

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»

На правах рукописи

СЕМУШИН АРТУР ЕВГЕНЬЕВИЧ

**ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН НА ОСНОВЕ ПРОЦЕССОВ
РОЖДЕНИЯ ПАР ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ
БОЗОНОВ В ДАННЫХ pp -СТОЛКНОВЕНИЙ С ЭНЕРГИЕЙ
13 ТэВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н.

_____ Е. Ю. Солдатов

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

НАЗВАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Студент	_____ А. Е. Семушин
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Е. Ю. Солдатов
Рецензент, к.ф.-м.н.	_____ Е. В. Жемчугов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1 Теоретическое введение	8
1.1 Стандартная Модель	8
1.1.1 Симметрии и принцип построения	8
1.1.2 Электрослабый сектор и механизм Хиггса	10
1.2 Эффективная теория поля	14
1.2.1 Описание феноменологии	14
1.2.2 Параметризация амплитуды, полная и линейная модели	15
1.2.3 Аномальные четверные бозонные вершины	17
1.2.4 Нарушение унитарности и границы унитарности	20
1.3 Протон-протонные столкновения	21
2 Экспериментальная установка	23
2.1 Большой адронный коллайдер	23
2.2 Детектор ATLAS	25
2.2.1 Общая информация	25
2.2.2 Система координат и специальные кинематические пере- менные	26
2.2.3 Внутренний детектор и центральный магнит	28
2.2.4 Калориметры	30
2.2.5 Мюонный спектрометр и тороидальные магниты	31
2.2.6 Триггеры и отбор данных	32
3 Программное обеспечение	33
3.1 Монте-Карло моделирование	33
3.2 Обработка данных	34

4	Анализ электрослабого рождения $Z\gamma jj$	36
4.1	Сигнальный и фоновый процессы	36
4.2	Систематические погрешности	37
4.3	Регионы и интерпретация анализа	38
5	Методика постановки пределов на коэффициенты Вильсона	40
5.1	Статистическая модель и статистический метод	40
5.1.1	Метод декомпозиции	40
5.1.2	Статистическая модель и функция правдоподобия	41
5.1.3	Статистический метод CL_{s+b} и распределение тестовой статистики	43
5.2	Методика, используемая для полной модели	46
5.2.1	Клиппинг	46
5.2.2	Проверка влияния NLO КХД поправок к сигнальному про- цессу	48
5.2.3	Оптимизация фазового пространства	50
5.3	Методика, используемая для линейной модели	51
5.3.1	Теоретический предел	51
5.3.2	Оптимизация фазового пространства	52
6	Результаты	53
6.1	Пределы в полной модели	53
6.2	Пределы в линейной модели	56
7	Разработка и проверка методов увеличения чувствительности	58
7.1	Используемая модель	58
7.2	Ослабление отборов и использование распределения для поста- новки пределов	61
7.3	Поправки к пределам, вызванные влиянием новой физики на фоны	62
	Заключение	66
	Список литературы	68
A	Оптимизация в полной модели	74
B	Теоретический предел и оптимизация в линейной модели	78

ВВЕДЕНИЕ

В 2012 году на Большом адронном коллайдере в Европейской организации по ядерным исследованиям была открыта [1; 2] новая частица с массой около 125 ГэВ. В ходе дальнейших исследований было выяснено [3; 4], что ранее открытой частицей является бозон Хиггса, который появляется в модели электрослабых взаимодействий Глэшоу-Салама-Вайнберга [5–7] в секторе спонтанного нарушения локальной симметрии и свойства которого согласуются с теоретическими предсказаниями этой модели. Данное открытие подтвердило верность механизма Хиггса [8–10], придающего частицам массы, и, как следствие, Стандартной Модели [11] (СМ) — современной модели элементарных частиц, наиболее точно описывающей экспериментальные данные в физике высоких энергий. Однако СМ не описывает все наблюдаемые явления и содержит ряд проблем. Например, СМ не включает в себя описание гравитации, содержит около 20 свободных параметров, не объясняет природу массы нейтрино. Механизм Хиггса порождает проблему иерархий масштабов, связанную с расходимостью массы бозона Хиггса. Кроме того, есть очевидная несогласованность со стандартной космологической моделью Λ CDM [12], которая включает в себя скрытую массу и темную энергию, не описываемые СМ. Таким образом, СМ не является наиболее фундаментальной теорией и должна быть расширена.

Искать отклонения от СМ — т.н. новую физику — можно двумя способами. Первый, прямой способ, базируется на поиске определенных частиц в рамках конкретной теоретической модели. Таким образом были открыты, например, бозон Хиггса [1; 2], W -бозон [13; 14] и Z -бозон [15; 16]. Вторым, косвенным способом, заключается в поиске новой физики по отклонениям во взаимодействиях уже известных частиц от предсказаний СМ. Исследования такого рода позволяют нащупать правильное направление как для расширения СМ, так и для дальнейшего прямого поиска новых частиц. Одним из наиболее удобных и часто используемых способов косвенного поиска новой физики является эффективная теория поля [17] (ЭТП). Данная модельнонезависимая

методология дополняет лагранжиан СМ операторами высших размерностей, которые описывают физику за пределами СМ — т.н. аномальные взаимодействия, или аномальные вершины. Постановка ограничений на константы связи таких взаимодействий (коэффициенты Вильсона) может приводит к ограничениям на модели новой физики. Таким образом, основной целью данной работы является постановка как можно более строгих ограничений на константы связи эффективной теории. Дополнительной задачей является разработка новых и усовершенствование старых методов постановки пределов в целях ужесточения получаемых пределов с возможным их применением в данном или будущих исследованиях. Кроме того, при наличии в данных отклонений от СМ возможна установка ненулевого значения константы связи. Такой результат при его достаточной статистической значимости может привести к еще более строгим ограничениям на теории, расширяющие СМ.

В работе рассматривается процесс электрослабого рождения Z -бозона с фотоном и двумя ассоциированными адронными струями, так как он обладает высокой чувствительностью к процессу рассеяния векторных бозонов, а в области высоких поперечных энергий фотона (E_T^γ) — и к аномальным четверным бозонным вершинам (anomalous quartic gauge couplings, aQGC) [18]. Для регистрации Z -бозона был выбран нейтринный канал распада (брэнчинг $\text{BR} \sim 20\%$ [19]). В отличие от рассматриваемого канала, распад на заряженные лептоны имеет меньшую вероятность ($\text{BR} \sim 10\%$, причем на хорошо регистрируемые детектором лептоны e и μ приходится лишь вероятность $\sim 6.7\%$), а распад на адроны ($\text{BR} \sim 70\%$) трудно идентифицировать из-за чрезвычайно большого количества адронного фона. Примеры диаграмм для рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj^1$ в рамках СМ (электрослабого) и за рамками СМ представлены на рисунке 1. Таким образом, в данной работе производится интерпретация анализа электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ с помощью операторов высших размерностей, используемых для исследования аномальных четверных бозонных вершин. При этом используется набор данных pp -столкновений с энергией 13 ТэВ, собранный с помощью детектора ATLAS в течение второго сеанса его работы.

Для параметризации предсказаний ЭТП используется метод декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий MADGRAPH5_AMC@NLO, позволяющий генерировать разные члены амплитуды по отдельности. Для борьбы с

¹Здесь и далее в скобках указывается канал распада частицы: $Z(\nu\bar{\nu})$.

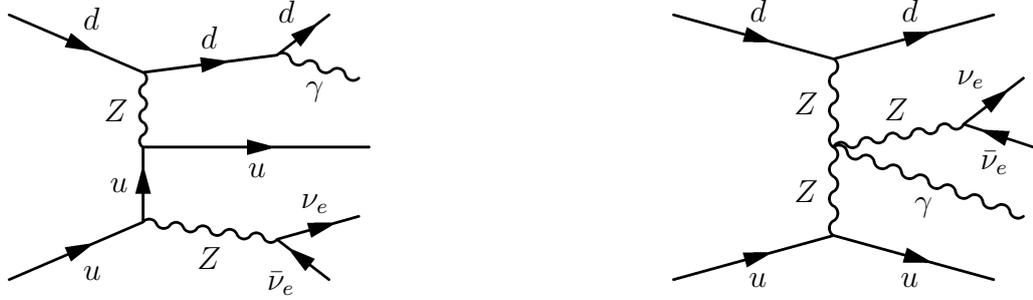


Рисунок 1 — Примеры диаграмм Фейнмана для рождения Z -бозона с фотоном и двумя ассоциированными струями. Левая диаграмма предсказывается СМ, правая диаграмма запрещена в СМ и содержит аномальную вершину $ZZZ\gamma$.

нарушением унитарности, неизбежно возникающем при использовании эффективной теории, используется метод, заключающийся в отбрасывании событий новой физики в области высоких энергий, что можно интерпретировать как ультрафиолетовое обрезание вклада новой физики. Для увеличения чувствительности производится оптимизация фазового пространства по поперечной энергии фотона, так как данная переменная является одной из наиболее чувствительных. В статистической процедуре постановки пределов на коэффициенты Вильсона используется частотный метод с тестовой статистикой, построенной на основе функции правдоподобия, которая в свою очередь строится по одному оптимизированному бину. В качестве дополнительных методов ужесточения (улучшения) пределов рассмотрены построение функции правдоподобия на основе распределения по чувствительной переменной и учет влияния новой физики на фоны.

1 ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

1.1 СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ

1.1.1 СИММЕТРИИ И ПРИНЦИП ПОСТРОЕНИЯ

Наиболее проверенной и хорошо согласующейся с экспериментальными данными теорией элементарных частиц является Стандартная Модель. Она является неабелевой калибровочной теорией поля с группой симметрии $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ и включает в себя теорию Глэшоу-Салама-Вайнберга, описывающую электрослабое взаимодействие, и квантовую хромодинамику (КХД), описывающую сильное взаимодействие.

Модель строится в пространстве-времени Минковского, имеющего группу симметрии $SO(1, 3)$ — группу Лоренца, что значит, что гравитация данной моделью не описывается. Так как физические поля должны реализовывать некоторое представление этой группы симметрии, само по себе пространство-время задает спектр полей, которые могут быть включены в теорию. Представления группы Лоренца могут быть классифицированы с помощью известных представлений группы $SU(2)$, так как существует изоморфизм между их алгебрами Ли: $so(1, 3) \cong su(2) \oplus su(2)$ [20]. Таким образом, представления группы Лоренца классифицируются парой чисел (j_1, j_2) , принимающими значения $j_{1,2} = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$. В СМ включены поля, реализующие лишь 3 представления:

- 1) Скалярное поле, реализующее тривиальное представление группы Лоренца $(0, 0)$ — поле Хиггса;
- 2) Векторные поля, реализующие одноименное представление группы Лоренца $(1/2, 1/2)$ — поля векторных бозонов-переносчиков взаимодействий: фотона (электромагнитное поле), W - и Z -бозонов и глюонов;
- 3) Биспинорные дираковские поля, реализующие комбинацию левого и пра-

вого спинорных представлений группы Лоренца $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2)$ — фермионные поля кварков и лептонов.

Кроме группы симметрии пространства-времени, каждое поле реализует некоторое представление внутренней группы симметрии. Общий принцип построения моделей с неабелевой группой симметрии задает теория Янга-Миллса [21]. Лагранжиан такой теории можно представить в виде¹

$$\mathcal{L}_{\text{Y-M}} = -\frac{1}{2} \text{Tr} \left[\hat{F}_{\mu\nu} \hat{F}^{\mu\nu} \right] + i\bar{\psi} \not{D} \psi - m\bar{\psi} \psi, \quad (1.1)$$

где ψ — мультиплет фермионных полей, $\hat{F}_{\mu\nu}$ — тензор напряженности калибровочного поля \hat{A}_μ , а D_μ — ковариантная производная. Эти величины определяются следующими соотношениями:

$$\hat{F}_{\mu\nu} = \frac{1}{g} [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu \hat{A}_\nu - \partial_\nu \hat{A}_\mu + g [\hat{A}_\mu, \hat{A}_\nu], \quad (1.2)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + g \hat{A}_\mu, \quad (1.3)$$

где g — константа связи. При этом поле ψ принадлежит фундаментальному представлению группы симметрии, а поле \hat{A}_μ и, как следствие, тензор $\hat{F}_{\mu\nu}$ и производная D_μ — присоединенному представлению этой группы. Такая конфигурация полей в лагранжиане обеспечивает его инвариантность как относительно преобразований Лоренца, так и относительно калибровочных преобразований.

Зачастую удобнее представить калибровочное поле \hat{A}_μ в виде комбинации полей (потенциалов) A_μ^a , разложив его по базису, состоящему из генераторов группы симметрии t^a :

$$\hat{A}_\mu = -it^a A_\mu^a. \quad (1.4)$$

Эти калибровочные потенциалы являются полями физических калибровочных бозонов, число которых равно числу генераторов группы. Аналогичным образом раскладывается по базису и тензор напряженности:

$$\hat{F}_{\mu\nu} = -it^a F_{\mu\nu}^a, \quad (1.5)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.6)$$

где f^{abc} — структурные константы группы симметрии. Лагранжиан в этом слу-

¹Здесь и далее используется обозначение Фейнмана: $\not{a} = \gamma^\mu a_\mu$.

чае принимает вид

$$\mathcal{L}_{Y-M} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} + i\bar{\psi}\not{D}\psi - m\bar{\psi}\psi, \quad (1.7)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - igt^a A_\mu^a. \quad (1.8)$$

Из данного вида лагранжиана можно выделить возможные вершины взаимодействия частиц в такой теории. Первое (калибровочное) слагаемое содержит 2 типа вершин: тройные (AAA) и четверные ($AAAA$) взаимодействия калибровочных бозонов, отсутствующие в случае абелевой группы симметрии. Второе слагаемое содержит взаимодействие фермионов и бозонов ($\psi\psi A$).

Таким образом строится КХД на основе группы $SU(3)$: кварки являются цветовыми триплетами, калибровочными бозонами являются 8 типов глюонов, а сохраняющийся заряд называется цветом. Основными свойствами теории с такой группой симметрии являются конфайнмент («запирание» кварков в адронах при низких энергиях, из-за чего невозможно их наблюдение в свободном виде) и асимптотическая свобода (ослабление константы связи КХД при высоких энергиях, вследствие чего становится возможным использовать теорию возмущений). Однако при объединении с электрослабой теорией в СМ массовый член фермионов становится запрещенным электрослабой симметрией. Поэтому массы частиц вводятся в теорию с помощью механизма Хиггса.

1.1.2 ЭЛЕКТРОСЛАБЫЙ СЕКТОР И МЕХАНИЗМ ХИГГСА

Группой симметрии электрослабой модели является $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Генераторами группы $SU(2)_L$ являются $T^a = \sigma^a/2$, где σ^a — матрицы Паули, а сохраняющийся заряд называется слабым изоспином. Единственным генератором группы $U(1)_Y$ является $Y/2$, где Y — сохраняющийся гиперзаряд. Константы связи этих групп обозначаются g и g' . Таким образом, теория содержит 3 калибровочных бозона $SU(2)_L$ W_μ^a и 1 калибровочный бозон $U(1)_Y$ B_μ , причем бозоны неабелевой группы можно связать с соответствующим калибровочным полем, лежащим в присоединенном представлении, как в уравнении (1.4):

$$\hat{W}_\mu = -iT^a W_\mu^a. \quad (1.9)$$

Используя тензоры напряженности калибровочных полей

$$\hat{W}_{\mu\nu} = -iT^a W_{\mu\nu}^a = -iT^a (\partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g\varepsilon^{abc} W_\mu^a W_\nu^b), \quad (1.10)$$

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu, \quad (1.11)$$

можно записать калибровочную часть лагранжиана электрослабого сектора СМ:

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{2} \text{Tr} [\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu}] - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} = -\frac{1}{4} \hat{W}_{\mu\nu}^a \hat{W}^{\mu\nu a} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}. \quad (1.12)$$

В данной модели фермионы разделяются на левые и правые компоненты с помощью пятой гамма-матрицы Дирака $\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$:

$$\psi_L = \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi, \quad (1.13)$$

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma^5}{2} \psi. \quad (1.14)$$

Левые компоненты объединяются в дублеты по группе $SU(2)_L$, т.е. реализуют фундаментальное представление этой группы, а правые компоненты остаются синглетами, т.е. реализуют тривиальное представление этой группы. В то же время и левые дублеты, и правые синглеты лежат в фундаментальном представлении группы $U(1)_Y$. Единственный тип фермионов, не имеющий правых компонент — это нейтрино, т.к. в СМ они предполагаются безмассовыми, и, как следствие, всегда левополяризованными. Например, для случая первого поколения лептонов в теорию вводится левый дублет $L = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$ и правый электрон e_R , где e и ν_e — дираковские спиноры электрона и электронного нейтрино. Согласно описанной выше структуре представлений, ковариантные производные следующим образом действуют на левые и правые компоненты:

$$D_\mu L = \left(\partial_\mu - igT^a W_\mu^a - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) L, \quad (1.15)$$

$$D_\mu e_R = \left(\partial_\mu - ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) e_R. \quad (1.16)$$

Фермионная часть лагранжиана для случая одного поколения лептонов может

быть записана как

$$\mathcal{L}_L = i\bar{L}\not{D}L + i\bar{e}_R\not{D}e_R. \quad (1.17)$$

Массовый член фермионов в лагранжиане должен смешивать левые и правые компоненты:

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L), \quad (1.18)$$

поэтому он запрещен симметрией электрослабой модели. Кроме того, массовые члены калибровочных бозонов запрещены калибровочной симметрией в любой теории Янга-Миллса. Для придания необходимых масс частицам СМ включает в себя механизм Хиггса спонтанного нарушения симметрии. В теорию вводится поле Хиггса — скалярный дублет Φ , лежащий в фундаментальном представлении как по группе $SU(2)_L$, так и по группе $U(1)_Y$ (с гиперзарядом $Y_H = 1$), с лагранжианом

$$\mathcal{L}_H = (D_\mu\Phi)^\dagger D^\mu\Phi - V(\Phi), \quad (1.19)$$

$$V(\Phi) = \lambda \left(\Phi^\dagger\Phi - \frac{v^2}{2} \right)^2, \quad (1.20)$$

где $V(\Phi)$ — потенциал поля, λ — положительная константа самодействия поля, а v — единственный размерный свободный параметр СМ, являющийся вакуумным средним поля Хиггса с точностью до множителя $1/\sqrt{2}$. Ковариантная производная действует на поле Хиггса согласно тому, какое представление оно реализует:

$$D_\mu\Phi = \left(\partial_\mu - igT^a W_\mu^a - ig'\frac{1}{2}B_\mu \right) \Phi. \quad (1.21)$$

Сам дублет Хиггса после процедуры фиксации калибровки представим в виде

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}, \quad (1.22)$$

где H — физический бозон Хиггса. Из первоначальных четырех степеней свободы поля Хиггса остается лишь одна, остальные степени свободы становятся продольным компонентами калибровочных бозонов, приобретающих массу. Можно видеть, что лагранжиан (1.20) содержит квадратичные по калибровочным полям слагаемые, однако массы приобретают не состояния W_μ^a и B_μ , являющиеся нефизическими, а их комбинации — W^\pm - и Z -бозоны, поля которых

определяются как

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp W_\mu^2}{\sqrt{2}}, \quad (1.23)$$

$$Z_\mu = \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu. \quad (1.24)$$

Фотон, электромагнитное поле которого определяется как

$$A_\mu = \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu, \quad (1.25)$$

остаётся безмассовым, что означает, что симметрия по группе $U(1)_{\text{em}}$, являющейся подгруппой $SU(2)_L \times U(1)_Y$, остаётся ненарушенной, и фотон по-прежнему взаимодействует с полями, имеющими ненулевой сохраняющийся электрический заряд, связанный с третьей компонентой слабого изоспина T_3 и гиперзарядом через соотношение

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}. \quad (1.26)$$

Массы фермионов вводятся в теорию с помощью юкавских взаимодействий с полем Хиггса. Например, слагаемое, отвечающее за массу электрона, выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L}_Y = y_e \bar{L} \Phi e_R + \text{h.c.} \quad (1.27)$$

Таким образом, полный лагранжиан электрослабого сектора СМ (в рамках классической теории) складывается из четырех слагаемых — калибровочного (1.12), фермионного (1.17), хиггсовского (1.20) и юкавского (1.27):

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_L + \mathcal{L}_H + \mathcal{L}_Y. \quad (1.28)$$

Первое слагаемое включает в себя тройные (WWZ , $WW\gamma$) и четверные ($WWWW$, $WWZZ$, $WWZ\gamma$, $WW\gamma\gamma$) бозонные вершины. Второе слагаемое включает в себя взаимодействие фермионов f с калибровочными полями, причем W взаимодействует только с левыми компонентами, γ — только с правыми, а Z — с обеими. Третье слагаемое включает в себя взаимодействие калибровочных бозонов с бозоном Хиггса (HZZ , HWW , $HHWW$, $HHZZ$) и самодействие поля Хиггса (HHH , $HHHH$). Последнее слагаемое содержит взаимодействие

фермионов с бозоном Хиггса. Хиггсовским и юкавским членами лагранжиана предсказываются следующие массы частиц:

$$m_Z = \frac{\sqrt{g^2 + g'^2}v}{2}, \quad m_W = \frac{gv}{2}, \quad (1.29)$$

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v, \quad m_{f_i} = \frac{y_i v}{\sqrt{2}}. \quad (1.30)$$

Модель с одним поколением легко обобщить на случай трех поколений. Особого подхода требуют кварки в электрослабой модели, что связано с тем, что в отличие от лептонов, массу необходимо придать как верхнему кварку, так и нижнему. Такая процедура придания массы приводит к тому, что в электрослабом взаимодействии через W -бозон кварки участвуют в смешанных состояниях, а не в массовых. Это смешивание определяется матрицей Кабиббо-Кобаяши-Маскавы.

