	91.8	1.5%

брэнчингом, в то время как MadGraph моделирует распады более точно. Так как данная работа нацелена на правильность используемых подходов, MadSpin далее не применялся.

5.3.2. ОГРАНИЧЕНИЕ ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВА

Дополнительные ограничения на фазовое пространство могут позволить определить область, в которой MadGraph неправильно генерирует полный процесс или интерференционный и квадратичный члены, и убрать эту область конечного фазового пространства с помощью `run_card.dat`. Для реализации данного способа уменьшения погрешности перевзвешивания были сгенерированы все члены процесса, а также полный процесс с $f_{T0} = 2.9 \text{ ТэВ}^{-4}$ с увеличенным отбором по поперечному импульсу фотона: $p_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$. Результаты представлены на рисунке 5.8 и в таблице 5.5.

Таблица 5.5 — Полученные результаты при использовании ограничения $p_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$.

σ_{SM} , фб	$\sigma_{\text{interference}}$, фб	$\sigma_{\text{quadratic}}$, фб	σ_{sum} , фб	σ , фб	δ
0.1629	0.565	75.7	76.4	71.7	6.5%

В результате ошибка перевзвешивания практически не уменьшилась.

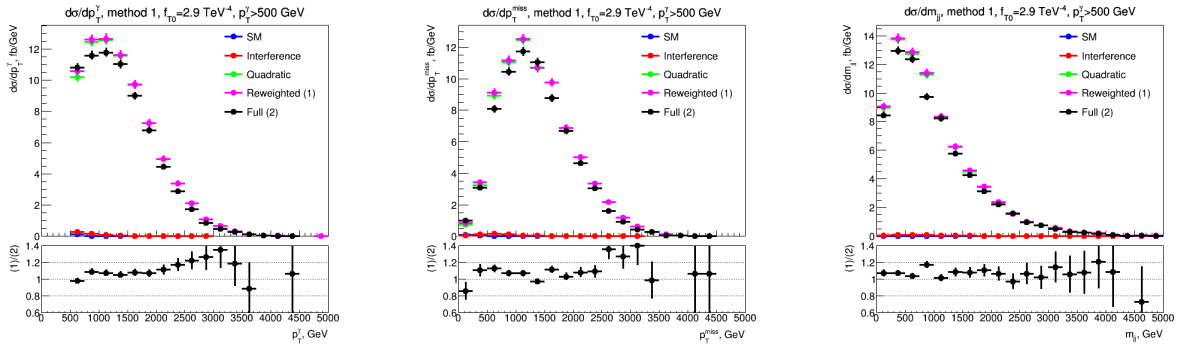


Рисунок 5.8 — Распределения по p_T^γ (слева), p_T^{miss} (посередине) и m_{jj} (справа) для всех членов, их суммы и полного процесса, $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$. При генерации наложено дополнительное ограничение на фазовое пространство конечного состояния: $p_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$.

Данный способ далее не был применён.

5.3.3. УМЕНЬШЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Погрешность перевзвешивания, как и проблема недосчитанных событий, увеличивается при увеличении вклада новой физики в процесс. Тогда с уменьшением значений коэффициентов при генерациях погрешность перевзвешивания будет уменьшаться. Так как данный способ может и помочь решить проблему недосчитанных событий, и уменьшить погрешность перевзвешивания, он потенциально является лучшим. Исследование данного метода приводится в следующем разделе.

5.4. НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЬ БРЭНЧИНГА p И ОКОНЧАТЕЛЬНЫЙ ВЫБОР МЕТОДА РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ НЕДОСЧИТАННЫХ СОБЫТИЙ

5.4.1. НЕОПРЕДЕЛЁННОСТЬ БРЭНЧИНГА p

Номинальное значение брэнчинга распада $\rightarrow \nu\bar{\nu} p = 0.206$. Однако при исследовании сечений процессов без распада ($pp \rightarrow Z\gamma jj$) и с распадом ($pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$), было обнаружено отклонение отношения

$\frac{\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj)}$ от номинального брэнчинга. Были сгенерированы оба процесса (с распадом и без) для 5 значений коэффициента f_{T0} : 0 (СМ), 0.69, 1.5, 2.2, 2.9. Полученные сечения и их отношения представлены в таблице 5.6.

Таблица 5.6 — Сечения процесса с распадом и без распада для разных значений f_{T0} и их отношения.