1.2 ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ

1.2.1 ОПИСАНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИИ

Несмотря на все достижения и хорошую согласованность СМ с экспериментальными данными, она имеет ряд недостатков. Это говорит о том, что должна существовать более общая теория, описывающая больше наблюдаемых явлений. Существуют различные расширения СМ, но неизвестно, какое из них является более верным. Для того, чтобы нащупать путь к правильному расширению СМ, удобно искать новую физику с помощью эффективной теории поля [17]. Этот модельнонезависимый подход позволяет искать проявления новой физики косвенным способом — по отклонениям во взаимодействиях известных частиц. Эффективное расширение СМ базируется на параметризации лагранжиана операторами высших размерностей:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \sum_{d>4} \sum_i \frac{f_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^{(d)}, \quad (1.31)$$

где \mathcal{L}_{SM} — лагранжиан СМ, имеющий размерность 4^2 , Λ — энергетический масштаб новой физики, $\mathcal{O}_i^{(d)}$ — i -й оператор размерности d , а $f_i^{(d)}/\Lambda^{d-4}$ — соответствующий коэффициент Вильсона³, играющий роль константы связи и имеющий размерность $\text{ТэВ}^{-(d-4)}$. Операторы высших размерностей строятся из полевых функций СМ так, чтобы не нарушать ее симметрии. Таким образом в теорию добавляются новые (аномальные) вершины, а также могут быть аномально изменены вершинные функции уже существующих в СМ вершин. Эти аномальные вершины представляют собой экстраполяцию экспериментально недоступных в настоящее время высокоэнергетических вкладов новой физики — например, вкладов частиц с массами $m \sim \Lambda$, — на доступный масштаб энергии. Сравнивая предсказания ЭТП с данными и используя статистические методы, можно поставить ограничения на коэффициенты Вильсона, а значит и на проявления новой физики.

1.2.2 ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ АМПЛИТУДЫ, ПОЛНАЯ И ЛИНЕЙНАЯ МОДЕЛИ

Если лагранжиан параметризован так, как в формуле (1.31), то амплитуда некоторого процесса представима в виде

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_{\text{SM}} + \sum_{d>4} \sum_i \frac{f_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{A}_i^{(d)}, \quad (1.32)$$

где \mathcal{A}_{SM} — вклад СМ в амплитуду, а $\mathcal{A}_i^{(d)}$ — вклад в амплитуду от оператора $\mathcal{O}_i^{(d)}$. Квадрат модуля этой амплитуды

$$\begin{aligned} |\mathcal{A}|^2 = & |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + \sum_{d>4} \sum_i \frac{f_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} 2\text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_i^{(d)} + \sum_{d>4} \sum_i \left(\frac{f_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} \right)^2 |\mathcal{A}_i^{(d)}|^2 + \\ & + \sum_{d,d'>4} \sum_{i,j,i>j} \frac{f_i^{(d)}}{\Lambda^{d-4}} \frac{f_j^{(d')}}{\Lambda^{d'-4}} 2\text{Re} \mathcal{A}_i^{(d)\dagger} \mathcal{A}_j^{(d')} \quad (1.33) \end{aligned}$$

²Под размерностью d здесь и далее подразумевается массовая размерность, т.е. размерность массы в степени d .

³Иногда коэффициентом Вильсона называют безразмерный коэффициент $f_i^{(d)}$, но здесь и далее коэффициентом Вильсона будет называться комбинация $f_i^{(d)}/\Lambda^{d-4}$

состоит из четырех частей: член СМ, сумма всех интерференционных (линейных) членов ($\propto f_i^{(d)}$), сумма всех квадратичных членов ($\propto f_i^{(d)2}$) и сумма всех перекрестных членов ($\propto f_i^{(d)} f_j^{(d')}$), представляющих собой интерференцию вкладов разных операторов высших размерностей. Аналогичным образом параметризуется дифференциальное и интегральное сечение, а также предсказываемое ЭТП число событий. Однако данная модель содержит бесконечное число коэффициентов Вильсона, поэтому работа с ней невозможна. Кроме того, в настоящее время операторы слишком высоких размерностей не классифицированы. Поэтому чаще всего используются модели с одним или двумя ненулевыми коэффициентами Вильсона для постановки одномерных или двумерных пределов на них. В модели с одним ненулевым коэффициентом (перед оператором размерности d) лагранжиан и квадрат модуля амплитуды параметризуются следующим образом:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{f}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}, \quad (1.34)$$

$$|\mathcal{A}|^2 = |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + \frac{f}{\Lambda^{d-4}} 2\text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_{\text{BSM}} + \frac{f^2}{\Lambda^{2(d-4)}} |\mathcal{A}_{\text{BSM}}|^2, \quad (1.35)$$

квадрат модуля амплитуды содержит член СМ, интерференционный член и квадратичный член. В модели с двумя ненулевыми коэффициентами (перед операторами размерности d) параметризация выглядит как

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{f_1}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_1 + \frac{f_2}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_2, \quad (1.36)$$

$$\begin{aligned} |\mathcal{A}|^2 = & |\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2 + \frac{f_1}{\Lambda^{d-4}} 2\text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_{\text{BSM},1} + \frac{f_2}{\Lambda^{d-4}} 2\text{Re} \mathcal{A}_{\text{SM}}^\dagger \mathcal{A}_{\text{BSM},2} + \\ & + \frac{f_1^2}{\Lambda^{2(d-4)}} |\mathcal{A}_{\text{BSM},1}|^2 + \frac{f_2^2}{\Lambda^{2(d-4)}} |\mathcal{A}_{\text{BSM},2}|^2 + \frac{f_1 f_2}{\Lambda^{2(d-4)}} 2\text{Re} \mathcal{A}_{\text{BSM},1}^\dagger \mathcal{A}_{\text{BSM},2}, \end{aligned} \quad (1.37)$$

а квадрат модуля амплитуды содержит член СМ, 2 интерференционных члена, 2 квадратичных члена и перекрестный член. Пределы на коэффициенты Вильсона, получающиеся в таких моделях, называются одномерными и двумерными соответственно.

Так как энергетический масштаб новой физики Λ велик, квадратичные и перекрестные члены должны быть подавлены по сравнению с интерференционным. Кроме того, интерференционный вклад от операторов размерности $d' = 2d - 4$ имеет тот же порядок по Λ , что и квадратичный вклад от операторов

размерности d , а интерференционные вклады от операторов промежуточных между d и d' размерностей имеют промежуточные порядки по Λ . Таким образом, рассматривая (1.35) и (1.37) как разложение в ряд по степеням $1/\Lambda$, необходимо учитывать и интерференционные вклады от операторов более высоких размерностей, имеющие точность, не превышающую точность квадратичного члена исходных операторов размерности d . Однако, это невозможно в связи с тем, что операторы слишком высоких размерностей не классифицированы, а также потому, что это приведет к появлению дополнительных коэффициентов Вильсона в модели. Поэтому использование данной (полной) модели возможно лишь при предположении, что вклады операторов более высоких размерностей малы, а одновременное включение других операторов той же размерности не приведет к сильным изменениям пределов. Основным преимуществом полной модели является то, что она обеспечивает положительность квадрата модуля амплитуды и, соответственно, предсказываемого числа событий для любых значений коэффициентов Вильсона.

Кроме полной модели используется и линейная модель, в которой квадратичные и перекрестные слагаемые отбрасываются. В квадрате модуля амплитуды остаются только интерференционные члены, и проблема превышения точности из-за квадратичного слагаемого исчезает. Однако из-за того, что квадрат модуля амплитуды становится линейной по коэффициентам функцией, при некоторых значениях коэффициентов Вильсона он может становиться отрицательным, а это недопустимо. Это накладывает дополнительные ограничения на коэффициенты Вильсона.

1.2.3 АНОМАЛЬНЫЕ ЧЕТВЕРНЫЕ БОЗОННЫЕ ВЕРШИНЫ

В данной работе исследуются аномальные четверные бозонные вершины (aQGC). Такие вершины описываются бозонными операторами, которые строятся из тензоров напряженности полей, поля Хиггса и ковариантных производных. Отсюда следует, что бозонные операторы нечетных размерностей запрещены. Для описания аномальных четверных бозонных вершин удобно использовать базис из операторов размерности 8 [22], так как это позволяет исследовать их «чистым» образом: без вклада тройных вершин. В самом деле, некоторые операторы размерности 6 тоже предсказывают аномальные четверные бозон-

ные вершины, но наряду с ними обязательно содержат и аномальные тройные бозонные вершины.

Используемый в работе базис операторов можно разделить на три семейства операторов по их построению. Т-семейство (тензорное) строится из тензоров напряженности полей $SU(2)_L$ и $U(1)_Y$:

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{T0} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\beta} \hat{W}^{\alpha\beta} \right], \\
\mathcal{O}_{T1} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\nu} \hat{W}^{\mu\beta} \right] \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\beta} \hat{W}^{\alpha\nu} \right], \\
\mathcal{O}_{T2} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\mu\beta} \right] \text{Tr} \left[\hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\nu\alpha} \right], \\
\mathcal{O}_{T5} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] [B_{\alpha\beta} B^{\alpha\beta}], \\
\mathcal{O}_{T6} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\nu} \hat{W}^{\mu\beta} \right] [B_{\mu\beta} B^{\alpha\nu}], \\
\mathcal{O}_{T7} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\alpha\mu} \hat{W}^{\mu\beta} \right] [B_{\beta\nu} B^{\nu\alpha}], \\
\mathcal{O}_{T8} &= [B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}] [B_{\alpha\beta} B^{\alpha\beta}], \\
\mathcal{O}_{T9} &= [B_{\alpha\mu} B^{\mu\beta}] [B_{\beta\nu} B^{\nu\alpha}].
\end{aligned} \tag{1.38}$$

Операторы М-семейства (смешанного) смешивают в себе тензоры напряженности полей и ковариантные производные дублета Хиггса:

$$\begin{aligned}
\mathcal{O}_{M0} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\mu\nu} \right] \left[(D_\beta \Phi)^\dagger D^\beta \Phi \right], \\
\mathcal{O}_{M1} &= \text{Tr} \left[\hat{W}_{\mu\nu} \hat{W}^{\nu\beta} \right] \left[(D_\beta \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \right], \\
\mathcal{O}_{M2} &= [B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}] \left[(D_\beta \Phi)^\dagger D^\beta \Phi \right], \\
\mathcal{O}_{M3} &= [B_{\mu\nu} B^{\nu\beta}] \left[(D_\beta \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \right], \\
\mathcal{O}_{M4} &= \left[(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} D^\mu \Phi \right] B^{\beta\nu}, \\
\mathcal{O}_{M5} &= \left[(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} D^\nu \Phi \right] B^{\beta\mu} + \text{h.c.}, \\
\mathcal{O}_{M7} &= \left[(D_\mu \Phi)^\dagger \hat{W}_{\beta\nu} \hat{W}^{\beta\mu} D^\nu \Phi \right].
\end{aligned} \tag{1.39}$$

Наконец, S-семейство (скалярное) строится из ковариантных производных поля

Хиггса:

$$\begin{aligned}\mathcal{O}_{S0} &= \left[(D_\mu \Phi)^\dagger D_\nu \Phi \right] \left[(D^\mu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi \right], \\ \mathcal{O}_{S1} &= \left[(D_\mu \Phi)^\dagger D^\mu \Phi \right] \left[(D_\nu \Phi)^\dagger D^\nu \Phi \right].\end{aligned}\tag{1.40}$$

В таблице 1.1 показано, какие операторы на какие четверные вершины влияют. Можно видеть, что операторы S-семейства не оказывают никакого влияния на четверные вершины с присутствием пары бозонов $Z\gamma$, поэтому операторы этого семейства в работе не рассматриваются. Для рассмотрения и постановки пределов на соответствующие коэффициенты Вильсона в данной работе были выбраны 7 операторов: \mathcal{O}_{T0} , \mathcal{O}_{T5} , \mathcal{O}_{T8} , \mathcal{O}_{T9} , \mathcal{O}_{M0} , \mathcal{O}_{M1} , \mathcal{O}_{M2} — как минимум по одному из каждой группы операторов по влиянию на вершины из таблицы 1.1. Важно отметить, что операторы \mathcal{O}_{T8} и \mathcal{O}_{T9} являются уникальными в том плане, что влияют только на четверные вершины нейтральных бозонов, и, таким образом, ограничения на соответствующие коэффициенты Вильсона можно поставить только из процессов рождения нейтральных бозонов.

Таблица 1.1 — Влияние операторов размерности 8 на четверные бозонные вершины. Подверженные влиянию вершины помечены символом \circ .

Оператор	WWWW	WWZZ	WWZ γ	WW $\gamma\gamma$	ZZZZ	ZZZ γ	ZZ $\gamma\gamma$	Z $\gamma\gamma\gamma$	$\gamma\gamma\gamma\gamma$
$\mathcal{O}_{T0}, \mathcal{O}_{T1}, \mathcal{O}_{T2}$	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ
$\mathcal{O}_{T5}, \mathcal{O}_{T6}, \mathcal{O}_{T7}$		\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ
$\mathcal{O}_{T8}, \mathcal{O}_{T9}$					\circ	\circ	\circ	\circ	\circ
$\mathcal{O}_{M0}, \mathcal{O}_{M1}, \mathcal{O}_{M7}$	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ		
$\mathcal{O}_{M2}, \mathcal{O}_{M3}, \mathcal{O}_{M4}, \mathcal{O}_{M5}$		\circ	\circ	\circ	\circ	\circ	\circ		
$\mathcal{O}_{S0}, \mathcal{O}_{S1}$	\circ	\circ			\circ				

Аномальные четверные бозонные вершины являются проявлением физики вне СМ на доступном для эксперимента масштабе энергии. На рисунке 1.1 показаны примеры того, как аномальная четверная бозонная вершина может выглядеть в расширениях СМ: это может быть петлевой процесс, содержащий неизвестные частицы с большими массами ($m \sim \Lambda$). Исследуя такие петлевые процессы, становится возможным преобразовать ограничения на коэффициенты Вильсона в ограничения на массы новых частиц.

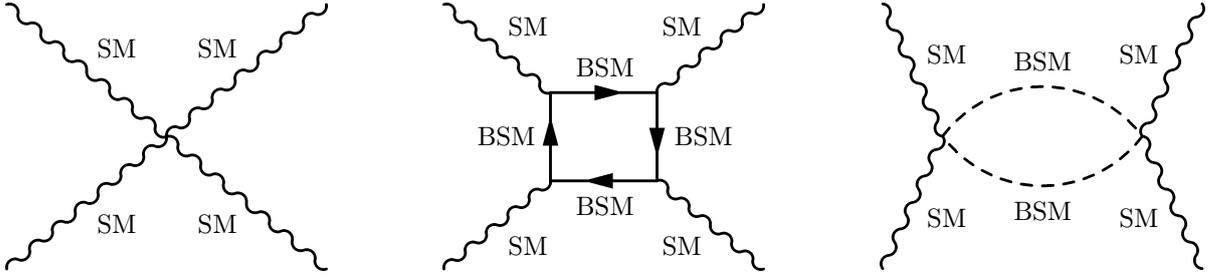


Рисунок 1.1 — Пример того, как аномальное рассеяние бозонов СМ (диаграмма слева) может выглядеть в теориях-расширениях СМ: рассеяние через петлю неизвестных массивных фермионов (диаграмма по центру) и рассеяние через петлю неизвестных массивных скаляров (диаграмма справа).

1.2.4 НАРУШЕНИЕ УНИТАРНОСТИ И ГРАНИЦЫ УНИТАРНОСТИ

S -матрица рассеяния, являющаяся одновременным перекрытием асимптотических начального и конечного состояний, обладает свойством унитарности

$$S^\dagger S = 1, \quad (1.41)$$

отражающим факт, что сумма вероятностей всех возможных результатов эволюции некоторого начального состояния должна быть равна единице. Однако при использовании теорий с размерной константой связи, каковой является ЭТП, унитарность может нарушаться, что проявляется в неограниченном росте сечения аномального процесса с энергией. Существует возможность оценить значения коэффициентов Вильсона, при которых унитарность нарушается — т.н. границы унитарности.

При применении этого условия к процессу рассеяния $2 \rightarrow 2$ вытекает оптическая теорема [21]:

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{1}{s} \text{Im} \mathcal{M}_{\text{el}}(\theta = 0, \varphi = 0), \quad (1.42)$$

где σ_{tot} — полное сечение взаимодействия начальных частиц, $\mathcal{M}_{\text{el}}(\theta = 0, \varphi = 0)$ — матричный элемент упругого рассеяния начальных частиц вперед, θ и φ — полярный и азимутальный углы. Здесь и далее в данном разделе s — это инвариант рассеяния $2 \rightarrow 2$, подразумевается ультрарелятивистский предел ($\sqrt{s} \gg m_1 + m_2$, где m_1 и m_2 — массы начальных частиц), а все результаты

приводятся в системе центра масс.

Матричный элемент для процесса рассеяния произвольных бозонов с определенными спиральностями $V_{1,\lambda_1} V_{2,\lambda_2} \rightarrow V_{3,\lambda_3} V_{4,\lambda_4}$ может быть разложен по парциальным волнам [23; 24] как

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(V_{1,\lambda_1} V_{2,\lambda_2} \rightarrow V_{3,\lambda_3} V_{4,\lambda_4}) &= 16\pi \sqrt{1 + \delta_{V_{1,\lambda_1}}^{V_{2,\lambda_2}}} \sqrt{1 + \delta_{V_{3,\lambda_3}}^{V_{4,\lambda_4}}} e^{iM\varphi} \times \\ &\times \sum_J (2J + 1) d_{\lambda\mu}^J(\theta) T^J(V_{1,\lambda_1} V_{2,\lambda_2} \rightarrow V_{3,\lambda_3} V_{4,\lambda_4}), \end{aligned} \quad (1.43)$$

где $M = \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4$, $\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\mu = \lambda_3 - \lambda_4$, $d_{\lambda\mu}^J$ — d -матрица Вигнера, T^J — J -я парциальная амплитуда. Принимая во внимание, что дифференциальное сечение рассеяния $2 \rightarrow 2$ связано с матричным элементом соотношением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\mathcal{M}|^2}{64\pi^2 s}, \quad (1.44)$$

а также то, что сечение упругого рассеяния не должно превышать σ_{tot} , можно получить условие унитарности парциальных волн:

$$|T^J(V_{1,\lambda_1} V_{2,\lambda_2} \rightarrow V_{1,\lambda_1} V_{1,\lambda_1})| \leq 1, \quad (1.45)$$

справедливое для любого упругого рассеяния. На основе этого условия можно получить границы унитарности коэффициентов Вильсона.

В работе [24] рассчитываются парциальные амплитуды T^0 и T^1 для операторов (1.40), (1.38) и (1.39) в пространстве пар частиц начального и конечного состояния с определенными спиральностями (т.е. эти амплитуды являются матрицами). Условие (1.45) применяется для собственных значений матриц амплитуд, в которых учитывается только ведущий нарушающий унитарность член. Наиболее строгие границы унитарности для рассматриваемых в данной работе коэффициентов представлены в таблице 1.2.

1.3 ПРОТОН-ПРОТОННЫЕ СТОЛКНОВЕНИЯ

Теоретический расчет взаимодействий протонов затрудняет тот факт, что они являются составными частицами. Однако в связи с тем, что при высоких энергиях внутренние степени свободы протона — кварки и глюоны, или просто

Таблица 1.2 — Наиболее строгие границы унитарности для рассматриваемых в данной работе коэффициентов, полученные в [24].