$f_{T0}, \text{ТэВ}^{-4}$	0	0.69	1.5	2.2	2.9
$\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}), \text{ фб}$	6.840	11.44	28.52	52.99	86.72
$\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj), \text{ фб}$	34.94	58.57	144.4	269.4	444.9
$\frac{\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu})}{\sigma(pp \rightarrow Z\gamma jj)}$	0.1958	0.1953	0.1975	0.1967	0.1949

Таким образом, симулировать моделирование распада в MadGraph для интерференционного и квадратичного членов, домножая сгенерированные без распада члены на брэнчинг $p = 0.206$, некорректно: реальное отношение сечений с распадом и без отличается от p . Для обеспечения правильности получаемых результатов процесс $pp \rightarrow \text{гамма}jj, Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ не был применён вместо процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$. Однако с помощью этого процесса были рассмотрены и сравнены оба метода перевзвешивания, что помогло выбрать метод декомпозиции для дальнейшей работы.

5.4.2. УМЕНЬШЕНИЯ ЗНАЧЕНИЙ КОЭФФИЦИЕНТОВ КАК МЕТОД РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ НЕДОСЧИТАННЫХ СОБЫТИЙ

Так как оказалось, что 2 метода решения проблемы недосчитанных событий из 3 не могут быть применены, нужно рассмотреть последний метод и сделать выводы о его применимости. Уменьшая значение коэффициента, мы уменьшаем вклад новой физики. Таким образом, должно существовать такое значение коэффициента, при котором события перестанут недосчитываться. Уменьшение значения коэффициента также может уменьшить погрешность перевзвешивания.

Однако, так как погрешность перевзвешивания уменьшается с уменьшением коэффициента, можно получить критерий применимости погреш-

ности перевзвешивания, которая является систематической ошибкой при обработке данных и получении пределов на значения коэффициентов при операторах высших размерностей: значение коэффициента, которое используется для генерации наборов, с помощью которых оценивается погрешность перевзвешивания, должно быть не меньше значения, получаемого в качестве верхнего предела на значение коэффициента. Данный критерий ограничивает снизу значение коэффициента, которое должно использоваться при получении контрольных наборов и контрольной оценки погрешности перевзвешивания.

Полученные в статье [25] пределы на значения коэффициентов получены с помощью данных, соответствующих интегральной светимости 35.9 фб^{-1} . Получаемые в данной работы пределы относятся к анализу данных, набранных за run 2 и соответствующих интегральной светимости 139 фб^{-1} . Чем больше интегральная светимость, тем меньше статистические ошибки в данных, и тем точнее (ближе к 0) получаются пределы на значения коэффициентов. Таким образом, ожидается получение более точных пределов, чем в таблице 3.2. Поэтому значение коэффициента, используемое для контрольных наборов, ограничено снизу значениями порядка тех, которые представлены в таблице 3.2.

Для поисков контрольного значения коэффициента f_{T0} были сгенерированы несколько наборов для полного процесса $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma jj$ с разными значениями f_{T0} . При $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$ проблема недосчитанных событий была решена. Это значение совпадает со значением из таблицы 3.2. Таким образом, контрольные значения остальных коэффициентов тоже будут равны или близки к значениям из таблицы 3.2.

5.5. РЕЗЮМЕ: ВЫБРАННЫЕ МЕТОДЫ И ДАЛЬНЕЙШИЕ ДЕЙСТВИЯ

В результате исследования и сравнения методов перевзвешивания, для дальнейшей работы был выбран метод декомпозиции. Проблему недосчитанных событий решило уменьшение значения коэффициента при генерациях. Далее, в главе 6, описывается создание контрольных наборов и

оценка погрешности перевзвешивания, а также находятся ожидаемые пределы на значения каждого изучаемого коэффициента.

6. ПОЛУЧЕНИЕ ОЖИДАЕМЫХ ПЕРЕДЕЛОВ НА ЗНАЧЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ

6.1. ГЕНЕРАЦИЯ КОНТРОЛЬНЫХ НАБОРОВ

Контрольными наборами в данной работе называются Монте-Карло наборы, которые используются для получения ожидаемых пределов на значения коэффициентов при операторах высших размерностей. На данном этапе работы один из исследуемых операторов — \mathcal{O}_{M3} — был заменён на \mathcal{O}_{T5} , т.к. рассматриваемый процесс более чувствителен к операторам T -семейства. Таким образом, в данной работе рассматриваются следующие операторы: \mathcal{O}_{T0} , \mathcal{O}_{T5} , \mathcal{O}_{T8} , \mathcal{O}_{T9} , \mathcal{O}_{M0} , \mathcal{O}_{M1} , \mathcal{O}_{M2} , а на соответствующие коэффициенты f_{T0} , f_{T5} , f_{T8} , f_{T9} , f_{M0} , f_{M1} , f_{M2} ставятся ожидаемые пределы.

Сперва методом подбора были найдены такие значения коэффициентов, при которых генерация полного процесса содержит номинальное число событий (т.е. нет недосчитанных событий). Полученные значения представлены в таблице 6.1.

Таблица 6.1 — Полученные значения коэффициентов при операторах высших размерностей, которые используются для генерации контрольных наборов.

Коэффициент	f_{T0}	f_{T5}	f_{T8}	f_{T9}	f_{M0}	f_{M1}	f_{M2}
Значение, ТэВ^{-4}	0.69	0.7	0.31	0.86	19	32	5.3

Затем с помощью MadGraph были сгенерированы Монте-Карло наборы (по 10000 событий) для каждого коэффициента (при занулённых остальных) с используемым ранее фазовым пространством (т.е. не меняя `run_card.dat`): член СМ, интерференционный член, квадратичный член и

полный процесс. Далее из данных наборов для получения контрольных наборов были отобраны события, попадающие в сигнальный регион [29], т.е. удовлетворяющие следующим условиям:

$$p_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}; \quad (6.1)$$

$$p_T^{\text{miss}} > 120 \text{ ГэВ}; \quad (6.2)$$

$$m_{jj} > 400 \text{ ГэВ}; \quad (6.3)$$

$$\left| \frac{\eta(\gamma) - \frac{\eta(j_1) + \eta(j_2)}{2}}{\eta(j_1) - \eta(j_2)} \right| < 0.6. \quad (6.4)$$

Для получения с помощью TGClim ожидаемых пределов на значения коэффициентов было выбрано распределение по p_T^γ , т.к. это распределение наиболее подвержено изменениям при появлении вкладов новой физики в виде аномальных четверных бозонных вершин. Данные распределения для каждого изучаемого оператора до применения отборов (6.1-6.4) и после представлены на рисунках 6.1-6.7.

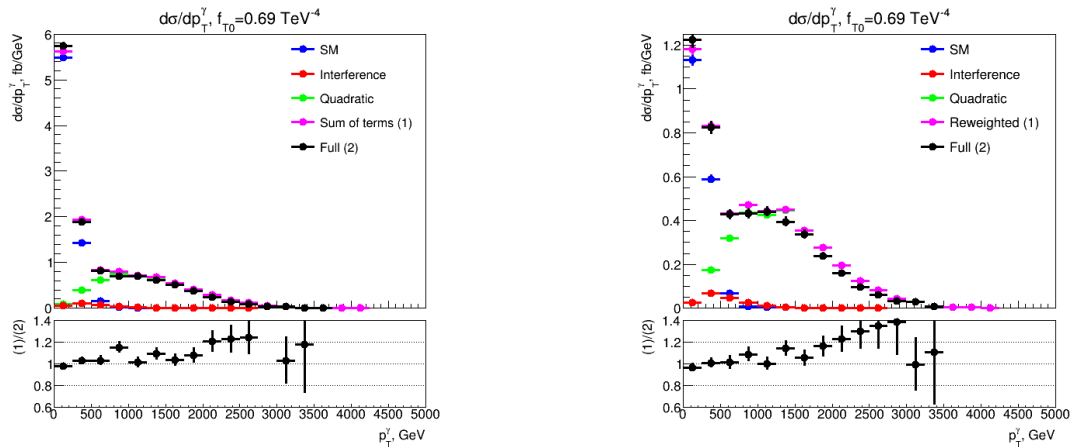


Рисунок 6.1 — Распределения по p_T^γ , $f_{T0} = 0.69 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

Затем, наконец, были посчитаны погрешности перевзвешивания δ для каждого оператора. Полученные до применения отборов (6.1-6.4) сечения и погрешности перевзвешивания представлены в таблице 6.2, после — в таблице 6.3.

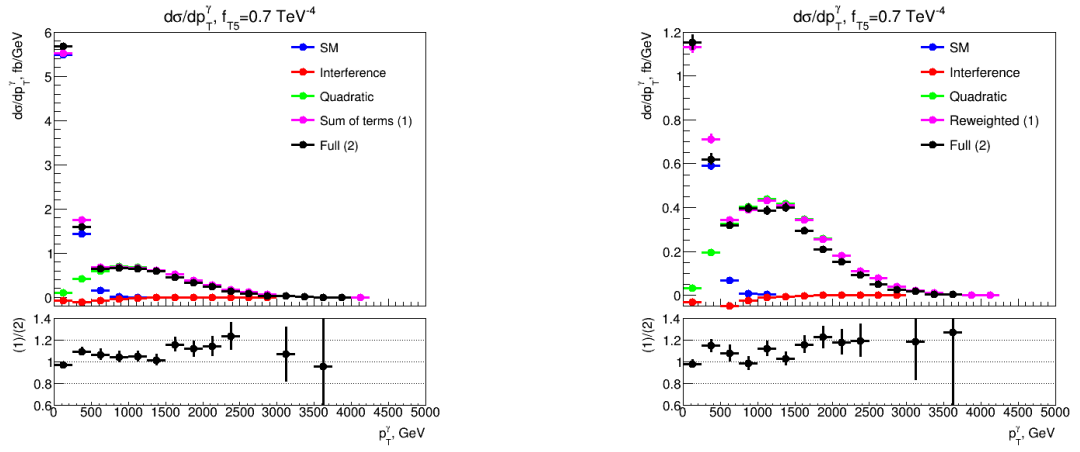


Рисунок 6.2 — Распределения по p_T^γ , $f_{T5} = 0.7 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