Коэффициент	Граница унитарности
$ f_{T0}/\Lambda^4 $	$(12/5)\pi s^{-2}$
$ f_{T5}/\Lambda^4 $	$(8/\sqrt{3})\pi s^{-2}$
$ f_{T8}/\Lambda^4 $	$(3/2)\pi s^{-2}$
$ f_{T9}/\Lambda^4 $	$(24/7)\pi s^{-2}$
$ f_{M0}/\Lambda^4 $	$(32/\sqrt{6})\pi s^{-2}$
$ f_{M1}/\Lambda^4 $	$(128/\sqrt{6})\pi s^{-2}$
$ f_{M2}/\Lambda^4 $	$(16/\sqrt{2})\pi s^{-2}$

партоны, — находятся в режиме асимптотической свободы, возможно рассчитать процессы взаимодействия партонов, а затем сложить результаты с определенными весами, ассоциирующимися с вероятностями обнаружить тот или иной партон в протоне. Для этого вводятся партонные функции распределения (parton density function, PDF) $f_i(x, Q^2)$, выражающие вероятность того, что партон типа i содержится в протоне и несет долю импульса x при реакции с модулем квадрата переданного импульса Q^2 [21]. Тогда жесткая часть взаимодействия двух протонов может быть сведена к взаимодействию двух партонов, а дифференциальное сечение может быть вычислено с помощью формулы

$$d\sigma(p_1, p_2 \rightarrow X) = \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) d\sigma(i, j \rightarrow X). \quad (1.46)$$

Партонные функции распределения не могут быть вычислены из первых принципов, так как для описания структуры адронов невозможно использовать пертурбативную КХД. Поэтому эти функции определяются экспериментально при фиксированных Q^2 . Эволюция партонных функций распределения при изменении параметра Q^2 описывается эволюционными уравнениями Альтарелли-Паризи, которые согласуются с экспериментальными данными.

В результате жесткого процесса могут родиться цветные частицы, которые не могут наблюдаться в свободном виде. Кроме того, цветными являются и осколки провзаимодействовавших протонов. В детекторе наблюдаются бесцветные комбинации — адроны, или адронные струи. Рассчитать этот процесс из первых принципов также невозможно. Однако существуют и используются модели адронизации [25–27], согласующиеся с экспериментальными данными.

2 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

2.1 БОЛЬШОЙ АДРОННЫЙ КОЛЛАЙДЕР

Большой адронный коллайдер (БАК) [28] — крупнейший в мире ускоритель частиц, расположенный под землей, на границе Швейцарии и Франции в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН). Его схема представлена на рисунке 2.1. БАК относится к типу кольцевых (или циклических) коллайдеров, а ускоряются в нем встречные пучки заряженных частиц: протонов p , либо ионов тяжелых элементов A . Длина окружности кольца БАК составляет 26.7 км, а проектная энергия в системе центра масс составляет 14 ТэВ для pp -столкновений и 5.5 ТэВ на нуклон для AA -столкновений.

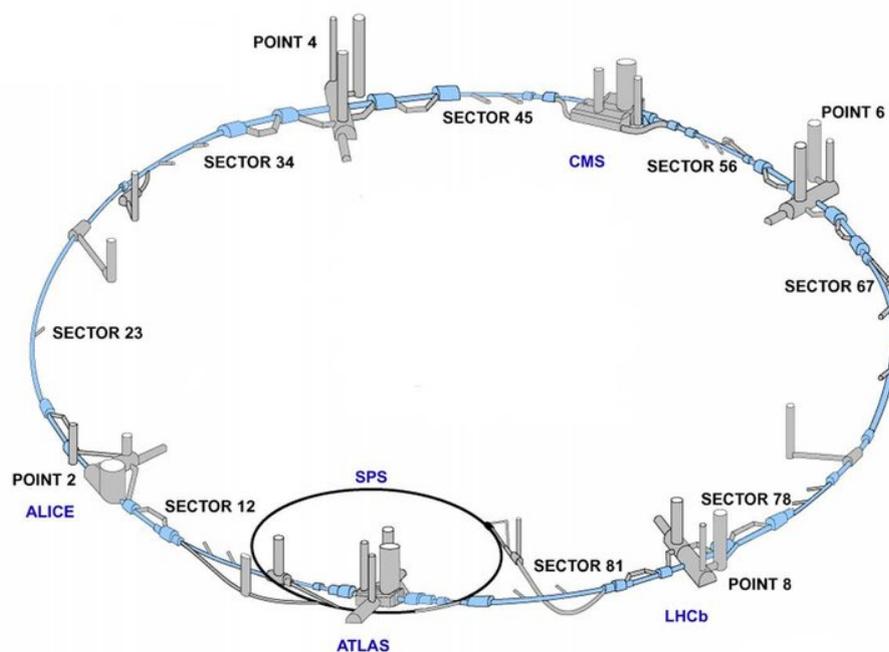


Рисунок 2.1 — Схема Большого адронного коллайдера с указанием четырех экспериментов (ATLAS, CMS, ALICE, LHCb) и протонного суперсинхротрона (SPS).

Проектная светимость БАК составляет $L = 10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$ для pp -столкновений и $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$ для AA -столкновений. Данная величина пропорциональна средней частоте dN/dt некоторого процесса и может быть определена формулой

$$\frac{dN}{dt} = L \cdot \sigma, \quad (2.1)$$

где σ — сечение процесса. Интеграл данной (мгновенной) светимости по времени проведения эксперимента называется интегральной светимостью и пропорционален среднему числу происхождений некоторого процесса N в течение времени проведения эксперимента:

$$N = \sigma \cdot \int L dt. \quad (2.2)$$

Разгон пучков протонов до энергии, при которой они сталкиваются, проходит в несколько этапов. Ионы H^- получают с помощью ионизации газообразного водорода и попадают в линейный ускоритель Linac4, где разгоняются до энергии 160 МэВ. При инжекции из линейного ускорителя в первый кольцевой ионы лишаются двух электронов и, таким образом, становятся протонами. Следующими этапами разгона являются бустер протонного синхротрона (PSB), протонный синхротрон (PS) и протонный суперсинхротрон (SPS), где протоны набирают энергию 160 МэВ, 2 ГэВ и 450 ГэВ соответственно. Затем протоны переводятся в основное кольцо ускорительного комплекса — БАК, где достигают энергии, при которой затем сталкиваются. Движение протонов по кольцевой траектории регулируется поворотными магнитами, а для фокусировки пучка используются фокусирующие магниты. Вместе поворотные и фокусирующие магниты составляют мощную магнитную систему БАК. Большую часть сеансов набора данных в БАК циркулируют встречные пучки протонов, однако некоторое время (порядка одного месяца в год) один или оба встречных пучка состоят из ионов тяжелых элементов.

Протоны впрыскиваются в БАК сгустками, что необходимо для их разгона с помощью резонаторов — металлических камер, в которых создается переменное электромагнитное поле, подобранное таким образом, чтобы в момент пролета сгустка через резонатор поле его разгоняло. Кроме того, использование резонаторов позволяет выравнивать энергию протонов в сгустке. Резонаторы расположены в точке 4 (рисунок 2.1, Point 4). При проектном режиме работы

в БАК одновременно могут находиться по 2808 сгустков протонов, в каждом из которых может находиться порядка 10^{11} протонов, с временным расстоянием между сгустками в 25 нс.

В целях обеспечения безопасности, в точке 6 (рисунок 2.1, Point 6) расположена система сброса пучка. Она необходима для того, чтобы расфокусировать пучок и перевести его в специальное помещение для поглощения в случае, если он начнет представлять опасность. Также эта система используется для сброса ослабевшего пучка.

Встречные пучки сталкиваются в определенных точках, а именно внутри детекторов. 4 основных детектора показаны на рисунке 2.1. Наиболее многофункциональными и универсальными детекторами являются ATLAS [29] и CMS [30]. Детектор ALICE [31] проектировался для изучения кварк-глюонной плазмы, а детектор LHCb [32] — для изучения свойств b -кварка.

К настоящему моменту времени полностью произошли 2 сеанса работы БАК с набором физических данных экспериментами. Первый сеанс набора данных продолжался в 2010–2013 годах на пониженной энергии pp -столкновений: сначала 7 ТэВ, а затем 8 ТэВ. За это время крупнейшими экспериментами была набрана статистика, соответствующая около 30 фб^{-1} . Второй сеанс набора данных продлился с 2015 года по 2018 год на энергии pp -столкновений 13 ТэВ, а крупнейшими экспериментами была набрана статистика на примерно 139 фб^{-1} . В этом году начался третий сеанс набора данных с энергией pp -столкновений, равной 13.6 ТэВ. Между сеансами набора данных производится оптимизация коллайдера и модернизация детекторов и электронной аппаратуры.

2.2 ДЕТЕКТОР ATLAS

2.2.1 ОБЩАЯ ИНФОРМАЦИЯ

Эксперимент ATLAS (A Torroidal LHC ApparatuS) [29] на БАК в ЦЕРН представляет собой одноименный многоцелевой детектор элементарных частиц, предназначенный для исследования pp - и AA -столкновений. Схема детектора представлена на рисунке 2.2. Данный детектор конструировался так, чтобы он мог регистрировать и идентифицировать все частицы СМ, рождающиеся в результате столкновений и попадающие в него, кроме нейтрино. Для этого

такие частицы (кроме мюонов) должны быть поглощены. 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.

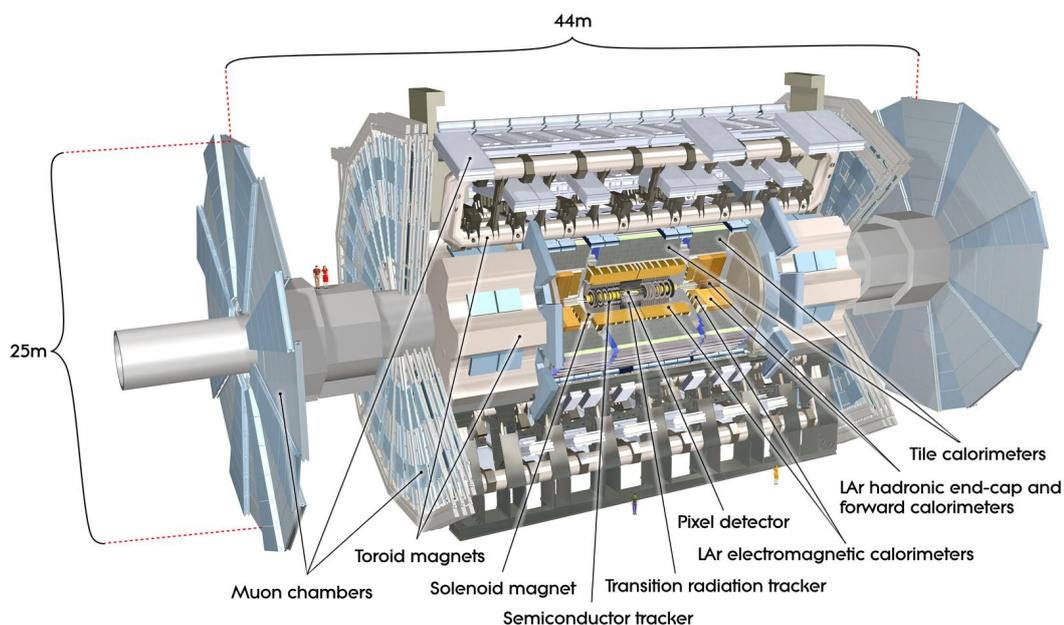


Рисунок 2.2 — Схематическое изображение детектора ATLAS с разрезом.

2.2.2 СИСТЕМА КООРДИНАТ И СПЕЦИАЛЬНЫЕ КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ

Для исследования протон-протонных столкновений используется система координат, началом которой является точка столкновения пучков протонов. Ось x направлена в центр кольца БАК, а ось y — вверх. Ось z лежит касательно к кольцу БАК и направлена так, чтобы система координат была правой. Кроме прямоугольной системы координат используется и сферическая, координаты в

которой задаются соотношениями

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad (2.3)$$

$$\theta = \arccos \frac{z}{r}, \quad (2.4)$$

$$\varphi = \arctg \frac{y}{x}. \quad (2.5)$$

Таким образом, в момент столкновения импульсы протонов с высокой точностью направлены параллельно оси z .

Для описания процессов, происходящих на БАК, удобно использовать ряд специальных кинематических переменных. Вектором поперечного импульса называется двумерный вектор

$$\vec{p}_T = (p_x, p_y), \quad (2.6)$$

лежащий в плоскости, поперечной пучку. Его абсолютное значение называется поперечным импульсом:

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}. \quad (2.7)$$

Также используются переменная поперечной энергии:

$$E_T = E \frac{p_T}{|\vec{p}|} = E \cos \theta, \quad (2.8)$$

равная поперечному импульсу в ультрарелятивистском приближении.

Многие экспериментальные установки на БАК не предназначены для регистрации нейтрино, слабо взаимодействующих с веществом. Поэтому рождение в том или ином событии нейтрино приводит к появлению недостающей поперечной энергии E_T^{miss} , определение которой базируется на законе сохранения импульса в поперечной плоскости, с высокой точностью равного нулю для начальных частиц.

Для систем из двух частиц (и более) используется инвариантная масса и поперечная масса системы:

$$m_{ab} = \sqrt{(E_a + E_b)^2 - (\vec{p}_a + \vec{p}_b)^2}, \quad (2.9)$$

$$m_T^{ab} = \sqrt{(E_T^a + E_T^b)^2 - (\vec{p}_T^a + \vec{p}_T^b)^2}, \quad (2.10)$$

в ультрарелятивистском приближении равные

$$m_{ab} = 2E_a E_b (1 - \cos \alpha), \quad (2.11)$$

$$m_{\text{T}}^{ab} = 2E_{\text{T}}^a E_{\text{T}}^b (1 - \cos \Delta\varphi_{ab}), \quad (2.12)$$

где α — угол между направлениями вылета частиц a и b , а $\Delta\varphi_{ab} = \varphi_a - \varphi_b$. Инвариантная масса часто используется для прямого поиска новых и изучения свойств известных частиц.

Вместо переменной θ обычно используется псевдобыстрота η :

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (2.13)$$

изменяющаяся от 0 при $\theta = \pi/2$ до $+\infty$ при $\theta = \pi$ и $-\infty$ при $\theta = 0$. Данная переменная является ультрарелятивистским пределом быстроты

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (2.14)$$

Угловые расстояния между двумя объектами часто задаются с помощью псевдобыстротно-азимутального угла

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}. \quad (2.15)$$

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

Пиксельный детектор находится ближе всех к точке столкновения протонов и состоит из 3 слоев в барреле, который закрывают по 3 диска эндкапа с обеих сторон. На слои и диски пиксельного детектора нанесены чувствительные кремниевые матрицы, состоящие из примерно 46000 пикселей размером 50 мкм × 400 мкм. К каждой матрице непосредственно подключена считывающая информация электроники. При прохождении заряженной частицы через

один из пикселей в нем 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 жесткой радиации. Для снижения радиационного фона при работе детектор охлаждается до температуры порядка -10 градусов Цельсия. Пиксельный детектор покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.

Следующим по удаленности от пучка является детектор SCT. Он является кремниевым стриповым детектором и состоит из 4 двусторонних слоев в барреле и 9 дисков в эндкапе с обеих сторон. 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 768 стрипов, расположенных с шагом 80 мкм. В барреле стрипы расположены параллельно оси z , а в эндкапе — радиально. Функционально данный детектор схож с пиксельным детектором, работает при низких температурах и покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$.

Наиболее удаленной от трубы БАК составляющей частью внутреннего детектора является детектор TRT. Этот детектор состоит из трубочек диаметром 4 мм, расположенных параллельно оси z в барреле и поперечно направлению оси z в эндкапе. Для сбора зарядов, образованных в результате ионизации вещества детектора, в каждой трубочке находится вольфрамовый анод. Кроме трекинга, TRT дает возможность проводить идентификацию электронов. Это достигается тем, что газовая смесь в трубочке (70% Xe, 27% CO₂, 3% O₂) позволяет детектировать фотоны переходного излучения, возникающего при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с разными показателями преломления, и измерять их энергию, которая зависит от типа частицы. Трубочки чередуются со слоями полипропилена, тем самым создаются границы раздела 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. Данный детектор покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 2.0$.

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, а также является сверхпроводящим и работает при близкой к абсолютному нулю температуре. Благодаря данному магниту по радиусу кривизны треков заряженных частиц можно определить отношение их поперечного импульса к заряду.

2.2.4 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 слоев поглотителя, где частица порождает ливень и теряет энергию, и чувствительных слоев, которые регистрируют ионизацию вещества, измеряя тем самым потерянную частицей энергию. Природа ливней, порожденных частицами, участвующих в сильном взаимодействии (адронов) и частиц, не участвующих в нем, 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 жидкий аргон. Баррельная часть электромагнитного калориметра покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 1.475$, а эндкапная — $1.375 < |\eta| < 3.2$. При этом в переходном регионе ($1.37 < |\eta| < 1.52$) энергетическое разрешение значительно ухудшается.

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 слоев поглотителя — меди и слоев чувствительного вещества — жидкого аргона. Баррельная

часть адронного калориметра покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 1.7$, а эндкапная — $1.5 < |\eta| < 3.2$.

Кроме электромагнитного и адронного калориметра, система калориметров детектора ATLAS включает в себя передний калориметр, расположенный в эндкапной части и служащий для измерения энергии частиц с большими псевдобыстротами. Передний калориметр состоит из трех модулей. В первом модуле, оптимизированном для поглощения электромагнитных ливней, поглотителем является медь. Два оставшихся модуля оптимизированы для поглощения адронных ливней и в качестве поглотителя содержат вольфрам. Чувствительным веществом во всех модулях является жидкий аргон. Передний калориметр покрывает диапазон псевдобыстрот $3.1 < |\eta| < 4.9$.

2.2.5 МЮОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР И ТОРОИДАЛЬНЫЕ МАГНИТЫ

Наиболее удаленной от пучка компонентой детектора ATLAS является мюонный спектрометр, предназначенный для измерения импульсов и идентификации высокоэнергетичных мюонов, т.к. эти частицы чрезвычайно слабо взаимодействуют с веществом калориметра и не поглощаются им. Мюонный спектрометр состоит из нескольких подсистем, предназначенных для регистрации мюонов как в баррельной части, так и в эндкапной. Мониторируемые дрейфовые трубки (MDT) и катодные стриповые камеры (CSC) используются для измерения координаты, т.е. для трекинга мюонов. Резистивные плоские камеры (RPC) и тонко-зазорные камеры (TGC) выполняют функции триггера. 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 импульс мюонов. Мюонная система покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 2.7$.

2.2.6 ТРИГГЕРЫ И ОТБОР ДАННЫХ

При проектной светимости ожидается частота протон-протонных взаимодействий порядка 1000 МГц (это можно получить из формулы (2.1), поставив туда проектную светимость и сечение взаимодействия протонов, которое при энергиях БАК составляет 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.

3 ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

3.1 МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для изучения процессов необходимы теоретические предсказания для сигнальных и фоновых процессов. Расчет процессов, происходящих на БАК, вручную невозможен ввиду большого количества диаграмм и необходимости использовать партонные функции распределения в формуле (1.46). Кроме того, процессы адронизации, развитие партонного ливня и симуляция детектора реализуются в виде алгоритмов, а не в аналитическом виде. Поэтому основным инструментом для расчета теоретических предсказаний в физике высоких энергий являются Монте-Карло генераторы событий.

Монте-Карло моделирование производится в три этапа. Первый этап называется партонным уровнем и заключается в расчете квадрата модуля амплитуды, являющегося функцией плотности конечного фазового объема, и генерации событий в соответствии с ним. Некоторые генераторы событий партонного уровня могут рассчитывать процесс как в ведущем порядке теории возмущений (LO, leading order), так и в следующем за ведущим (NLO, next-to-leading-order) и более высоких порядках. Основным используемым в данной работе Монте-Карло генератором партонного уровня является MADGRAPH5_AMC@NLO [33], так как в нем присутствует возможность генерировать процессы в заданных индивидуальных порядках по каждой константе связи. Кроме того, в данном генераторе можно использовать любой пользовательский лагранжиан, например, лагранжиан ЭТП. Примерами других генераторов партонного уровня, результаты моделирования в которых используются в данной работе, являются SHERPA [34] и VBFNLO [35]. Партонные функции распределения, необходимые для расчета процессов на БАК, реализуются либо встроенными в генератор методами, либо с помощью пакета LHAPDF [36], содержащего различные функции распределения, параметризованные с разной

точностью и рассчитанные разными коллаборациями.

Следующим этапом моделирования физического процесса является уровень адронизации — моделирование процессов адронизации и развитие партонного ливня, которые не могут быть рассчитаны из первых принципов. Однако есть параметризации, с помощью которых данные процессы могут быть смоделированы. Основными генераторами таких событий, реализующими разные алгоритмы, являются SHERPA, PYTHIA8 [37] и HERWIG [38].

Последним этапом моделирования является уровень реконструкции, на котором генерируются события, связанные с прохождением частиц через структурные элементы детектора. Наиболее полным и точным образом данные процессы могут быть смоделированы с помощью пакета GEANT4 [39]. Примером альтернативного, более быстрого способа симуляции детектора, является генератор DELPHES3 [40].