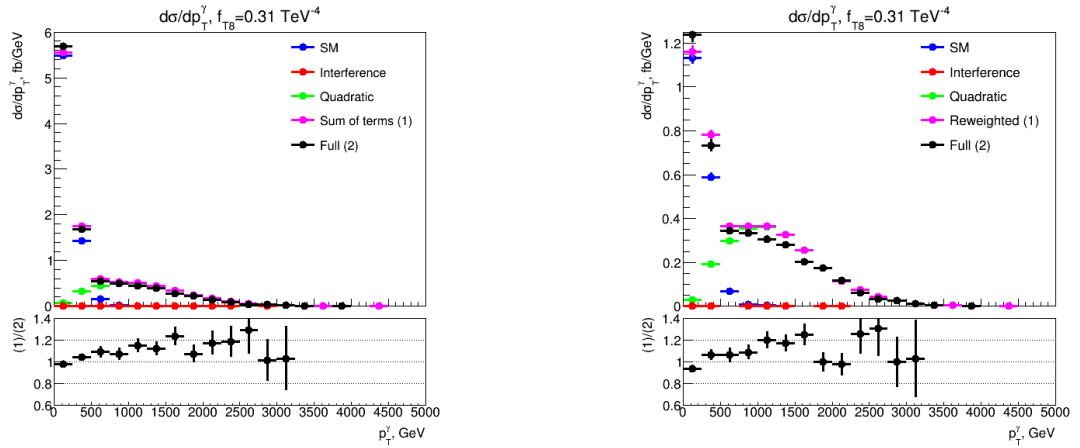


Рисунок 6.3 — Распределения по p_T^γ , $f_{T8} = 0.31 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

6.2. ОСНОВНЫЕ ФОНЫ, СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ И ДАННЫЕ АЗИМОВА

6.2.1. РЕГИОНЫ ПОИСКА АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН

Для получения наилучших пределов необходимо оптимизировать фазовое пространство. В главе 4.1.1 был сделан вывод, что наилучшей областью поиска аномальных четверных бозонных вершин являются области высоких энергий. Так как для постановки пределов в данной работе исполь-

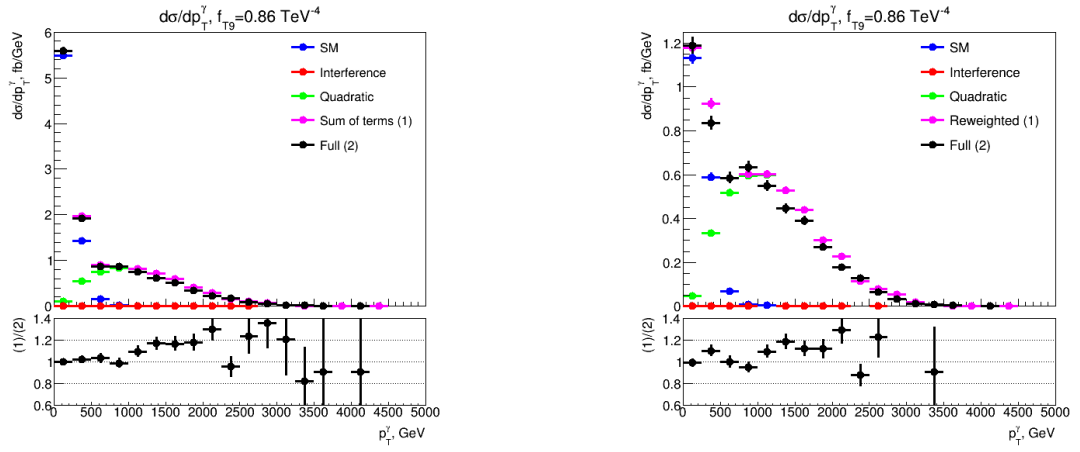


Рисунок 6.4 — Распределения по p_T^γ , $f_{T9} = 0.86 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