Для удобства интерфейс файлов, являющихся выходными из генератора одного уровня и входными для генераторов другого уровня, стандартизован. Это позволяет пользоваться практически любыми комбинациями генераторов для моделирования событий разных уровней. Так, интерфейс между генераторами партонного уровня и генераторами уровня адронизации задается стандартом Les Houches Accords [41], а интерфейс между генераторами уровня адронизации и генераторами уровня реконструкции задается стандартом HEPMC [42].

Для удобства в коллаборации ATLAS симуляция процессов стандартизована и реализована в виде глобальной рабочей среды [43], что включает в себя полную модель детектора ATLAS в GEANT4.

3.2 ОБРАБОТКА ДАННЫХ

Обработка данных в настоящей работе выполняется с помощью объектно-ориентированного пакета библиотек ROOT [44; 45]. Данный пакет содержит широкий спектр возможностей для работы с векторами, матрицами, функциями, гистограммами, графиками и т.д. Основным назначением данного пакета являются возможности визуализации результатов.

На основе пакета ROOT были созданы расширяющие его проекты: RooFit [46] и RooStats [47]. Они включают в себя уже реализованные ме-

тоды фитирования и всевозможные статистические методы. В данной работе используются разные программы, базирующиеся на данных проектах.

При анализе данных статистическими методами особую роль занимают численные методы. Наиболее часто применяющимся в данной работе численным методом является минимизация функции большого числа переменных, а именно минус логарифма функции правдоподобия. В этих целях в работе используется библиотека для минимизации MINUIT2 [48].

4 АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОСЛАБОГО РОЖДЕНИЯ

$Z\gamma jj$

4.1 СИГНАЛЬНЫЙ И ФОНОВЫЙ ПРОЦЕССЫ

Основная часть данной работы базируется на анализе электрослабого рождения Z -бозона с фотоном и двумя ассоциированными струями в pp -столкновениях с энергией 13 ТэВ в эксперименте ATLAS. Данный процесс является перспективным для изучения, так как он является редким и был открыт только в 2021 году [49] (с использованием канала распада Z -бозона на заряженные лептоны). Для анализа был выбран нейтринный канал распада Z -бозона, так как он имеет большую вероятность по сравнению с лептонным и лучшую эффективность идентификации по сравнению с адронным. Данный процесс с нейтринным каналом распада Z -бозона был открыт в 2022 году [50]. Таким образом, сигнальный процесс может быть обнаружен по следующей сигнатуре: фотон, недостающий поперечный импульс и не менее двух адронных струй. Для реконструкции струй в данном анализе используется алгоритм кластеризации $anti-k_t$ [51].

Сигнальным процессом в данной работе является электрослабое рождение Z -бозона с фотоном ($Z\gamma$ EWK) с нейтринным каналом распада Z . Основными фоновыми процессами в указанной сигнатуре являются:

- $Z\gamma$ QCD — сильное рождение Z -бозона с фотоном с нейтринным каналом распада Z , где под сильным рождением понимаются процессы, содержащие КХД вершины;
- $W\gamma$ EWK и QCD — электрослабое и сильное рождение W -бозона с фотоном;
- γ +jet — рождение фотона со струями, когда потерянный поперечный импульс возникает вследствие неверно измеренной энергии струи;
- $W(e\nu)$, t , $t\bar{t}$ — фоны, связанные с неверной идентификацией электрона

- как фотона ($e \rightarrow \gamma$);
- $t\bar{t}\gamma$;
- Zj, jj — рождение Z -бозона со струями и многоструйные события, когда Z распадается по нейтринному каналу либо энергия струи определяется неверно, а одна адронная струя неверно регистрируется как фотон ($j \rightarrow \gamma$);
- $Z(l\bar{l})\gamma$ — рождение Z -бозона с фотоном с распадом $Z \rightarrow l\bar{l}$.

На рисунке 4.1 представлены примеры диаграмм электрослабого и сильного рождения Z -бозона с фотоном и двумя струями.

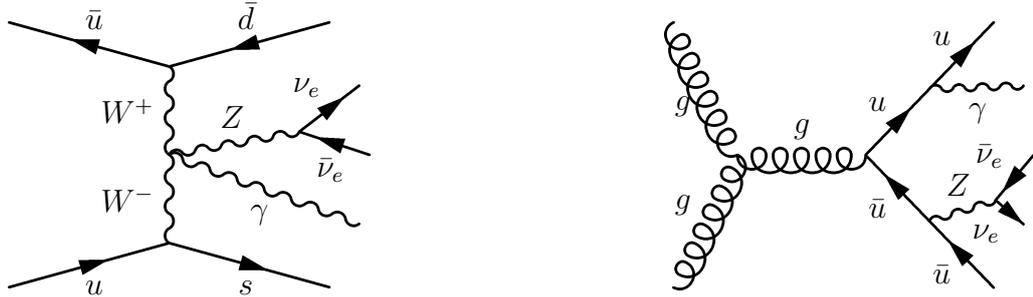


Рисунок 4.1 — Примеры диаграмм для рождения Z -бозона с фотоном и двумя струями: электрослабого (слева, $Z\gamma$ EWK) и сильного (справа, $Z\gamma$ QCD).

Фон $Z(l\bar{l})\gamma$ оценивается напрямую из Монте-Карло ввиду его малости, фоны $e \rightarrow \gamma$, $j \rightarrow \gamma$ и γ +jet оцениваются с помощью данных (data-driven методов), а дающие наибольший вклад фоновые процессы $Z\gamma$ QCD, $W\gamma$ EWK и QCD, $t\bar{t}\gamma$ оцениваются из Монте-Карло с последующей нормировкой на данные в контрольных регионах.

4.2 СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Систематические погрешности, используемые в данном анализе, можно разделить на теоретические и экспериментальные. Основными источниками теоретических систематических погрешностей являются:

- погрешности, связанные с выбором партонной функции распределения;
- погрешности, связанные с выбором Монте-Карло генераторов событий для партонного уровня и уровня адронизации;
- погрешности энергетических шкал для определения констант связи;
- погрешности, связанные с моделированием вкладов, следующих за ведущим порядком теории возмущений по КХД.

Основными экспериментальными систематическими погрешностями являются:

- погрешности определения энергии объектов (струй, фотонов, электронов, мюонов) и недостающего поперечного импульса, связанные с неидеальностью калибровки и энергетическим разрешением детектора;
- погрешность на определение интегральной светимости;
- погрешность на эффективность работы триггера;
- погрешность, связанная с возможным фоновым загрязнением от наложения нескольких взаимодействий протонов из одного сгустка;
- погрешности, связанные с эффективностью реконструкции, идентификации и изоляции объектов.

Интерференция между $Z\gamma$ EWK и $Z\gamma$ QCD также учитывается как систематическая погрешность. Отдельными источниками неопределенности являются систематические погрешности определения фонов с помощью данных.

4.3 РЕГИОНЫ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ АНАЛИЗА

Сигнальный регион в данном анализе определяется отборами¹, представленными в таблице 4.1. Для нормировки фонов $Z\gamma$ QCD, $W\gamma$ EWK и QCD, $t\bar{t}\gamma$ на данные в анализе определяются 3 контрольных региона, не пересекающихся с сигнальным. Кроме того, для оценки фонов $e \rightarrow \gamma$, $j \rightarrow \gamma$ и γ +jet используется т.н. инклюзивный регион с меньшим количеством отборов по сравнению с сигнальным для большей статистики. В таблице 4.2 приведены относительные вклады от каждого процесса в полное ожидаемое число событий в сигнальном регионе.

Таблица 4.1 — Отборы, определяющие сигнальный регион.

$N_\gamma = 1, N_{\text{leptons}} = 0, N_{\text{jets}} \geq 2$	
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	$E_T^{\text{miss}} > 120 \text{ ГэВ}$
$E_T^{\text{miss}}\text{-significance} > 12$ [52]	$ \Delta\varphi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, j) > 0.3$
$ \Delta\varphi(\vec{p}_T^{\text{miss}}, \gamma) > 0.3$	$p_T^{\text{SoftTerm}} < 16 \text{ ГэВ}$ [53]
$m_{jj} > 300 \text{ ГэВ}$	$\zeta_\gamma < 0.6$

Основной задачей данной работы является интерпретация данного анализа с помощью ЭТП и постановка пределов на коэффициенты Вильсона. Для

¹ $\zeta_\gamma = \left| \frac{y_\gamma - (y_{j_1} + y_{j_2})/2}{(y_{j_1} - y_{j_2})} \right|$ — центральность фотона.

Таблица 4.2 — Относительный вклад сигнального процесса и каждого фона в ожидаемое из СМ число событий в сигнальном регионе.

Процесс	Вклад
$Z\gamma$ EWK	12%
$Z\gamma$ QCD	37%
$W\gamma$ QCD	25%
$W\gamma$ EWK	6%
$W(e\nu), t, t\bar{t}$	6%
$t\bar{t}\gamma$	6%
γ +jet	5%
Zj, jj	2%
$Z(l\bar{l})\gamma$	1%

этого необходимо использовать сигнальный регион, при необходимости ограничив его для достижения большей чувствительности, а также все систематические погрешности, используемые в анализе.

5 МЕТОДИКА ПОСТАНОВКИ ПРЕДЕЛОВ НА КОЭФФИЦИЕНТЫ ВИЛЬСОНА

5.1 СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД

5.1.1 МЕТОД ДЕКОМПОЗИЦИИ

Для постановки пределов на коэффициенты Вильсона нужно параметризовать предсказываемое ЭТП число событий параметрами интереса, т.е. коэффициентами Вильсона. Эта параметризация аналогична параметризации квадрата модуля амплитуды процесса, представленной в уравнениях (1.35) и (1.37) для случаев одного и двух ненулевых коэффициентов Вильсона соответственно. С помощью метода декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий MADGRAPH5_AMC@NLO можно сгенерировать события, соответствующие разным членам квадрата модуля амплитуды. Таким образом, предсказываемое число событий содержит те же слагаемые, что и квадрат модуля амплитуды. Использование метода декомпозиции для основной части работы проиллюстрировано на рисунке 5.1, где представлены распределения по поперечной энергии фотона для членов СМ, интерференционного и квадратичного, сгенерированных по отдельности, для случая одного ненулевого коэффициента Вильсона.

Кроме метода декомпозиции, есть и альтернативный способ получить оценки чисел событий, соответствующих разным членам квадрата модуля амплитуды — т.н. метод морфинга. Он заключается в генерации нескольких Монте-Карло наборов событий, соответствующих разным значениям коэффициентов. Комбинируя их определенным образом, можно получить набор, соответствующий любому значению коэффициентов Вильсона. К примеру, в случае

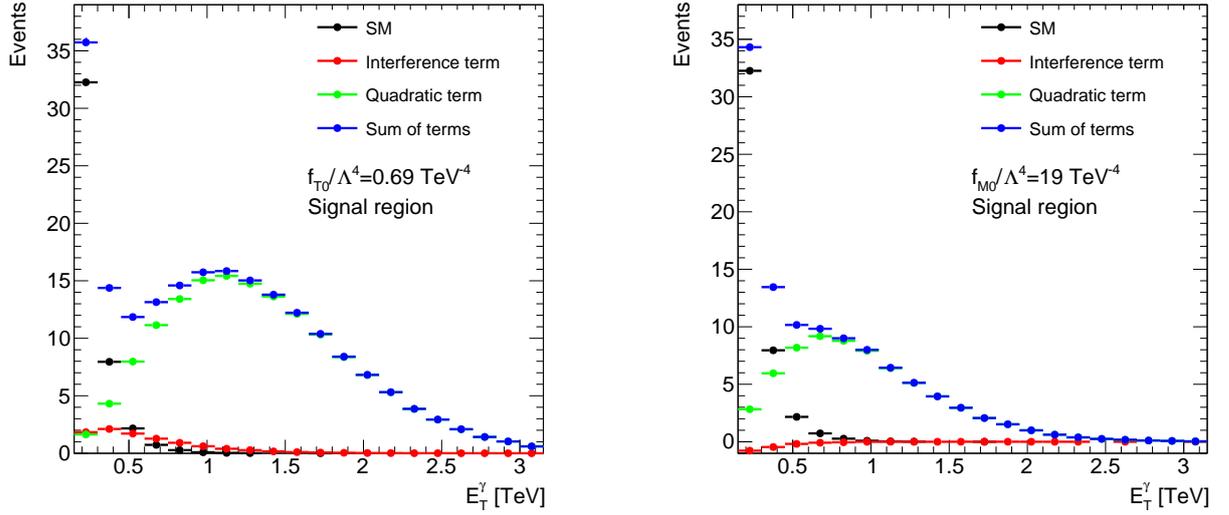


Рисунок 5.1 — Распределения по поперечной энергии фотона трех отдельно сгенерированных членов: СМ ($Z\gamma$ EWК, черное), интерференционного (красное) и квадратичного (зеленое), а также их сумма (синее) в случае одного ненулевого коэффициента Вильсона: f_{T0}/Λ^4 (слева) и f_{M0}/Λ^4 (справа).

одного ненулевого коэффициента достаточно сгенерировать три набора, для которых наиболее удобно выбрать следующие значения коэффициентов: 0 (т.е. набор СМ) и 2 противоположных ненулевых значения. Однако генерация событий, соответствующих полному квадрату модуля амплитуды (т.е. сумме всех членов за раз) длится дольше, чем генерация отдельных членов. Кроме того, с методом декомпозиции легче работать, а также проще контролировать статистическую погрешность отдельных членов квадрата модуля амплитуды. Поэтому в данной работе используется метод декомпозиции.

5.1.2 СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ФУНКЦИЯ ПРАВДОПОДОБИЯ

В этом и в следующем разделах используются следующие обозначения: $\boldsymbol{\mu}$ — вектор параметров интереса, представляющий собой один коэффициент Вильсона в случае одномерной параметризации ($\boldsymbol{\mu} = f/\Lambda^4$) или пару разных коэффициентов Вильсона в случае двумерной параметризации ($\boldsymbol{\mu} = (f_1/\Lambda^4, f_2/\Lambda^4)$), а $\boldsymbol{\theta}$ представляет собой вектор параметров, отвечающих за неопределенности.

Для постановки пределов на коэффициенты Вильсона в данной работе

используется тестовая статистика [54], основанная на функции правдоподобия:

$$t_{\mu} = -2 \ln \frac{L(\boldsymbol{\mu}, \hat{\boldsymbol{\theta}}(\boldsymbol{\mu}))}{L(\hat{\boldsymbol{\mu}}, \hat{\boldsymbol{\theta}})}, \quad (5.1)$$

где $L(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta})$ — функция правдоподобия, которая в знаменателе находится в своем глобальном максимуме, а в числителе — в локальном максимуме при фиксированном значении параметров интереса. Функция правдоподобия содержит в себе информацию о статистической модели и строится как произведение распределений Пуассона количества событий в каждом бине и нормальных распределений каждого из параметров $\boldsymbol{\theta}$:

$$L(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta}) = \prod_i \frac{(N_{\text{pred}}^i(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta}))^{N_{\text{data}}^i}}{N_{\text{data}}^i!} e^{-N_{\text{pred}}^i(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta})} \times \prod_j \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\theta_j^2/2}, \quad (5.2)$$

где индекс i нумерует бины, индекс j нумерует компоненты вектора параметров $\boldsymbol{\theta}$, N_{data}^i — число событий в i -м бине в данных, а $N_{\text{pred}}^i(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta})$ — предсказываемое теорией число событий в i -м бине. Для постановки ожидаемых пределов вместо данных используется ожидаемое из СМ число событий. В основной части работы используется всего один бин, получаемый в результате оптимизации сигнального региона по чувствительной переменной E_{T}^{γ} .

Предсказание параметризуется коэффициентами Вильсона согласно уравнениям (1.35) и (1.37), как пояснено в разделе 5.1.1, а также параметрами $\boldsymbol{\theta}$. Для основной части данной работы эта параметризация выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} N_{\text{pred}}(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta}) = & \left(N_0(1 + \sigma_{0,\text{stat}}\theta_{0,\text{stat}}) + \frac{f}{\Lambda^4} N_{\text{int}}(1 + \sigma_{\text{int},\text{stat}}\theta_{\text{int},\text{stat}}) + \right. \\ & \left. + \frac{f^2}{\Lambda^8} N_{\text{quad}}(1 + \sigma_{\text{quad},\text{stat}}\theta_{\text{quad},\text{stat}}) \right) \prod_j \eta(\theta_j, \sigma_{j0}^+, \sigma_{j0}^-) + \\ & + \sum_k N_k(1 + \sigma_{k,\text{stat}}\theta_{k,\text{stat}}) \prod_j \eta(\theta_j, \sigma_{jk}^+, \sigma_{jk}^-), \quad (5.3) \end{aligned}$$

где индекс k нумерует фоны ($k \geq 1$); индексы 0, int и quad соответствуют процессу $Z\gamma$ EWK, интерференционному члену и квадратичному члену соответственно; σ — вариация от соответствующей неопределенности фона или сигнала.

ла, что определяется индексами. Систематические погрешности находятся под знаком произведения, они в общем случае учитываются с помощью линейной интерполяции параметров:

$$\eta(\theta, \sigma^+, \sigma^-) = 1 + \begin{cases} \sigma^+ \theta, & \theta \geq 0 \\ -\sigma^- \theta, & \theta < 0 \end{cases}, \quad (5.4)$$

где σ^\pm — вариации процесса, соответствующие отклонениям в плюс-минус одно стандартное отклонение, которые не равны в случае несимметричного влияния погрешности.

В основной части работы используются несколько статистических моделей. Для проведения различных проверок используется упрощенная модель, в которой систематические погрешности симметризируются и комбинируются. Для оптимизации используется предварительная статистическая модель, включающая в себя все рассматриваемые систематические погрешности, но не совпадающая с окончательной моделью для получения финальных результатов ввиду совершенствования статистической модели в течение работы.

5.1.3 СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД CL_{s+b} И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕСТОВОЙ СТАТИСТИКИ

Для построения доверительного интервала в данной работе используется частотный статистический метод, также называемый CL_{s+b} . Данный метод определяет доверительный регион на уровне доверия α как область в пространстве параметров интереса, в которой

$$p_\mu = \int_{t_\mu^{\text{obs}}}^{\infty} f(t_\mu | \mu) dt_\mu > 1 - \alpha, \quad (5.5)$$

где p_μ называется p -value, t_μ^{obs} — наблюдаемое значение тестовой статистики, а $f(t_\mu | \mu)$ — распределение тестовой статистики при μ -гипотезе, т.е. при гипотезе, что данные распределены в соответствии со значениями параметров интереса μ . В соответствии с определениями тестовой статистики (5.1), функции правдоподобия (5.2) и предсказываемого числа событий (5.3), аналитический вид

функции этого распределения неизвестен. Одним из возможных способов получить данное распределение является метод псевдоэкспериментов [55]. Для этого случайные величины функции правдоподобия генерируются в соответствии со своими функциями распределения, для каждого псевдоэксперимента считается тестовая статистика и заполняется гистограмма. Таким образом, данный метод связан с большим количеством вычислений: для нахождения доверительного интервала, определяемого уравнением (5.5), наборы псевдоэкспериментов необходимо генерировать много раз — для разных значений параметров интереса μ , так как распределение тестовой статистики зависит от параметров интереса.

Альтернативным способом является использование асимптотического распределения тестовой статистики. Согласно аппроксимации Уальда [56], для случая одного параметра интереса и при гипотезе, что данные распределены в соответствии с тестируемым значением параметра μ , тестовая статистика (5.1) может быть представлена в виде

$$t_\mu = \frac{(\mu - \hat{\mu})^2}{\sigma^2} \quad (5.6)$$

в пределе большой выборки, где $\hat{\mu}$ — случайная величина, распределенная по закону $N(\mu, \sigma)$. Отсюда можно получить распределение тестовой статистики при μ -гипотезе:

$$f(t_\mu | \mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi t_\mu}} e^{-t_\mu/2}, \quad (5.7)$$

что является распределением хи-квадрат с одной степенью свободы. Утверждение, что в пределе большой выборки распределение тестовой статистики (5.1) с одним параметром интереса принимает вид распределения хи-квадрат называется теоремой Уилкса [57]. Распределение (5.7) может быть обобщено на случай большего количества параметров интереса [54]. В общем случае распределение тестовой статистики в пределе большой выборке принимает вид распределения хи-квадрат с количеством степеней свободы, равным количеству параметров интереса:

$$t_\mu \sim \chi_{\dim \mu}^2. \quad (5.8)$$

Данный метод позволяет находить пределы гораздо быстрее, чем метод псевдоэкспериментов. Из определения доверительного региона (5.5) и асимптотического распределения тестовой статистики (5.8) следует, что пределы (т.е. границы

доверительного региона) определяются из условия

$$t_{\mu}^{\text{obs}} = q_{\alpha}(\chi_{\text{dim}\mu}^2), \quad (5.9)$$

где $q_{\alpha}(\chi_{\text{dim}\mu}^2)$ — квантиль распределения хи-квадрат с $\text{dim}\mu$ степенями свободы уровня α . Квантили этого распределения являются известными величинами. В данной работе для получения пределов используется уровень доверия $\alpha = 0.95$ (95% CL). Для такого уровня доверия квантили распределения хи-квадрат с одной и двумя степенями свободы равны 3.84 и 5.99 соответственно. Для примера на рисунке 5.2 представлен график зависимости наблюдаемого значения тестовой статистики от коэффициента Вильсона f_{T0}/Λ^4 , иллюстрирующий процедуру постановки одномерных пределов с помощью уравнения (5.9).

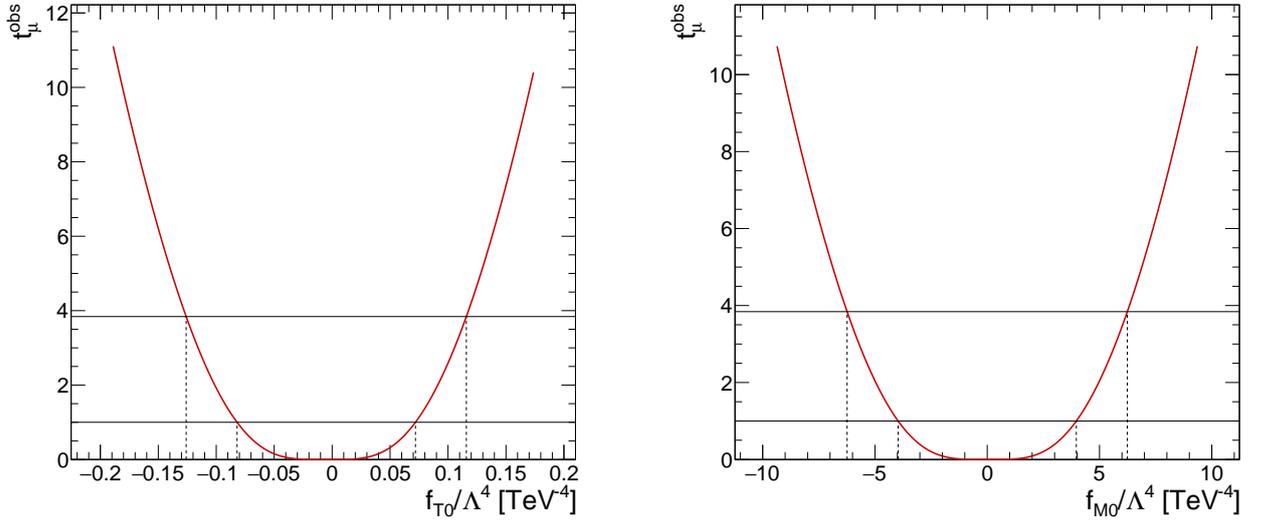


Рисунок 5.2 — График зависимости (красный) тестовой статистики от коэффициента Вильсона f_{T0}/Λ^4 (слева) и f_{M0}/Λ^4 (справа). Для построения функции правдоподобия в данном случае был использован сигнальный регион с дополнительным ограничением $E_T^\gamma > 900$ ГэВ, а также предварительная статистическая модель и ожидание СМ в качестве данных. Точки пересечения с линиями на уровне 1 и 3.84 определяют границы доверительного интервала на уровне доверия 68% и 95% соответственно.

В связи с тем, что в основной части работы используется лишь 1 бин с жестким отбором на поперечную энергию фотона, предел большой выборки не выполняется и применимость асимптотического распределения тестовой статистики (5.8) не очевидна. Поэтому была проведена проверка, в которой сравнивались наблюдаемые пределы на коэффициент Вильсона f_{T0}/Λ^4 , получаемые

при использовании асимптотического распределения тестовой статистики и при использовании более правильного распределения, получаемого с помощью псевдоэкспериментов, для разных отборов на поперечную энергию фотона (и, следовательно, разных количеств событий), используя упрощенную статистическую модель. Результаты проверки приведены в таблице 5.1. Различие между результатами невелико, поэтому, в силу преимуществ асимптотического распределения, для всех получаемых далее в данной работе пределов используется асимптотическое распределение тестовой статистики.

Таблица 5.1 — Сравнение наблюдаемых пределов на коэффициент Вильсона f_{T0}/Λ^4 , полученных при использовании асимптотического распределения тестовой статистики и при использовании псевдоэкспериментов, для разных отборов на поперечную энергию фотона E_T^γ в упрощенной статистической модели.

Отбор	Ожидание СМ	Данные	Асимпт., ТэВ^{-4}	Псевдоэксп., ТэВ^{-4}
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	375	356	[-0.880; 0.794]	[-0.873; 0.784]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	36.8	41	[-0.372; 0.315]	[-0.374; 0.313]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	8.12	8	[-0.203; 0.167]	[-0.205; 0.167]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	1.89	1	[-0.127; 0.102]	[-0.125; 0.102]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	0.919	0	[-0.105; 0.084]	[-0.103; 0.081]

5.2 МЕТОДИКА, ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ДЛЯ ПОЛНОЙ МОДЕЛИ

5.2.1 КЛИППИНГ

При использовании эффективной теории поля возникает нарушение унитарности, основное проявление которого — неограниченный рост сечения аномальных процессов с энергией. Для борьбы с этим нежелательным эффектом в данной работе используется т.н. метод клиппинга, заключающийся в обрезании вкладов новой физики при больших энергиях, что может быть интерпретировано как ультрафиолетовое обрезание. Нарушающим унитарность аномальным подпроцессом является рассеяние векторных бозонов $VV \rightarrow Z\gamma$, поэтому под обрезаемой энергией здесь понимается инвариантная масса Z -бозона с фотоном $m_{Z\gamma}$, квадрат которой равен s -инварианту данного рассеяния. Энергия обрезания является свободным теоретическим параметром и называется энергией клиппинга E_c . Данное обрезание производится на уровне интегрирования по

фазовому пространству, т.е. на партонном уровне Монте-Карло генератора, ко вкладам новой физики, т.е. к интерференционному и квадратичному членам. Распределения этих двух членов по $m_{Z\gamma}$ представлены на рисунке 5.3.

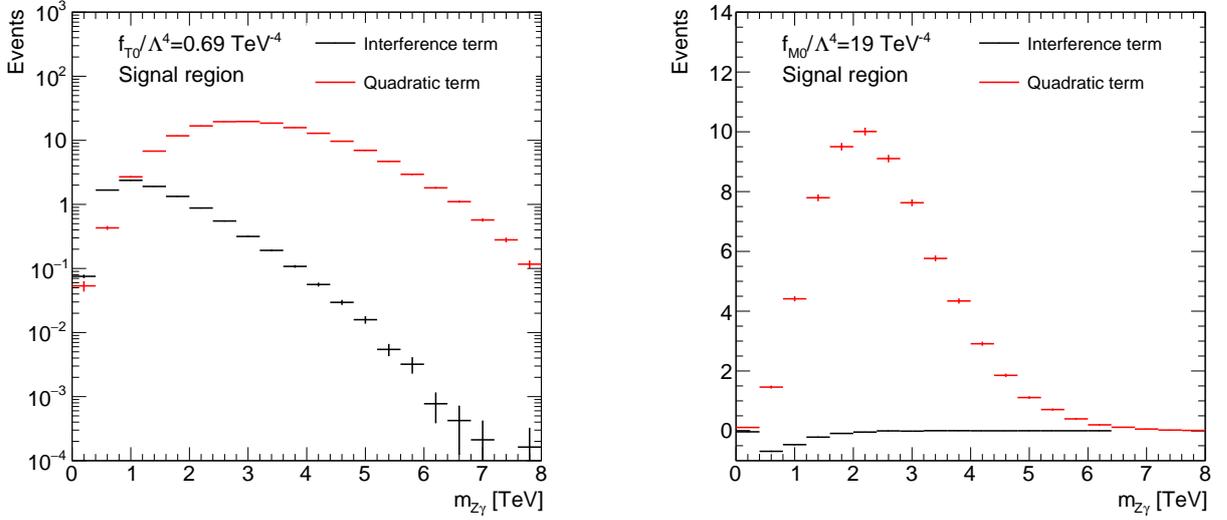


Рисунок 5.3 — Распределения по инвариантной массе Z -бозона с фотоном для интерференционного (черное) и квадратичного (красное) членов, где распределенная переменная взята с партонного уровня генератора событий. Слева ненулевым коэффициентом является f_{T0}/Λ^4 , справа — f_{M0}/Λ^4 . На правой картинке не применен логарифмический масштаб, в отличие от левой, в связи с тем, что интерференционный член принимает отрицательные значения.

Таким образом, при клиппинге отбрасываются события с $m_{Z\gamma} > E_c$ из интерференционного и квадратичного членов, что приводит к уменьшению вкладов новой физики и уменьшению строгости пределов. Случай $E_c = \infty$ соответствует отсутствию клиппинга, а случай $E_c = 0$ соответствует отсутствию вкладов новой физики. На рисунке 5.4 показано влияние клиппинга на наблюдаемую величину — поперечную энергию фотона E_T^γ ($m_{Z\gamma}$ не может наблюдаться в силу нейтринного канала распада Z): чем меньше энергия клиппинга, тем меньше вклад новой физики и тем ближе распределение к случаю СМ.

Процедуру клиппинга можно легко связать с границами унитарности из таблицы 1.2, зависящими от s -инварианта рассеяния векторных бозонов, заменив который на E_c можно получить зависимость границ унитарности от энергии клиппинга. Пределы, находящиеся вне границ унитарности, называются неунитаризованными и являются нефизичными, но отражают чувствительность рассматриваемого процесса в совокупности с набором данных к аномальным вершинам и могут использоваться для сравнения с пределами, поставленными,

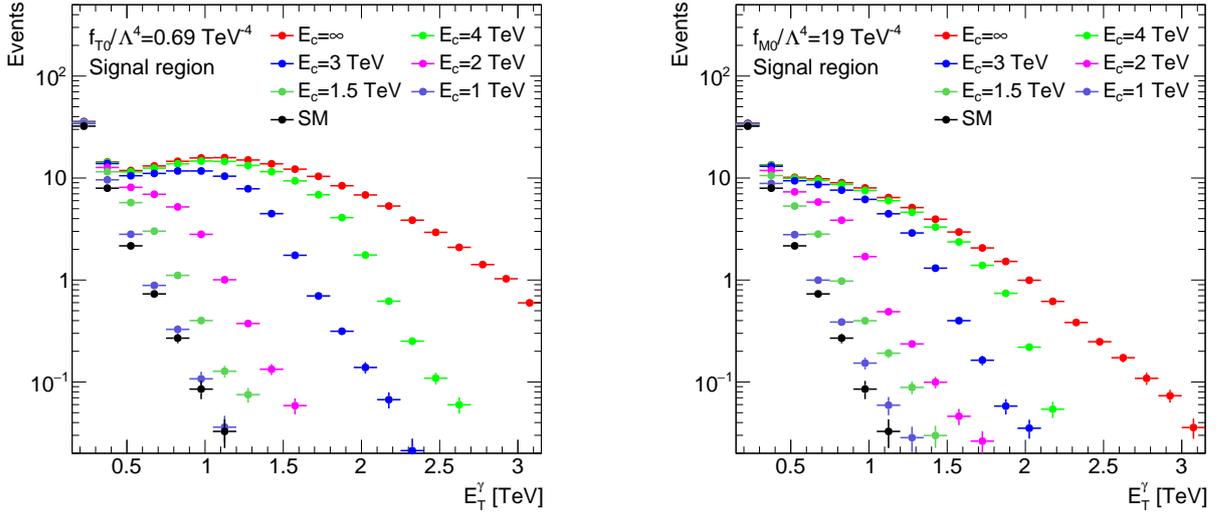


Рисунок 5.4 — Распределения по поперечной энергии фотона для разных значений энергии клиппинга в случае одного ненулевого коэффициента Вильсона: f_{T0}/Λ^4 (слева) и f_{M0}/Λ^4 (справа). Черным цветом изображено распределения SM члена ($Z\gamma$ EWK).

например, при изучении других процессов или другими экспериментами. Пределы, находящиеся внутри границ унитарности, называются унитаризованными.

5.2.2 ПРОВЕРКА ВЛИЯНИЯ NLO КХД ПОПРАВКИ К СИГНАЛЬНОМУ ПРОЦЕССУ

В используемых наборах фонов К-фактор (отношение NLO предсказания к LO) применен в случае, если он сильно отклоняется от 1. В данной работе было проверено влияние К-фактора, соответствующего NLO КХД поправкам к сигналу, на пределы на коэффициенты Вильсона. Ввиду того, что сгенерировать аномальные вклады с NLO КХД поправками в настоящее время невозможно, предполагается, что на аномальные вклады К-фактор влияет так же, как и на SM ($Z\gamma$ EWK) набор, причем учитывается зависимость К-фактора от инвариантной массы двух струй m_{jj} . Результат применения такого К-фактора к SM, интерференционному и квадратичному членам представлен на рисунке 5.5.

К-фактор мало отклоняется от единицы для всех трех вкладов (не более 4% для $Z\gamma$ EWK и не более процента для вкладов новой физики), а это значит, что можно ожидать, что его влияние на пределы на коэффициенты Вильсона

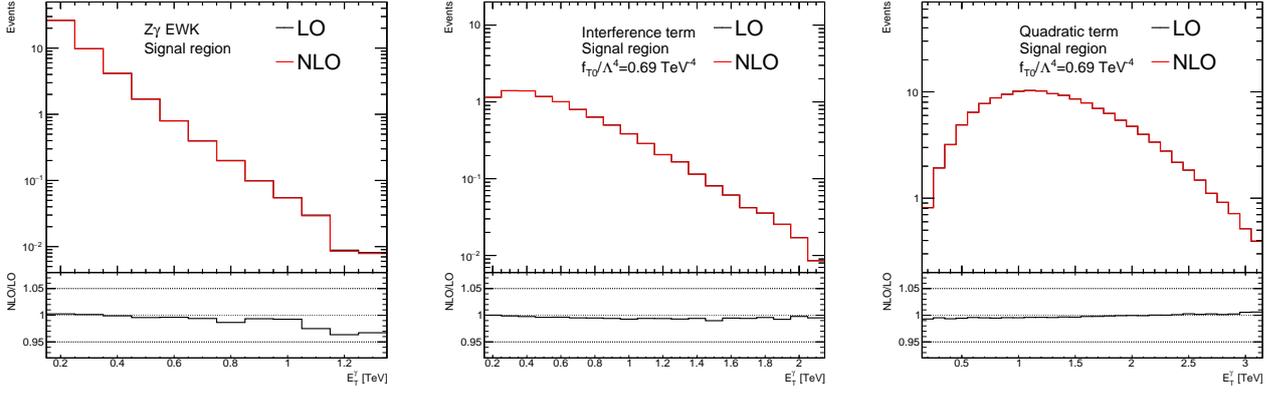


Рисунок 5.5 — Распределения по поперечной энергии фотона с учетом NLO КХД поправок (красное) и без них (черное) для случая ненулевого коэффициента f_{T0}/Λ^4 для трех вкладов: СМ (слева), интерференционного члена (по центру) и квадратичного члена (справа).

будет пренебрежимым. Это было проверено на примере коэффициента f_{T0}/Λ^4 в регионе с отбором $E_T^\gamma > 900$ ГэВ для разных значений энергии клиппинга с использованием упрощенной статистической модели, результаты приведены в таблице 5.2. Влияние К-фактора на пределы действительно оказалось пренебрежимо малым, что объясняется следующим образом. Качественно К-фактор одинаково влияет на все 3 вклада: они немного уменьшаются. Уменьшение СМ вклада приводит к уточнению пределов, а уменьшение аномальных вкладов приводит к ослаблению пределов. Эти эффекты, будучи слабыми изначально, друг друга компенсируют, и в результате пределы практически не меняются. Таким образом, NLO КХД поправки к сигналу в данной работе далее не используются.

Таблица 5.2 — Результат применения NLO КХД поправок к пределам на коэффициент Вильсона f_{T0}/Λ^4 для разных значений энергии клиппинга. Были использованы отбор $E_T^\gamma > 900$ ГэВ и упрощенная статистическая модель.

E_c , ТэВ	Без NLO поправок, ТэВ ⁻⁴	С NLO поправками, ТэВ ⁻⁴
∞	[-0.126; 0.118]	[-0.126; 0.118]
5	[-0.136; 0.127]	[-0.136; 0.127]
4	[-0.159; 0.147]	[-0.159; 0.147]
3	[-0.242; 0.222]	[-0.243; 0.222]
2	[-0.905; 0.848]	[-0.908; 0.852]

5.2.3 ОПТИМИЗАЦИЯ ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВА

В основной части данной работы при построении функции правдоподобия используется один бин. Он строится на основе сигнального региона с добавлением нижнего ограничения по поперечной энергии фотона E_T^γ , так как эта переменная является одной из наиболее чувствительных к проявлениям аномальных вершин [18; 55]. Таким образом, оптимизация фазового пространства в данной работе заключается в поиске такого отбора на поперечную энергию фотона, при которой ожидаемые пределы являются наиболее строгими. Оптимизация производится именно по ожидаемым пределам, а не по наблюдаемым, так как отбор событий не должен основываться на флуктуациях в данных.

Так как переменные $m_{Z\gamma}$ и E_T^γ , используемые для клиппинга и оптимизации соответственно, скоррелированы, применять эти 2 процедуры необходимо одновременно. Поэтому оптимизация производилась отдельно для унитаризованных пределов и неунитаризованных. Очевидно, что наилучшие неунитаризованные пределы получаются при отсутствии клиппинга ($E_c = \infty$). Для получения наилучших унитаризованных пределов энергия клиппинга выбиралась наиболее близко к точке, где пределы (как ожидаемые, так и наблюдаемые) пересекают границу унитарности и становятся унитаризованными. Процесс оптимизации может быть проиллюстрирован с помощью таблицы с ожидаемыми пределами, в которой по горизонтали меняется энергия клиппинга, а по вертикали — ограничение по поперечную энергию фотона. Таким образом, в процессе оптимизации необходимо найти наилучшие неунитаризованные и унитаризованные пределы. Такие таблицы для всех рассматриваемых коэффициентов Вильсона представлены в приложении А.

В результате оптимизации, производившейся в предварительной статистической модели, для получения окончательных пределов в полной модели были выбраны следующие отборы на поперечную энергию фотона:

- $E_T^\gamma > 900$ ГэВ — для неунитаризованных пределов;
- $E_T^\gamma > 600$ ГэВ — для унитаризованных пределов для коэффициентов операторов T-семейства,
- $E_T^\gamma > 400$ ГэВ — для унитаризованных пределов для коэффициентов операторов M-семейства.

Данный выбор основывался на среднем результате для всех коэффициентов.

Выбор более слабого отбора для унитаризованных пределов для коэффициентов операторов М-семейства объясняется разной зависимостью от энергии вкладов операторов М- и Т-семейств.

5.3 МЕТОДИКА, ИСПОЛЬЗУЕМАЯ ДЛЯ ЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ

5.3.1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ

Кроме полной модели, в данной работе рассматривается линейная модель, в которой квадратичное слагаемое отброшено ввиду того, что согласно уравнению (1.35) оно должно быть подавлено по сравнению с интерференционными в связи с большим энергетическим масштабом новой физики Λ и малостью проявлений новой физики. Таким образом, в линейной модели предсказываемое количество событий процесса $pp \rightarrow Z\gamma jj$ представляет линейной функцией по коэффициенту Вильсона:

$$N_{\text{tot}} = N_{\text{SM,tot}} + \frac{f}{\Lambda^4} N_{\text{int}}, \quad (5.10)$$

где N_{int} — количество событий, соответствующее интерференционному члену, а $N_{\text{SM,tot}}$ — ожидаемое из СМ количество событий такого процесса, включая электрослабое рождение ($Z\gamma$ EWK), сильное рождение ($Z\gamma$ QCD) и интерференцию между ними.

Ввиду линейности предсказываемого числа событий по коэффициенту Вильсона, данная модель не может гарантировать неотрицательность этого числа событий, что должно выполняться при любых значениях коэффициента Вильсона. Условие неотрицательности величины (5.10) приводит к появлению т.н. теоретического предела на коэффициенты Вильсона, который может быть рассчитан как

$$\frac{f_{\text{theory}}}{\Lambda^4} = -\frac{N_{\text{SM,tot}}}{N_{\text{int}}}. \quad (5.11)$$

В зависимости от знака интерференционного члена теоретический предел может ограничивать значения коэффициента Вильсона либо сверху, либо снизу.

При $N_{\text{int}} < 0$ этот предел — верхний, а при $N_{\text{int}} > 0$ — нижний.