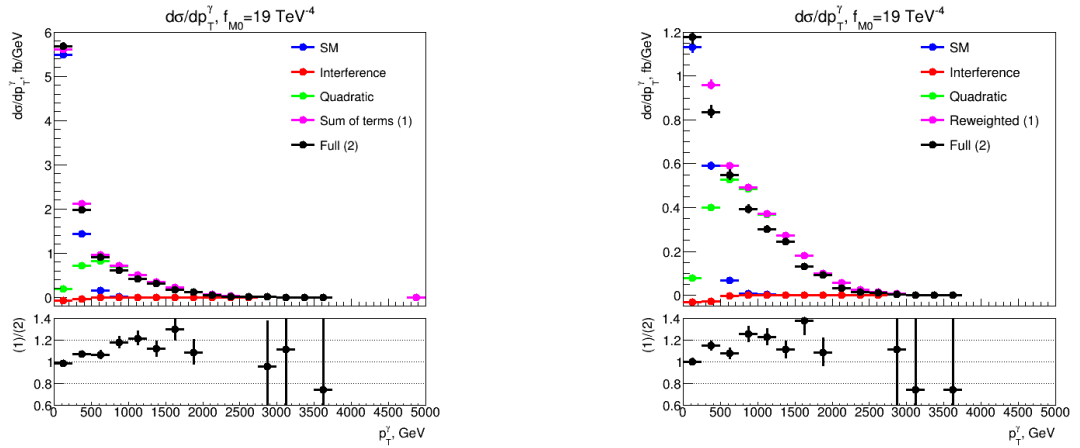


Рисунок 6.5 — Распределения по p_T^γ , $f_{M0} = 19 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

зается распределение поперечному импульсу фотона p_T^γ , были рассмотрены несколько областей фазового пространства (регионов поиска аномальных вершин), различающиеся нижним ограничением на p_T^γ . Ожидается, что с увеличением порога на p_T^γ получаемые ожидаемые пределы будут улучшаться (приближаться к 0). Используемые пороги на p_T^γ : 150 ГэВ, 250 ГэВ, 300 ГэВ, 400 ГэВ, 500 ГэВ, 600 ГэВ.

6.2.2. ОСНОВНЫЕ ФОНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ

В соответствии с [29], основными фонами при регистрации электро-слабого рождения Z -бозона с фотоном ($Z\gamma$ EWК) являются:

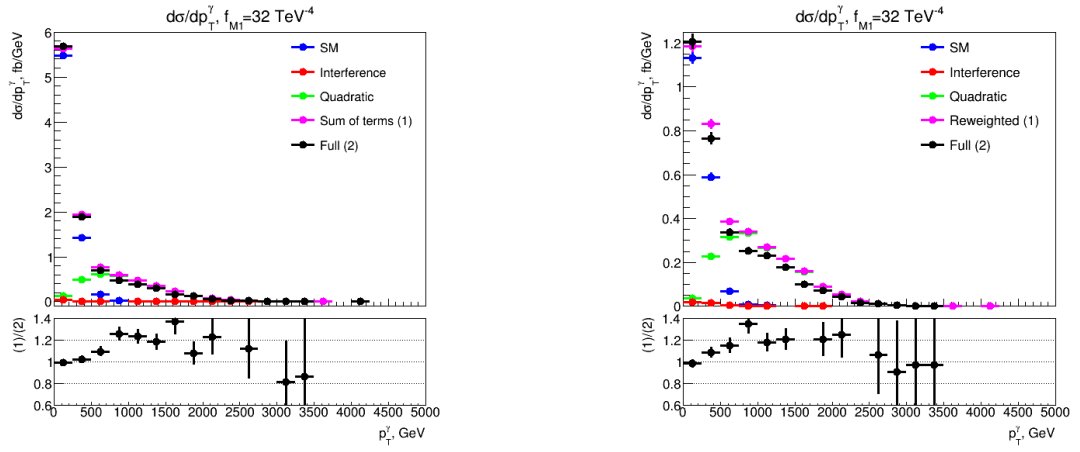


Рисунок 6.6 — Распределения по p_T^γ , $f_{M1} = 32 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