Точное определение теоретического предела невозможно ввиду статистической погрешности Монте-Карло наборов, на основе которых он рассчитывается. При сильном ограничении фазового пространства сильно возрастает статистическая погрешность интерференционного члена, что связано с тем, что интерференционные наборы содержат события как с положительными весами, так и с отрицательными. Теоретические пределы были рассчитаны для всех рассматриваемых коэффициентов для разных значений порога на поперечную энергию фотона и представлены в приложении В.

5.3.2 ОПТИМИЗАЦИЯ ФАЗОВОГО ПРОСТРАНСТВА

Как и для пределов в полной модели, в линейной модели была произведена оптимизация отбора по поперечной энергии фотона по ожидаемым пределам. Клиппинг для пределов в линейной модели не применялся, поскольку возрастание сечения. Таблица, иллюстрирующая процесс оптимизации, представлена в приложении В. В результате для получения окончательных пределов в линейной модели были выбраны следующие отборы на поперечную энергию фотона:

- $E_T^\gamma > 800$ ГэВ — для коэффициентов операторов Т-семейства,
- $E_T^\gamma > 400$ ГэВ — для коэффициентов операторов М-семейства.

6 РЕЗУЛЬТАТЫ

6.1 ПРЕДЕЛЫ В ПОЛНОЙ МОДЕЛИ

Окончательные неунитаризованные ожидаемые и наблюдаемые пределы на рассматриваемые 7 коэффициентов Вильсона даны в таблице 6.1. Унитаризованные ожидаемые и наблюдаемые пределы с указанием энергии клипшинга даны в таблице 6.2.

Таблица 6.1 — Полученные на уровне доверия 95% неунитаризованные ($E_c = \infty$) ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты Вильсона.

Коэффициент	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
f_{T0}/Λ^4	[-0.094; 0.084]	[-0.13; 0.12]
f_{T5}/Λ^4	[-0.088; 0.099]	[-0.12; 0.13]
f_{T8}/Λ^4	[-0.059; 0.059]	[-0.081; 0.080]
f_{T9}/Λ^4	[-0.13; 0.13]	[-0.17; 0.17]
f_{M0}/Λ^4	[-4.6; 4.6]	[-6.2; 6.2]
f_{M1}/Λ^4	[-7.7; 7.7]	[-10; 10]
f_{M2}/Λ^4	[-1.9; 1.9]	[-2.6; 2.6]

Таблица 6.2 — Полученные на уровне доверия 95% унитаризованные ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты Вильсона с указанием энергии клипшинга, при которой они получены.

Коэффициент	E_c , ТэВ	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
f_{T0}/Λ^4	1.7	[-0.87; 0.71]	[-0.89; 0.73]
f_{T5}/Λ^4	2.4	[-0.34; 0.42]	[-0.35; 0.43]
f_{T8}/Λ^4	1.7	[-0.52; 0.52]	[-0.53; 0.53]
f_{T9}/Λ^4	1.9	[-0.79; 0.79]	[-0.81; 0.81]
f_{M0}/Λ^4	0.7	[-160; 160]	[-150; 150]
f_{M1}/Λ^4	1.0	[-160; 150]	[-140; 140]
f_{M2}/Λ^4	1.0	[-33; 32]	[-30; 30]

Дополнительной иллюстрацией к проделанной работе является рисунок

6.1. На нем представлены распределения по поперечной энергии фотона для данных и ожидания со вкладами всех фонов. Кроме того, сплошной линией показано то распределение в случае одного ненулевого коэффициента Вильсона. Так как переменная E_T^γ использовалась для оптимизации, данный рисунок также иллюстрирует эту процедуру.

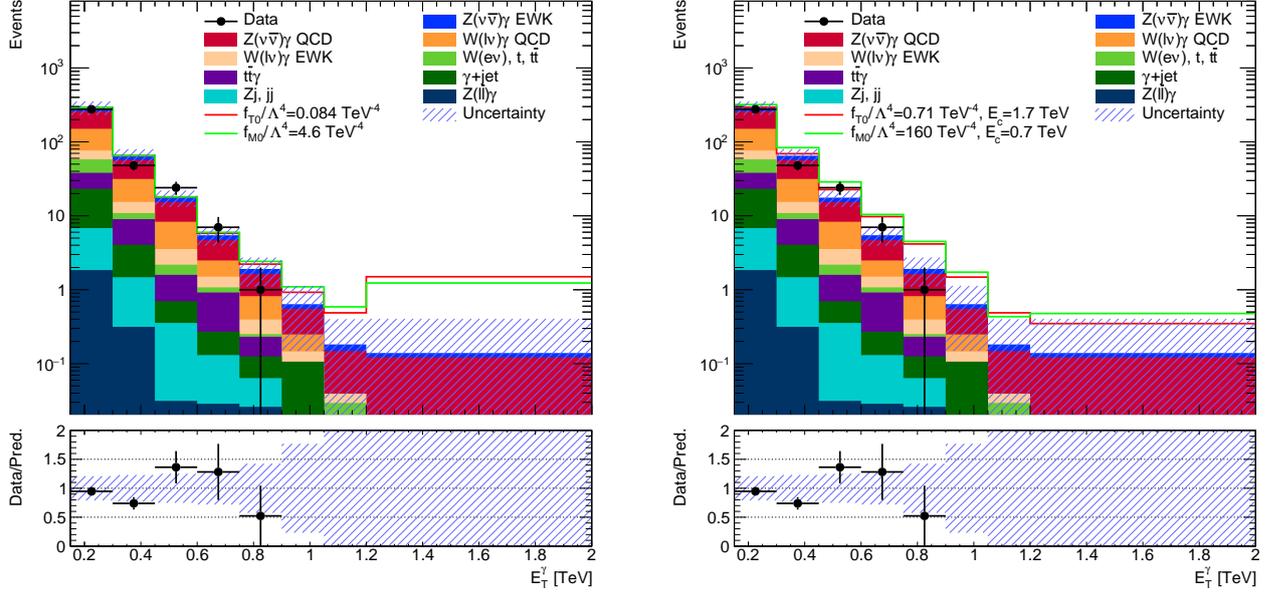


Рисунок 6.1 — Распределения по поперечной энергии фотона для данных (черные точки) и ожидания СМ (цветная гистограмма) с указанием вклада каждого фона. Штриховкой показана комбинация статистической и систематической погрешностей ожидания. Сплошными линиями нанесены предсказания в случае одного коэффициента Вильсона, равного измеренному пределу: f_{T0}/Λ^4 (красная линия) и f_{M0}/Λ^4 (зеленая линия). Слева — случай неунитаризованных пределов, справа — случай унитаризованных. Последний бин включает в себя все события с $E_T^\gamma > 1.2$ ТэВ.

Кроме численных значений, было получено и графическое представление пределов. На рисунке 6.2 представлены графики зависимости пределов на каждый коэффициент Вильсона от энергии клиппинга с указанием границы унитарности. Это позволяет увидеть, при какой энергии клиппинга ожидаемые и наблюдаемые пределы попадают внутрь границы унитарности, т.е. становятся унитаризованными.

Неунитаризованные пределы на коэффициенты Вильсона могут быть сравнены с результатами подобных исследований. Полученные в данной работе пределы являются самыми точными, полученными из процесса электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ [18; 58]. Пределы на некоторые коэффициенты являются

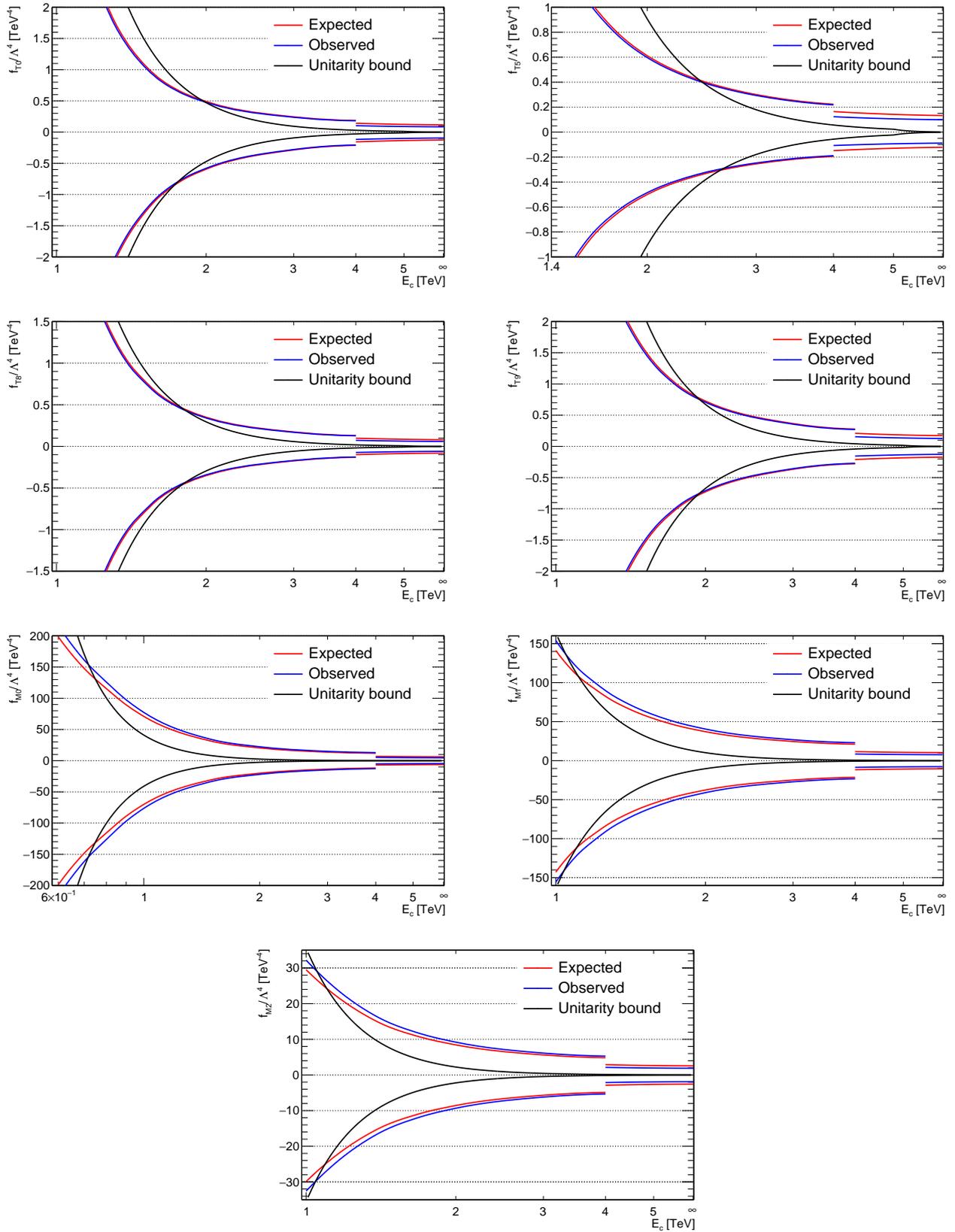


Рисунок 6.2 — Зависимость ожидаемых (красная линия) и наблюдаемых (синяя линия) пределов от энергии клиппинга. Черной линией показана граница унитарности.

более точными, чем полученные в подобных исследованиях других процессов [59–61].

6.2 ПРЕДЕЛЫ В ЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ

Окончательные ожидаемые и наблюдаемые пределы на рассматриваемые 7 коэффициентов Вильсона в линейной модели даны в таблице 6.3. Клиппинг для постановки пределов в линейной модели не применялся. В качестве дополнительной иллюстрации к проделанной работе и процессу оптимизации в частности, на рисунке 6.3 представлены распределения по поперечной энергии фотона для данных и ожидания со вкладками всех фонов, а также со случаем ненулевого коэффициента Вильсона в линейной модели.

Таблица 6.3 — Полученные на уровне доверия 95% ожидаемые и наблюдаемые пределы на коэффициенты Вильсона в линейной модели.

Коэффициент	Наблюдаемые, ТэВ ⁻⁴	Ожидаемые, ТэВ ⁻⁴
f_{T0}/Λ^4	[-0.38; 0.84]	[-0.38; 1.35]
f_{T5}/Λ^4	[-0.83; 0.38]	[-1.34; 0.38]
f_{T8}/Λ^4	[-37; 82]	[-37; 133]
f_{T9}/Λ^4	[-57; 126]	[-57; 204]
f_{M0}/Λ^4	[-1140; 950]	[-960; 950]
f_{M1}/Λ^4	[-3100; 3700]	[-3100; 3100]
f_{M2}/Λ^4	[-460; 560]	[-460; 470]

7 РАЗРАБОТКА И ПРОВЕРКА МЕТОДОВ УВЕЛИЧЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

7.1 ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

В основной части данной работы были получены пределы на некоторые коэффициенты Вильсона на основе процесса электрослабого рождения Z -бозона с фотоном с использованием данных второго сеанса работы эксперимента ATLAS. Помимо постановки пределов с использованием наблюдаемых данных, важными задачами являются усовершенствование старых и разработка новых методов для получения более строгих пределов, а значит и ограничений на новую физику. В данной главе рассматриваются такие методы, позволяющие получить более строгие пределы в будущих исследованиях, но не примененные в основной части данной работы.

Для рассмотрения методов используются отдельные Монте-Карло наборы событий. Модель включает в себя лишь 5 вкладов разных процессов СМ из рассмотренных в основной части работы: $tt\gamma$, $W\gamma$ QCD и EWK, $Z\gamma$ QCD и EWK. Фоны, обычно оцениваемые с помощью данных в данной части работы не учитываются, так как они не являются доминирующими и не могут сильно влиять на работу методов. Рассматриваемые процессы были сгенерированы с помощью генератора MADGRAPH5_AMC@NLO, а для адронизации и симуляции детектора были использованы PYTHIA8 и DELPHES3 соответственно. Реконструкция физических объектов и отбор событий базируется на исследовании коллаборации ATLAS электрослабого рождения Z -бозона с фотоном и двумя струями с помощью данных первого сеанса работы эксперимента [18]. В данном исследовании была использована следующая сигнатура: 1 фотон, недостающая поперечная энергия и 2 (или более) адронные струи. Правила отбора¹ событий

¹ $p_{T\text{-balance}} = \frac{|\vec{p}_T^{\text{miss}} + \vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{j1} + \vec{p}_T^{j2}|}{E_T^{\text{miss}} + p_T^\gamma + p_T^{j1} + p_T^{j2}}$.

представлены в таблице 7.1. Основные отборы в данной работе применяются для подавления фонов, оцениваемых с помощью данных $(\gamma + \text{jet}, e \rightarrow \gamma)$. Дополнительные отборы применяются для увеличения вклада сигнального процесса $(Z(\nu\bar{\nu})\gamma \text{ EWK})$ по сравнению с фоновыми.

Таблица 7.1 — Основные и дополнительные правила отбора событий.

Основные отборы	Дополнительные отборы
$E_T^{\text{miss}} > 100 \text{ GeV}$	$p_T\text{-balance} < 0.1$
$E_T^\gamma > 150 \text{ GeV}$	$\zeta_\gamma < 0.3$
$ \Delta\varphi(E_T^{\text{miss}}, \gamma jj) > 3\pi/4$	$m_{jj} > 600 \text{ GeV}$
$ \Delta\varphi(E_T^{\text{miss}}, \gamma) > \pi/2$	$ \Delta y_{jj} > 2.5$
$ \Delta\varphi(E_T^{\text{miss}}, j) > 1$	

Для постановки пределов в данной главе по-прежнему используются метод декомпозиции и статистический метод CL_{s+b} с асимптотическим распределением тестовой статистики, описанные в разделе 5.1. Данные в данной главе не используются, т.е. методы применяются только к ожидаемым пределам, а рассматриваются 4 коэффициента Вильсона: f_{T0}/Λ^4 , f_{T5}/Λ^4 , f_{M0}/Λ^4 и f_{M2}/Λ^4 . Для вычислений была использована интегральная светимость второго сеанса набора данных эксперимента ATLAS, равная 139 fb^{-1} . В качестве систематической ошибки используется одна погрешность в $\sigma_{\text{syst}} = 20\%$, включающая в себя систематические погрешности от разных источников. Предсказываемое число событий параметризуется как

$$N_{\text{pred}}(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta}) = \left(N_0(1 + \sigma_0\theta_0) + \frac{f}{\Lambda^4}N_1(1 + \sigma_1\theta_1) + \frac{f^2}{\Lambda^8}N_2(1 + \sigma_2\theta_2) \right) \times \\ \times (1 + \sigma_{\text{syst}}\theta_{\text{syst}}) \quad (7.1)$$

для постановки одномерных пределов и

$$N_{\text{pred}}(\boldsymbol{\mu}, \boldsymbol{\theta}) = \left(N_0(1 + \sigma_0\theta_0) + \frac{f_1}{\Lambda^4}N_{1,1}(1 + \sigma_{1,1}\theta_{1,1}) + \frac{f_2}{\Lambda^4}N_{1,2}(1 + \sigma_{1,2}\theta_{1,2}) + \right. \\ \left. + \frac{f_1^2}{\Lambda^8}N_{2,1}(1 + \sigma_{2,1}\theta_{2,1}) + \frac{f_2^2}{\Lambda^8}N_{2,2}(1 + \sigma_{2,2}\theta_{2,2}) + \frac{f_1f_2}{\Lambda^8}N_{12}(1 + \sigma_{12}\theta_{12}) \right) \times \\ \times (1 + \sigma_{\text{syst}}\theta_{\text{syst}}) \quad (7.2)$$

для постановки двумерных пределов. На рисунках 7.1 и 7.2 приведены рас-

пределения по поперечной энергии фотона, иллюстрирующие используемую в данной главе модель, причем в первом случае используются все отборы из таблицы 7.1, а во втором — только основные отборы.

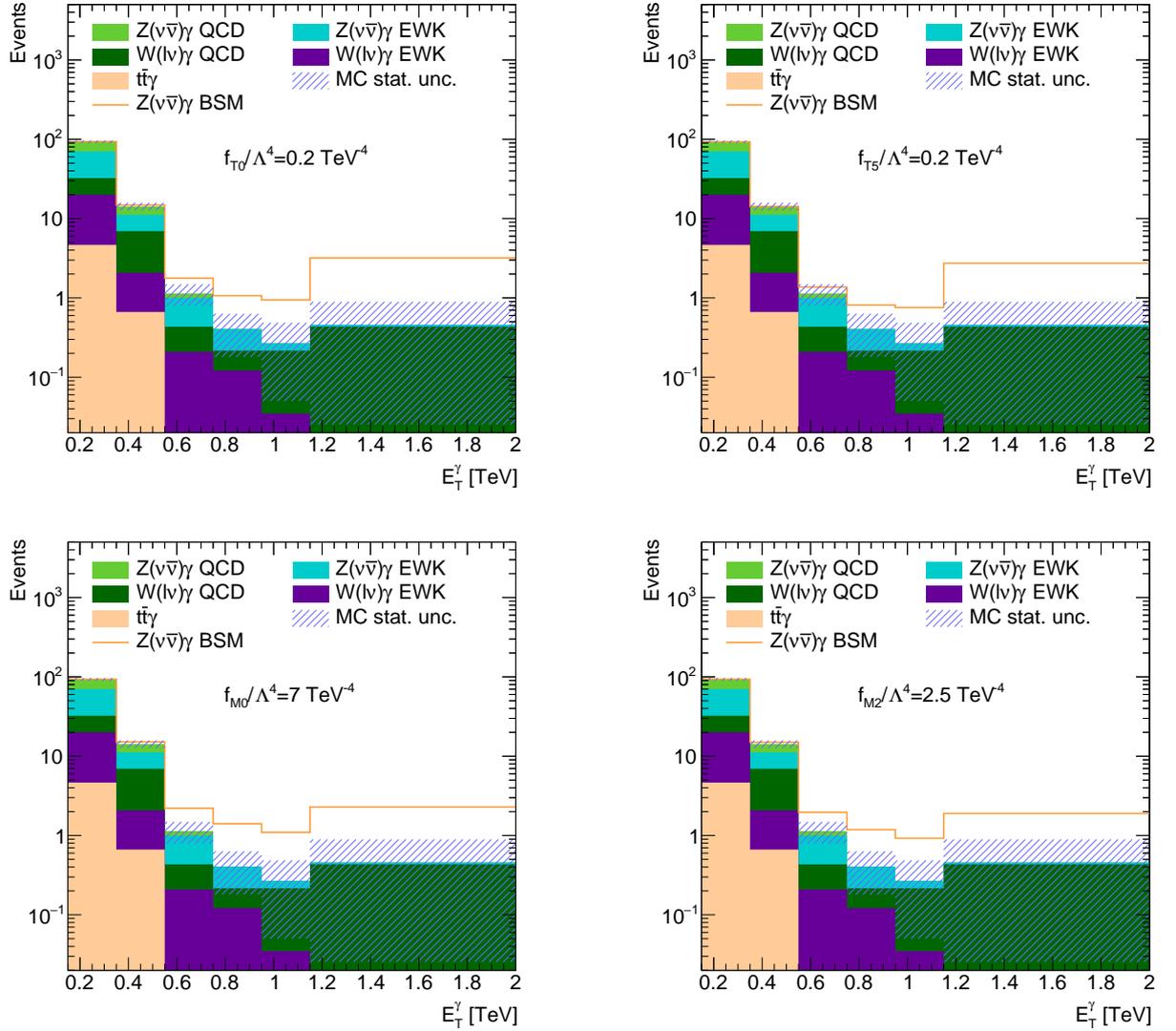


Рисунок 7.1 — Распределения по поперечной энергии фотона для рассматриваемой модели с применением всех отборов.

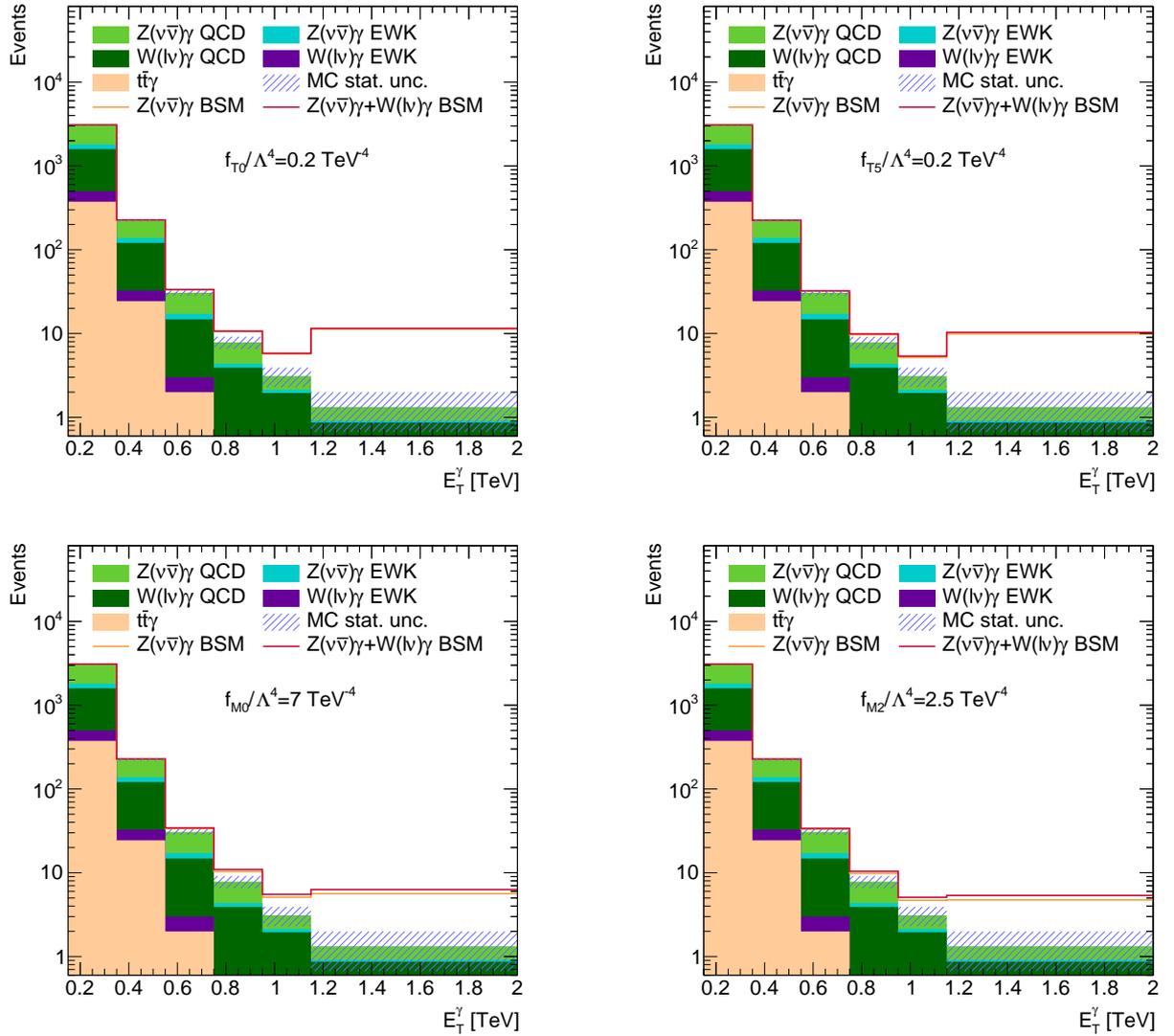


Рисунок 7.2 — Распределения по поперечной энергии фотона для рассматриваемой модели с применением только основных отборов. Оранжевым цветом указан основной вклад новой физики — от процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, а красным — направленный вклад новой физики с учетом аномального рождения $W(l\nu)\gamma$.

7.2 ОСЛАБЛЕНИЕ ОТБОРОВ И ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ПОСТАНОВКИ ПРЕДЕЛОВ

В основной части данной работы функция правдоподобия строилась на основе лишь одного бина, а правила отбора событий определялись сигнальным регионом с дополнительным отбором по поперечной энергии фотона. Обычно в подобных исследованиях предполагается, что максимизация сигнального процесса приводит к увеличению чувствительности к аномальным вершинам. В

данной работе было проверено влияние дополнительных отборов из таблицы 7.1 на пределы на коэффициенты Вильсона. Кроме того, был рассмотрен случай построение функции правдоподобия на основе нескольких бинов, т.е. распределения по поперечной энергии фотона, по сравнению со случаем использования одного оптимизированного бина, причем для этого использовались распределения с рисунков 7.1 и 7.2. Результаты приведены в таблице 7.2.

Таблица 7.2 — Ожидаемые пределы на коэффициенты Вильсона на уровне доверия 95% для случаев использования всех отборов и только основных отборов, построения функции правдоподобия на основе одного оптимизированного бина и на основе распределения по поперечной энергии фотона.

Коэф.	Все отборы		Основные отборы	
	1 бин	Распределение	1 бин	Распределение
f_{T0}/Λ^4	[-0.204; 0.192]	[-0.197; 0.184]	[-0.134; 0.129]	[-0.125; 0.119]
f_{T5}/Λ^4	[-0.202; 0.216]	[-0.194; 0.209]	[-0.136; 0.141]	[-0.125; 0.132]
f_{M0}/Λ^4	[-7.23; 7.20]	[-6.76; 6.72]	[-6.81; 6.81]	[-6.04; 6.04]
f_{M2}/Λ^4	[-2.90; 2.91]	[-2.71; 2.72]	[-2.73; 2.73]	[-2.42; 2.42]

Пределы, получаемые при использовании только основных отборов, получаются более строгими, чем пределы, получаемые при использовании всех отборов. Это означает, что дополнительные отборы, используемые в работе [18], усиливающие относительный вклад электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$, уменьшают чувствительность к аномальным вершинам. Это объясняется тем, что при снятии таких отборов вклад процессов СМ возрастает в основном в области низких E_T^γ , а вклад новой физики — в основном в области высоких E_T^γ , дающей максимальный вклад в пределы. Кроме того, построение функции правдоподобия на основе распределения позволяет немного увеличить чувствительность по сравнению со случаем одного оптимизированного бина.

7.3 ПОПРАВКИ К ПРЕДЕЛАМ, ВЫЗВАННЫЕ ВЛИЯНИЕМ НОВОЙ ФИЗИКИ НА ФОНЫ

Классическая методика постановки пределов базируется на предположении, что вклады новой физики существенны только от сигнального процесса, поэтому фоновые процессы содержат только член СМ. Однако некоторые фоновые процессы могут содержать такие же аномальные вершины, как и сигналь-

ный процесс [62], и в случае ненулевого коэффициента Вильсона эти вершины могут проявляться. Учет аномальных вкладов от фоновых процессов приводит к поправкам на полные аномальные вклады (интерференционный и квадратичный члены), и, следовательно, к поправкам на пределы на коэффициенты Вильсона. Поправка на аномальный вклад (в случае одномерной параметризации) может быть выражена как

$$\Delta N = \frac{f}{\Lambda^4} \Delta N_1 + \frac{f^2}{\Lambda^8} \Delta N_2, \quad (7.3)$$

где ΔN_1 — поправка на интерференционный член, а ΔN_2 — поправка на квадратичный член. В случае, если $\Delta N > 0$, поправленные пределы будут точнее классических. В случае, если $\Delta N < 0$, что эквивалентно экспериментальной чувствительности

$$|f/\Lambda^4| < |\Delta N_1/\Delta N_2|, \quad (7.4)$$

поправленные пределы будут менее точными с одной стороны и более точными с другой.

Данная методика поправки пределов была проверена на примере рассматриваемой в данной главе модели. Фоновым процессом, на основе которого были сделаны поправки к пределам, является рождение $W(l\nu)\gamma$. При постановке пределов были использованы только основные отборы, а функция правдоподобия строилась на основе распределений с рисунка 7.2. Были рассмотрены поправки как к одномерным пределам, так и к двумерным контурам. Одномерные результаты приведены в таблице 7.3, а двумерные — на рисунке 7.3.

Таблица 7.3 — Ожидаемые пределы на коэффициенты Вильсона на уровне доверия 95%, полученные классическим способом, а также с поправками от аномальных вкладов фонового процесса. В таблице также приведено уточнение поправленного доверительного интервала по сравнению с классическим.

Коэффициент	Классические, ТэВ ⁻⁴	Поправленные, ТэВ ⁻⁴	Уточнение
f_{T0}/Λ^4	[-0.125; 0.119]	[-0.124; 0.118]	0.8%
f_{T5}/Λ^4	[-0.125; 0.132]	[-0.122; 0.129]	2.3%
f_{M0}/Λ^4	[-6.04; 6.04]	[-5.58; 5.57]	7.7%
f_{M2}/Λ^4	[-2.42; 2.42]	[-2.20; 2.20]	9.1%

Таким образом, данная методика при современной экспериментальной чувствительности позволяет уточнить одномерные пределы на 1-9% в зависи-

мости от рассматриваемого коэффициента. Поправленные двумерные контуры также являются более точными, чем классические. Наибольшее уточнение достигается для коэффициентов операторов М-семейства, что объясняется тем, что процесс рождения $W(l\nu)\gamma$ более чувствителен к операторам М-семейства, чем к операторам Т-семейства.

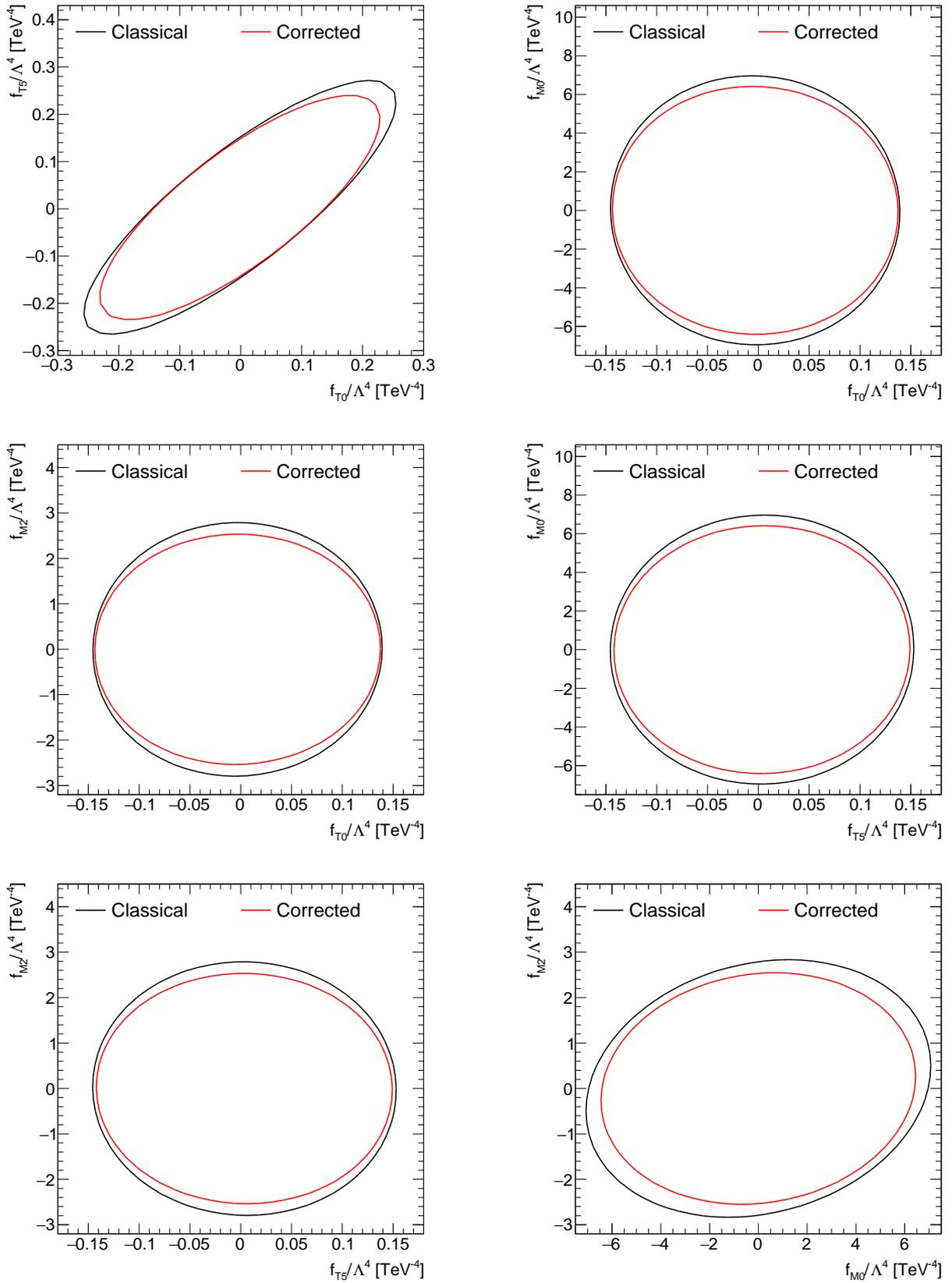


Рисунок 7.3 — Ожидаемые двумерные пределы на коэффициенты Вильсона на уровне доверия 95 %, полученные классическим способом (черные контуры), а также с поправками от аномальных вкладов фонового процесса (красные контуры).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были исследованы аномальные четверные бозонные вершины на основе процесса рождения нейтральных бозонов Z и γ . В качестве феноменологии была использована эффективная теория поля, позволяющая параметризовать лагранжиан операторами высших размерностей, содержащих исследуемые аномальные вершины. У каждого такого оператора есть константа связи — коэффициент Вильсона. Ограничения на коэффициенты Вильсона приводят к ограничениям на проявления новой физики.

Основными результатами работы являются пределы на 7 коэффициентов Вильсона, поставленные с использованием данных pp -столкновений с энергией 13 ТэВ с эксперименте ATLAS. Используемый набор данных соответствует интегральной светимости 139 фб^{-1} , набранной за второй сеанс работы эксперимента. Для параметризации предсказываемого числа событий был использован метод декомпозиции в Монте-Карло генераторе событий MADGRAPH5_AMC@NLO, а для постановки пределов был использован частотный метод CL_{s+b} . Для восстановления унитарности, нарушаемой при использовании эффективной теории, был использован метод клиппинга, заключающийся в отбрасывании событий с инвариантной массой Z -бозона с фотоном $m_{Z\gamma}$ большей, чем энергия клиппинга, которая является свободным теоретическим параметром. Используя границы унитарности, были найдены значения энергии клиппинга, при которых унитарность восстанавливается. Для увеличения чувствительности к проявлениям новой физики была использована оптимизация фазового пространства по поперечной энергии фотона E_T^γ , которая является одной из наиболее чувствительных к аномальным четверным бозонным вершинам переменной. Таким образом, были поставлены как унитаризованные, так и неунитаризованные пределы. Последние хоть и являются нефизичными, но отражают чувствительность эксперимента и используемых методов и могут быть использованы для сравнения с результатами других подобных исследований. Некоторые из полученных наблюдаемых пределов являются наиболее

точными в мире. Кроме того, были получены пределы в линейной модели, в которой квадратичный член отбрасывается и предполагается подавленным по сравнению с интерференционным. Для получения данных пределов клиппинг не использовался, но было применено физическое ограничение положительности предсказываемого числа событий, что привело к теоретическим пределам на коэффициенты Вильсона. Результаты в полной модели приведены в таблицах 6.1 и 6.2 и на рисунке 6.2. Результаты в линейной модели приведены в таблице 6.3.

Кроме постановки пределов с помощью экспериментальных данных, в данной работе были рассмотрены некоторые методы, позволяющие уточнить получаемые результаты. Было показано, что ослабленное фазовое пространство более чувствительно к проявления аномальных вершин, чем оптимизированное для сигнального процесса СМ: одномерные пределы были уточнены на 6-34% в зависимости от коэффициента. Также было показано, что использование распределения по чувствительной переменной при построении функции правдоподобия приводит к более точным пределам, чем использование одного оптимизированного бина: одномерные пределы были уточнены на 7-11% в зависимости от коэффициента. Наконец, был разработан метод учета аномальных вкладов в фоновых процессах, позволяющий уточнить пределы как минимум с одной стороны. Кроме того, пределы, полученные с использованием данного метода являются более правильными, так как наличие в природе ненулевого коэффициента Вильсона влияло бы как на сигнальный, так и на фоновые процессы. Метод был проверен на примере одномерных и двумерных пределов, уточнение одномерных пределов составило 1-9% в зависимости от коэффициента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 716. — P. 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 [et al.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 716. — P. 30–61. — arXiv: [1207.7235 \[hep-ex\]](#).
3. Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments / G. Aad [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 114. — P. 191803. — arXiv: [1503.07589 \[hep-ex\]](#).
4. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV / G. Aad [et al.] // JHEP. — 2016. — Vol. 08. — P. 045. — arXiv: [1606.02266 \[hep-ex\]](#).
5. *Glashow S. L.* Partial Symmetries of Weak Interactions // Nucl. Phys. — 1961. — Vol. 22. — P. 579–588.
6. *Weinberg S. A.* Model of Leptons // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Vol. 19. — P. 1264–1266.
7. *Salam A.* Weak and Electromagnetic Interactions // Conf. Proc. C. — 1968. — Vol. 680519. — P. 367–377.
8. *Higgs P. W.* Broken symmetries, massless particles and gauge fields // Phys. Lett. — 1964. — Vol. 12. — P. 132–133.
9. *Englert F., Brout R.* Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons // Phys. Rev. Lett. / ed. by J. C. Taylor. — 1964. — Vol. 13. — P. 321–323.

10. *Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.* Global Conservation Laws and Massless Particles // *Phys. Rev. Lett.* / ed. by J. C. Taylor. — 1964. — Vol. 13. — P. 585–587.
11. *Емельянов В. М.* Стандартная модель и её расширения. — М. : Физматлит, 2007. — ISBN 978-5-9221-0830-0.
12. *Rubakov V. A., Gorbunov D. S.* Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot big bang theory. — Singapore : World Scientific, 2017. — ISBN 978-981-320-987-9, 978-981-320-988-6, 978-981-322-005-8.
13. Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV / G. Arnison [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1983. — Vol. 122. — P. 103–116.
14. Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider / M. Banner [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1983. — Vol. 122. — P. 476–485.
15. Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c**2 at the CERN SPS Collider / G. Arnison [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1983. — Vol. 126. — P. 398–410.
16. Evidence for $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ at the CERN $\bar{p}p$ Collider / P. Bagnaia [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1983. — Vol. 129. — P. 130–140.
17. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / C. Degrande [et al.] // *Annals Phys.* — 2013. — Vol. 335. — P. 21–32. — arXiv: [1205.4231](https://arxiv.org/abs/1205.4231) [[hep-ph](#)].
18. 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 [et al.] // *JHEP.* — 2017. — Vol. 07. — P. 107. — arXiv: [1705.01966](https://arxiv.org/abs/1705.01966) [[hep-ex](#)].
19. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // *PTEP.* — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
20. *Zee A.* Quantum field theory in a nutshell. — 2003. — ISBN 978-0-691-14034-6.
21. *Peskin M. E., Schroeder D. V.* An Introduction to quantum field theory. — Reading, USA : Addison-Wesley, 1995. — ISBN 978-0-201-50397-5.