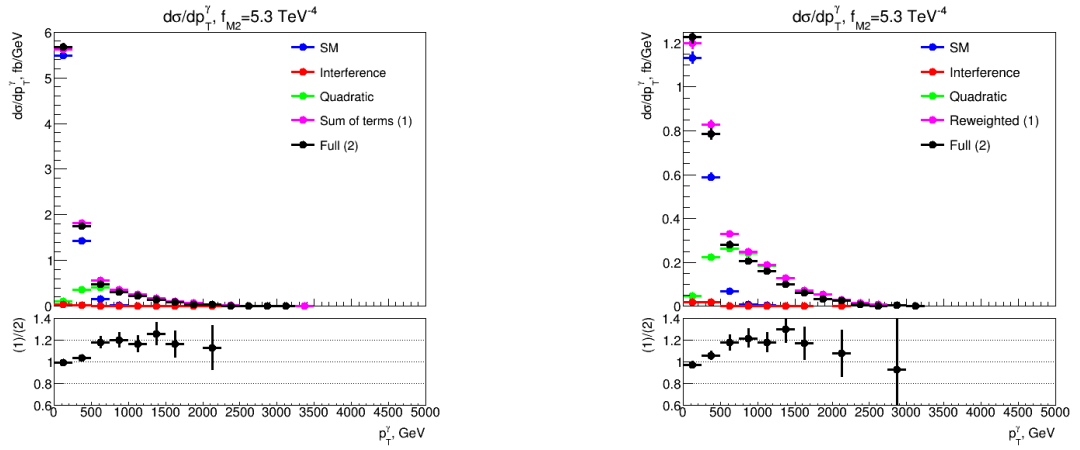


Рисунок 6.7 — Распределения по p_T^γ , $f_{M2} = 5.3 \text{ ТэВ}^{-4}$, остальные коэффициенты занулены. Слева — распределения до применения отборов (6.1-6.4), справа — после (контрольные наборы).

- 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 образу-

Таблица 6.2 — Полученные из наборов до применения отборов (6.1-6.4) сечения и погрешности перевзвешивания. В первом столбце указан ненулевой коэффициент.

Коэф.	σ_{SM} , фб	$\sigma_{interference}$, фб	$\sigma_{quadratic}$, фб	σ_{sum} , фб	σ , фб	δ , %
f_{T0}	7.10	0.312	4.87	12.28	11.94	2.8
f_{T5}		-0.304	4.70	11.49	11.12	3.3
f_{T8}		0.00497	3.254	10.36	10.07	2.8
f_{T9}		0.0099	5.45	12.56	12.06	4.1
f_{M0}		-0.107	3.77	10.76	10.29	4.6
f_{M1}		0.0547	3.15	10.30	9.88	4.3
f_{M2}		0.0564	1.907	9.06	8.77	3.3

Таблица 6.3 — Полученные из контрольных наборов сечения и погрешности перевзвешивания. В первом столбце указан ненулевой коэффициент.

Коэф.	σ_{SM} , фб	$\sigma_{interference}$, фб	$\sigma_{quadratic}$, фб	σ_{sum} , фб	σ , фб	δ , %
f_{T0}	1 80	0.189	2.94	4.93	4.70	4.9
f_{T5}		-0.198	2.86	4.46	4.12	8.3
f_{T8}		0.000444	2.27	4.07	3.86	5.4
f_{T9}		0.000750	3.87	5.67	5.33	6.4
f_{M0}		-0.0661	2.52	4.25	3.79	12.1
f_{M1}		0.358	1.74	3.58	3.22	11.2
f_{M2}		0.0409	1.27	3.11	2.90	7.2

ются дополнительные 2 адронные струи;

- 3) γ +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 фб^{-1} , и их статистические и систематические погрешности для каждого региона поиска аномальных вершин были взяты из [29], где они были получены с помощью Монте-Карло генераторов Sherpa и MadGraph+Pythia на уровне реконструкции, и приведены в таблице 6.4.

6.2.3. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ И ДАННЫЕ АЗИМОВА

Для получения пределов на значения коэффициентов используются следующие систематические ошибки (относительные):

- 1) Неопределённость интегральной светимости — 0.017;
- 2) Ошибка на эффективность работы триггера — 0.015.

Для получения ожидаемых пределов на коэффициенты вместо экспериментальных данных используются данные Азимова [30]. Этот набор данных представляет собой сумму смоделированных с помощью Монте-Карло генераторов сигнального (изучаемого) процесса и фоновых процессов для случая SM. Используя таблицу 6.4, можно получить количество событий в каждом регионе поиска аномальных вершин, соответствующее данным Азимова. Это количество событий представлено в таблице 6.5.

6.3. ПОЛУЧЕНИЕ ПРЕДЕЛОВ

6.3.1. СИМУЛЯЦИЯ УРОВНЯ РЕКОНСТРУКЦИИ В КОНТРОЛЬНЫХ НАБОРАХ

Как и все Монте-Карло наборы в данной работе, контрольные наборы были сгенерированы на партонном уровне. Данные Азимова (как и экспериментальные данные) являются наборами уровня реконструкции. Поэтому необходимо максимально приблизить контрольные наборы к уров-

Таблица 6.4 — Количества событий сигнального ($Z\gamma$ EWK) и каждого фонового процесса, соответствующие интегральной светимости 139 fb^{-1} , для каждого региона поиска аномальных вершин. Статистические ошибки приведены абсолютные, систематические — относительные.

Порог на p_T^γ , ГэВ		150	250	300	400	500	600
$Z\gamma$ EWK	События	43.4	17.7	11.71	5.29	2.48	1.18
	Стат. ош. (абс.)	0.2	0.1	0.08	0.06	0.04	0.03
	Сист. ош. (отн.)	0.395					
$Z\gamma$ QCD	События	80	34	20	8.2	4.6	2.1
	Стат. ош. (абс.)	8	5	4	2.6	1.9	1.3
	Сист. ош. (отн.)	0.1					
$W\gamma$ QCD	События	74	27	17.3	6.7	2.5	0.85
	Стат. ош. (абс.)	4	2.2	1.7	1.1	0.6	0.34
	Сист. ош. (отн.)	0.111					
$W\gamma$ EWK	События	22.9	8.8	6.1	2.69	1.1	0.48
	Стат. ош. (абс.)	1	0.6	0.5	0.33	0.21	0.14
	Сист. ош. (отн.)	0.223					
$W \rightarrow e\nu, t, t\bar{t}$	События	14.3	3.4	1.73	0.77	0.26	0.16
	Стат. ош. (абс.)	0.7	0.31	0.21	0.13	0.08	0.07
	Сист. ош. (отн.)	0.07					
$t\bar{t}\gamma$	События	15.6	7.5	5.1	2.2	0.63	0.45
	Стат. ош. (абс.)	1.1	0.8	0.6	0.4	0.22	0.2
	Сист. ош. (отн.)	0.531					
γ +jet	События	14	3.5	3.5	0.8	0.4	0.3
	Стат. ош. (абс.)	8	3.3	3.3	0.9	0.4	0.4
	Сист. ош. (отн.)	0.342					
Z +jets	События	6	2	1.5	0.7	0.3	0.2
	Стат. ош. (абс.)	7	4	3.4	2.3	1.6	1.1
	Сист. ош. (отн.)	0					
$(Z \rightarrow l\bar{l}) + \gamma$	События	1.41	0.5	0.38	0.14	0.09	0.05
	Стат. ош. (абс.)	0.26	0.15	0.13	0.06	0.05	0.08
	Сист. ош. (отн.)	0.643					

Таблица 6.5 — Данные Азимова — ожидаемое количество событий в каждом регионе поиска аномальных вершин.

Порог на p_T^γ	150	250	300	400	500	600
Количество событий	271.61	104.4	67.62	27.49	12.36	5.77

ню реконструкции. Для симуляции эффективности реконструкции — коэффициента, показывающего неидеальность реконструкции элементарных

частиц детектором ATLAS — с контрольными наборами были проделаны следующие действия:

- 1) Для получения ожидаемого количества событий на партонном уровне все рассматриваемые сечения и распределения были домножены на интегральную светимость 139 фб^{-1} ;
- 2) Полученные в пункте 1 распределения (каждый член: СМ, интерференционный и квадратичный) для каждого региона поиска аномальных вершин были перенормированы с одним и тем же множителем так, чтобы в данном регионе событий СМ было столько же, сколько в нём событий $Z\gamma$ EWK (таблица 6.4).

Таким образом были получены ожидаемые количества событий, соответствующие интерференционному и квадратичному членам — веса, используемые в TGClm. Эти количества событий, приведённые к значениям коэффициентов, равных 1 ТэВ^{-4} , приведены в таблице 6.6.

Таблица 6.6 — Количества событий, соответствующие интерференционному и квадратичному членам, для всех регионов поиска аномальных вершин. Коэффициент приведён к единице.

Порог на p_T^γ		150	250	300	400	500	600
f_{T0}	Инт. член	6.59	6.27	6.01	4.87	4.26	3.0
	Квадр. член	148.9	162.3	171.5	170.0	181.0	158.0
f_{T5}	Инт. член	-6.83	-6.29	-6.06	-4.92	-4.24	-2.94
	Квадр. член	140.6	152.9	161.4	159.3	168.7	147.0
f_{T8}	Инт. член	0.0345	0.0327	0.0324	0.0250	0.0213	0.0172
	Квадр. член	569.2	617.8	650.3	635.8	669.1	577.9
f_{T9}	Инт. член	0.0210	0.0163	0.0126	0.0108	0.0123	0.00850
	Квадр. член	126.0	136.8	144.1	140.7	148.0	127.3
f_{M0}	Инт. член	-0.30838	-0.0464	-0.0346	-0.0166	-0.00723	-0.00274
	Квадр. член	0.168	0.179	0.185	0.176	0.177	0.145
f_{M1}	Инт. член	0.0270	0.0153	0.0115	0.00562	0.00378	0.00126
	Квадр. член	0.0409	0.0440	0.0461	0.0443	0.0452	0.0381
f_{M2}	Инт. член	0.186	0.107	0.084	0.0384	0.0198	0.00992
	Квадр. член	1.09	1.15	1.20	1.13	1.12	0.913

6.3.2. РАБОТА С TGCLIM

При получении пределов помимо ошибок, описанных выше, использовалась систематическая ошибка перевзвешивания (из таблицы 6.3) и статистическая ошибка весов из таблицы 6.6, верхний предел которой оценивается в 3%, т.к. количество событий после отборов (6.1-6.4) уменьшается, но не становится меньше 1000.

Для каждого из регионов поиска аномальных вершин были получены пределы на значения коэффициентов при изучаемых операторах. Эти пределы представлены в таблице 6.7. С увеличением порога на поперечный импульс фотона p_T^γ пределы уточняются (приближаются к нулю), что соответствует ожиданиям. Таким образом, наилучшими пределами на значения коэффициентов при операторах высших размерностей в данной работе являются пределы, полученные для $p_T^\gamma > 600$ ГэВ. Как и предполагалось, полученные ожидаемые пределы позволяют использовать погрешность перевзвешивания (удовлетворяют критерию использования) и являются более точными, чем пределы, полученные коллаборацией CMS (таблица 3.2).

Таблица 6.7 — Полученные с помощью TGClim ожидаемые пределы на значения коэффициентов при операторах размерности 8.

Порог p_T^γ	150	250	300	400	500	600
$f_{T0}, \text{ТэВ}^{-4}$	(-0.64;0.59)	(-0.43;0.43)	(-0.39;0.35)	(-0.30;0.28)	(-0.25;0.22)	(-0.22;0.20)
$f_{T5}, \text{ТэВ}^{-4}$	(0.62;0.66)	(-0.42;0.46)	(-0.37;0.41)	(-0.29;0.32)	(-0.22;0.27)	(-0.21;0.23)
$f_{T8}, \text{ТэВ}^{-4}$	(-0.31;0.31)	(-0.22;0.22)	(-0.19;0.19)	(-0.15;0.15)	-0.12;0.12)	(-0.11;0.11)
$f_{T9}, \text{ТэВ}^{-4}$	(-0.67;0.67)	(-0.47;0.46)	(-0.41;0.40)	(-0.32;0.32)	(-0.26;0.26)	(-0.23;0.23)
$f_{M0}, \text{ТэВ}^{-4}$	(-18.7;19.3)	(-11.6;14.2)	(-11.5;11.7)	(-9.1;9.3)	(-7.6;7.6)	(-6.93;6.93)
$f_{M1}, \text{ТэВ}^{-4}$	(-38.5;38.1)	(-26.0;25.7)	(-23.3;23.1)	(-18.3;18.1)	(-14.9;14.9)	(-13.8;13.7)
$f_{M2}, \text{ТэВ}^{-4}$	(-8.10;6.43)	(-5.10;5.07)	(-4.52;4.45)	(-3.60;3.58)	(-2.96;2.96)	(-2.79;2.77)

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. Неотъемлемой частью постановки экспериментальных пределов на значения коэффициентов является получение ожидаемых пределов, при получении которых вместо экспериментальных данных используются данные Азимова. В данной работе были рассмотрены несколько методик получения отдельных членов амплитуды и сечения, по-разному зависящих от коэффициентов. Методики были изучены и применены, по результатам чего было принято решение о выборе одной из них — метода декомпозиции. С помощью метода декомпозиции были получены ожидаемые пределы на значения коэффициентов при изучаемых операторах. Ожидаемые пределы являются более точными, чем экспериментально полученные коллаборацией CMS, т.к. данное исследование опирается на данные, соответствующие интегральной светимости 139 фб^{-1} , в то время результаты CMS опираются на данные, соответствующие интегральной светимости 35.9 фб^{-1} . Полученные значения показывают чувствительность данных с run 2 , набранных на детекторе ATLAS, к аномальным четверным бозонным вершинам. Базируясь на полученных ожидаемых пределах, можно заключить, что в рамках

исследования будет возможно получить наилучшие в мире наблюдаемые 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 \[hep-ex\]](#).
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 \[hep-ex\]](#).
26. ROOT. — <https://root.cern.ch>.
27. TGClm. — <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/TGClmPackage>.
28. Automatic spin-entangled decays of heavy resonances in Monte Carlo simulations / P. Artoisenet [и др.] // JHEP. — 2013. — т. 03. — с. 015. — arXiv: [1212.3460 \[hep-ph\]](#).
29. 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.
30. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan [и др.] // The European Physical Journal C. — 2011. — т. 71, № 2. — ISSN 1434-6052.