22. *Éboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C.* Classifying the bosonic quartic couplings // *Phys. Rev. D.* — 2016. — Vol. 93, no. 9. — P. 093013. — arXiv: [1604.03555 \[hep-ph\]](#).
23. *Jacob M., Wick G.* On the general theory of collisions for particles with spin // *Annals of Physics.* — 1959. — Vol. 7, no. 4. — P. 404–428. — ISSN 0003-4916.
24. *Almeida E. d. S., Éboli O. J. P., Gonzalez Garcia M. C.* Unitarity constraints on anomalous quartic couplings // *Phys. Rev. D.* — 2020. — Vol. 101, no. 11. — P. 113003. — arXiv: [2004.05174 \[hep-ph\]](#).
25. *Andersson B., Gustafson G., Soderberg B.* A General Model for Jet Fragmentation // *Z. Phys. C.* — 1983. — Vol. 20. — P. 317.
26. *Webber B. R.* A QCD Model for Jet Fragmentation Including Soft Gluon Interference // *Nucl. Phys. B.* — 1984. — Vol. 238. — P. 492–528.
27. *Schumann S., Krauss F.* A Parton shower algorithm based on Catani-Seymour dipole factorisation // *JHEP.* — 2008. — T. 03. — C. 038. — arXiv: [0709.1027 \[hep-ph\]](#).
28. LHC Machine // JINST / ed. by L. Evans, P. Bryant. — 2008. — Vol. 3. — S08001.
29. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Aad [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08003.
30. The CMS Experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08004.
31. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
32. The LHCb Detector at the LHC / A. A. Alves Jr. [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08005.
33. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations / J. Alwall [et al.] // *JHEP.* — 2014. — Vol. 07. — P. 079. — arXiv: [1405.0301 \[hep-ph\]](#).

34. Event generation with SHERPA 1.1 / T. Gleisberg [et al.] // JHEP. — 2009. — Vol. 02. — P. 007. — arXiv: [0811.4622 \[hep-ph\]](#).
35. VBFNLO: A Parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons / K. Arnold [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2009. — Vol. 180. — P. 1661–1670. — arXiv: [0811.4559 \[hep-ph\]](#).
36. LHAPDF6: parton density access in the LHC precision era / A. Buckley [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75. — P. 132. — arXiv: [1412.7420 \[hep-ph\]](#).
37. *Sjöstrand T.* The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future // Comput. Phys. Commun. — 2020. — Vol. 246. — P. 106910. — arXiv: [1907.09874 \[hep-ph\]](#).
38. Herwig++ Physics and Manual / M. Bahr [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2008. — Vol. 58. — P. 639–707. — arXiv: [0803.0883 \[hep-ph\]](#).
39. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250–303.
40. DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment / J. de Favereau [et al.] // JHEP. — 2014. — Vol. 02. — P. 057. — arXiv: [1307.6346 \[hep-ex\]](#).
41. A Standard format for Les Houches event files / J. Alwall [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2007. — Vol. 176. — P. 300–304. — arXiv: [hep-ph/0609017](#).
42. *Dobbs M., Hansen J. B.* The HepMC C++ Monte Carlo event record for High Energy Physics // Comput. Phys. Commun. — 2001. — Vol. 134. — P. 41–46.
43. The ATLAS Simulation Infrastructure / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. 70. — P. 823–874. — arXiv: [1005.4568 \[physics.ins-det\]](#).
44. *Brun R., Rademakers F.* ROOT: An object oriented data analysis framework // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by M. Weren, D. Perret-Gallix. — 1997. — Vol. 389. — P. 81–86.

45. ROOT: A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization / I. Antcheva [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2009. — Vol. 180. — P. 2499–2512. — arXiv: [1508.07749 \[physics.data-an\]](#).
46. *Verkerke W., Kirkby D. P.* The RooFit toolkit for data modeling // eConf / ed. by L. Lyons, M. Karagoz. — 2003. — Vol. C0303241. — MOLT007. — arXiv: [physics/0306116](#).
47. The RooStats Project / L. Moneta [et al.] // PoS / ed. by T. Speer [et al.]. — 2010. — Vol. ACAT2010. — P. 057. — arXiv: [1009.1003 \[physics.data-an\]](#).
48. *James F., Roos M.* Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations // Comput. Phys. Commun. — 1975. — Vol. 10. — P. 343–367.
49. Measurement of the electroweak production of $Z\gamma$ and two jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on anomalous quartic gauge couplings / A. Tumasyan [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104. — P. 072001. — arXiv: [2106.11082 \[hep-ex\]](#).
50. Observation of electroweak production of two jets in association with an isolated photon and missing transverse momentum, and search for a Higgs boson decaying into invisible particles at 13 TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Vol. 82, no. 2. — P. 105. — arXiv: [2109.00925 \[hep-ex\]](#).
51. *Cacciari M., Salam G. P., Soyez G.* The anti- k_t jet clustering algorithm // JHEP. — 2008. — Vol. 04. — P. 063. — arXiv: [0802.1189 \[hep-ph\]](#).
52. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector : tech. rep. / CERN. — Geneva, 2018. — All figures including auxiliary figures are available at <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2018-038>.
53. Performance of missing transverse momentum reconstruction with the ATLAS detector using proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Vol. 78, no. 11. — P. 903. — arXiv: [1802.08168 \[hep-ex\]](#).

54. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2011. — Vol. 71. — P. 1554. — arXiv: [1007.1727 \[physics.data-an\]](#) ; — [Erratum: Eur.Phys.J.C 73, 2501 (2013)].
55. *Semushin A. E., Soldatov E. Y.* Technique for Setting Limits on the Coupling Constants of the Effective Theory from Electroweak $Z\gamma$ Production at the Conditions of Run-2 of the ATLAS Experiment // Phys. At. Nucl. — 2021. — Vol. 84, no. 12. — P. 1976–1981.
56. *Wald A.* Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations Is Large // Transactions of the American Mathematical Society. — 1943. — Vol. 54, no. 3. — P. 426–482.
57. *Wilks S. S.* The Large-Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses // Annals Math. Statist. — 1938. — Vol. 9, no. 1. — P. 60–62.
58. 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 [et al.] // JHEP. — 2020. — Vol. 06. — P. 076. — arXiv: [2002.09902 \[hep-ex\]](#).
59. Observation of the electroweak production of $W\gamma$ in association with two jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. — 2020.
60. Search for anomalous electroweak production of vector boson pairs in association with two jets in proton-proton collisions at 13 TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2019. — Vol. 798. — P. 134985. — arXiv: [1905.07445 \[hep-ex\]](#).
61. Evidence for electroweak production of four charged leptons and two jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2021. — Vol. 812. — P. 135992. — arXiv: [2008.07013 \[hep-ex\]](#).
62. *Semushin A., Soldatov E.* Methodology of accounting for aQGC effect on background for improvement of the limits on EFT coupling constants in case of electroweak $Z\gamma$ production at the conditions of Run2 at the ATLAS experiment // PoS. — 2021. — Vol. PANIC2021. — P. 127.

А ОПТИМИЗАЦИЯ В ПОЛНОЙ МОДЕЛИ

В данном приложении приведены таблицы, иллюстрирующие процесс оптимизации и клиппинга для всех рассматриваемых коэффициентов в полной модели: таблица [A.1](#) — для коэффициента f_{T0}/Λ^4 , таблица [A.2](#) — для коэффициента f_{T5}/Λ^4 , таблица [A.3](#) — для коэффициента f_{T8}/Λ^4 , таблица [A.4](#) — для коэффициента f_{T9}/Λ^4 , таблица [A.5](#) — для коэффициента f_{M0}/Λ^4 , таблица [A.6](#) — для коэффициента f_{M1}/Λ^4 и таблица [A.7](#) — для коэффициента f_{M2}/Λ^4 .

Таблица A.1 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{T0}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2	1.7	1
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-0.71; 0.66]	[-0.75; 0.7]	[-0.83; 0.77]	[-1.08; 0.99]	[-1.9; 1.7]	[-2.6; 2.2]	[-7.8; 6.4]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-0.39; 0.35]	[-0.41; 0.37]	[-0.46; 0.41]	[-0.6; 0.52]	[-1.1; 0.91]	[-1.5; 1.2]	[-5.2; 4.1]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-0.27; 0.25]	[-0.29; 0.26]	[-0.33; 0.29]	[-0.43; 0.37]	[-0.81; 0.66]	[-1.12; 0.89]	[-4.6; 3.7]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-0.22; 0.19]	[-0.23; 0.2]	[-0.26; 0.22]	[-0.34; 0.29]	[-0.67; 0.54]	[-0.95; 0.77]	[-4.8; 4.1]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-0.18; 0.16]	[-0.19; 0.17]	[-0.21; 0.19]	[-0.29; 0.24]	[-0.59; 0.49]	[-0.89; 0.73]	[-5.4; 5]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-0.15; 0.14]	[-0.16; 0.15]	[-0.19; 0.16]	[-0.25; 0.22]	[-0.58; 0.49]	[-0.93; 0.8]	[-5.9; 5.6]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-0.14; 0.12]	[-0.15; 0.13]	[-0.17; 0.15]	[-0.24; 0.21]	[-0.6; 0.53]	[-1.06; 0.95]	[-6.5; 6.3]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-0.13; 0.12]	[-0.14; 0.12]	[-0.16; 0.14]	[-0.23; 0.2]	[-0.69; 0.62]	[-1.3; 1.2]	[-8.3; 8.2]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.11]	[-0.13; 0.12]	[-0.15; 0.14]	[-0.24; 0.22]	[-0.88; 0.82]	[-1.6; 1.5]	[-15; 15]
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.11]	[-0.13; 0.12]	[-0.16; 0.15]	[-0.25; 0.24]	[-1.2; 1.1]	—	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.11]	[-0.13; 0.12]	[-0.16; 0.15]	[-0.28; 0.27]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-0.13; 0.12]	[-0.14; 0.14]	[-0.18; 0.17]	[-0.35; 0.34]	—	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.012; 0.012]	[-0.029; 0.029]	[-0.093; 0.093]	[-0.47; 0.47]	[-0.9; 0.9]	[-7.5; 7.5]

Таблица А.2 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{T5}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2.4	2	1
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-0.69; 0.74]	[-0.73; 0.78]	[-0.8; 0.87]	[-1; 1.1]	[-1.3; 1.5]	[-1.7; 2]	[-6.4; 7.3]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-0.37; 0.41]	[-0.39; 0.43]	[-0.43; 0.48]	[-0.54; 0.62]	[-0.71; 0.84]	[-0.92; 1.12]	[-4; 5]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-0.26; 0.29]	[-0.27; 0.3]	[-0.3; 0.34]	[-0.38; 0.45]	[-0.5; 0.61]	[-0.67; 0.83]	[-3.6; 4.4]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-0.2; 0.23]	[-0.21; 0.24]	[-0.23; 0.27]	[-0.3; 0.36]	[-0.41; 0.49]	[-0.55; 0.69]	[-4; 4.5]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 0.19]	[-0.17; 0.2]	[-0.19; 0.22]	[-0.25; 0.3]	[-0.35; 0.43]	[-0.5; 0.61]	[-4.6; 4.9]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-0.14; 0.16]	[-0.15; 0.17]	[-0.17; 0.19]	[-0.23; 0.27]	[-0.33; 0.39]	[-0.5; 0.59]	[-5.3; 5.5]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-0.13; 0.14]	[-0.14; 0.15]	[-0.16; 0.18]	[-0.22; 0.25]	[-0.33; 0.38]	[-0.53; 0.61]	[-6.2; 6.4]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.13]	[-0.13; 0.14]	[-0.15; 0.16]	[-0.21; 0.24]	[-0.35; 0.39]	[-0.63; 0.7]	[-6.7; 6.8]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.13]	[-0.13; 0.14]	[-0.15; 0.16]	[-0.23; 0.25]	[-0.4; 0.44]	[-0.81; 0.87]	[-8.4; 8.4]
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.13]	[-0.13; 0.14]	[-0.15; 0.16]	[-0.25; 0.27]	[-0.5; 0.54]	[-1; 1.1]	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-0.12; 0.12]	[-0.13; 0.14]	[-0.16; 0.17]	[-0.28; 0.29]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-0.13; 0.13]	[-0.14; 0.15]	[-0.18; 0.18]	[-0.35; 0.37]	—	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.023; 0.023]	[-0.057; 0.057]	[-0.18; 0.18]	[-0.44; 0.44]	[-0.91; 0.91]	[-15; 15]

Таблица А.3 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{T8}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2	1.7	1
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-0.45; 0.45]	[-0.47; 0.47]	[-0.52; 0.52]	[-0.67; 0.67]	[-1.2; 1.2]	[-1.5; 1.5]	[-4.5; 4.5]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-0.24; 0.24]	[-0.25; 0.25]	[-0.28; 0.28]	[-0.36; 0.36]	[-0.64; 0.64]	[-0.86; 0.86]	[-2.9; 2.8]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 0.17]	[-0.18; 0.18]	[-0.2; 0.2]	[-0.26; 0.26]	[-0.47; 0.47]	[-0.64; 0.64]	[-2.6; 2.6]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-0.13; 0.13]	[-0.14; 0.14]	[-0.16; 0.16]	[-0.21; 0.21]	[-0.39; 0.39]	[-0.55; 0.55]	[-2.8; 2.8]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-0.11; 0.11]	[-0.12; 0.12]	[-0.13; 0.13]	[-0.17; 0.17]	[-0.35; 0.35]	[-0.53; 0.53]	[-3.5; 3.5]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-0.096; 0.096]	[-0.1; 0.1]	[-0.12; 0.12]	[-0.16; 0.16]	[-0.34; 0.34]	[-0.57; 0.56]	[-4; 4]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-0.087; 0.087]	[-0.092; 0.092]	[-0.11; 0.1]	[-0.15; 0.15]	[-0.37; 0.37]	[-0.67; 0.67]	[-5.7; 5.7]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-0.081; 0.08]	[-0.086; 0.086]	[-0.099; 0.099]	[-0.14; 0.14]	[-0.44; 0.44]	[-0.84; 0.84]	[-6.6; 6.6]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-0.079; 0.079]	[-0.084; 0.084]	[-0.099; 0.099]	[-0.15; 0.15]	[-0.58; 0.58]	[-1.1; 1.1]	[-8.8; 8.8]
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-0.078; 0.078]	[-0.085; 0.085]	[-0.1; 0.1]	[-0.16; 0.16]	[-0.76; 0.76]	—	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-0.078; 0.078]	[-0.085; 0.085]	[-0.1; 0.1]	[-0.18; 0.18]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-0.084; 0.084]	[-0.092; 0.092]	[-0.12; 0.12]	[-0.23; 0.23]	—	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.008; 0.008]	[-0.018; 0.018]	[-0.058; 0.058]	[-0.29; 0.29]	[-0.56; 0.56]	[-4.7; 4.7]

Таблица А.4 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{T9}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2	1.9	1
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-0.96; 0.96]	[-1; 1]	[-1.1; 1.1]	[-1.4; 1.4]	[-2.4; 2.4]	[-2.6; 2.6]	[-9.3; 9.3]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-0.52; 0.52]	[-0.54; 0.53]	[-0.6; 0.59]	[-0.77; 0.77]	[-1.3; 1.3]	[-1.5; 1.5]	[-5.8; 5.8]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-0.37; 0.37]	[-0.38; 0.38]	[-0.42; 0.42]	[-0.54; 0.54]	[-0.98; 0.97]	[-1.1; 1.1]	[-5.2; 5.1]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-0.29; 0.29]	[-0.3; 0.3]	[-0.33; 0.33]	[-0.43; 0.43]	[-0.81; 0.81]	[-0.89; 0.89]	[-5.6; 5.6]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-0.24; 0.24]	[-0.25; 0.25]	[-0.28; 0.28]	[-0.37; 0.37]	[-0.73; 0.73]	[-0.81; 0.81]	[-6.5; 6.5]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-0.21; 0.21]	[-0.22; 0.22]	[-0.24; 0.24]	[-0.33; 0.33]	[-0.71; 0.71]	[-0.81; 0.81]	[-7.4; 7.3]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-0.19; 0.19]	[-0.2; 0.2]	[-0.22; 0.22]	[-0.31; 0.31]	[-0.77; 0.77]	[-0.9; 0.9]	[-7.9; 7.9]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 0.17]	[-0.18; 0.18]	[-0.21; 0.21]	[-0.3; 0.3]	[-0.91; 0.91]	[-1.1; 1.1]	[-8.9; 8.9]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 0.17]	[-0.18; 0.18]	[-0.21; 0.21]	[-0.32; 0.32]	[-1.2; 1.2]	[-1.4; 1.4]	[-12; 12]
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 0.17]	[-0.18; 0.18]	[-0.21; 0.21]	[-0.35; 0.35]	[-1.5; 1.5]	—	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 0.17]	[-0.18; 0.18]	[-0.22; 0.22]	[-0.39; 0.39]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-0.18; 0.18]	[-0.2; 0.2]	[-0.25; 0.25]	[-0.5; 0.5]	—	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.017; 0.017]	[-0.042; 0.042]	[-0.13; 0.13]	[-0.67; 0.67]	[-0.83; 0.83]	[-11; 11]

Таблица А.5 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{M0}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2	1	0.7
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-28; 29]	[-29; 29]	[-30; 30]	[-34; 35]	[-48; 49]	[-130; 130]	[-230; 240]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-15; 16]	[-16; 16]	[-16; 17]	[-19; 19]	[-27; 28]	[-81; 83]	[-170; 170]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-11; 11]	[-11; 11]	[-12; 12]	[-14; 14]	[-20; 20]	[-70; 71]	[-150; 150]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-9; 9]	[-9.1; 9.2]	[-9.6; 9.7]	[-11; 11]	[-17; 18]	[-72; 72]	[-150; 150]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-7.7; 7.7]	[-7.8; 7.9]	[-8.3; 8.3]	[-9.8; 9.9]	[-16; 16]	[-78; 77]	[-150; 150]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-6.9; 6.9]	[-7; 7.1]	[-7.5; 7.5]	[-9.1; 9.1]	[-17; 17]	[-84; 83]	[-180; 180]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-6.5; 6.5]	[-6.6; 6.6]	[-7.1; 7.1]	[-8.9; 8.9]	[-18; 19]	[-92; 92]	[-180; 180]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-6.2; 6.2]	[-6.4; 6.4]	[-7; 7]	[-9.1; 9.1]	[-23; 23]	[-100; 100]	[-250; 250]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-6.4; 6.4]	[-6.6; 6.6]	[-7.3; 7.2]	[-10; 10]	[-31; 31]	[-140; 140]	—
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-6.6; 6.6]	[-6.9; 6.9]	[-7.7; 7.7]	[-11; 11]	[-38; 38]	—	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-6.8; 6.8]	[-7.2; 7.2]	[-8.2; 8.2]	[-13; 13]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-7.7; 7.7]	[-8.2; 8.2]	[-9.6; 9.6]	[-18; 18]	—	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.066; 0.066]	[-0.16; 0.16]	[-0.51; 0.51]	[-2.6; 2.6]	[-41; 41]	[-170; 170]

Таблица А.6 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{M1}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2	1
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-52; 52]	[-53; 52]	[-55; 55]	[-64; 63]	[-93; 91]	[-270; 260]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-28; 28]	[-29; 28]	[-30; 30]	[-35; 35]	[-52; 51]	[-170; 160]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-20; 20]	[-20; 20]	[-21; 21]	[-25; 25]	[-38; 37]	[-140; 140]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-16; 16]	[-16; 16]	[-17; 17]	[-20; 20]	[-32; 31]	[-150; 150]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-13; 13]	[-14; 14]	[-14; 14]	[-17; 17]	[-29; 29]	[-150; 150]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-12; 12]	[-12; 12]	[-13; 13]	[-16; 16]	[-28; 28]	[-170; 170]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-11; 11]	[-11; 11]	[-12; 12]	[-15; 15]	[-31; 30]	[-190; 190]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-10; 10]	[-11; 11]	[-12; 12]	[-15; 15]	[-36; 36]	[-220; 220]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-10; 10]	[-11; 11]	[-12; 12]	[-16; 16]	[-47; 47]	[-290; 290]
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-11; 11]	[-11; 11]	[-12; 12]	[-18; 18]	[-59; 59]	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-11; 11]	[-11; 11]	[-13; 13]	[-20; 20]	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-12; 12]	[-13; 13]	[-15; 15]	[-26; 26]	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.26; 0.26]	[-0.64; 0.64]	[-2; 2]	[-10; 10]	[-160; 160]

Таблица А.7 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициент f_{M2}/Λ^4 (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% от энергии клиппинга и порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация энергии клиппинга и порога на E_T^γ на рассматривалась для этого коэффициента. В последней строке приведена граница унитарности.

$E_c, \text{ТэВ}$	∞	5	4	3	2	1
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-12; 12]	[0; 11.745]	[-12; 12]	[-14; 14]	[-20; 20]	[-55; 53]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-6.4; 6.3]	[-6.5; 6.4]	[-6.9; 6.8]	[-7.9; 7.8]	[-12; 11]	[-36; 35]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-4.6; 4.6]	[-4.7; 4.6]	[-4.9; 4.8]	[-5.7; 5.6]	[-8.6; 8.4]	[-30; 30]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-3.7; 3.7]	[-3.8; 3.7]	[-4; 4]	[-4.7; 4.7]	[-7.4; 7.3]	[-30; 30]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-3.2; 3.1]	[-3.2; 3.2]	[-3.4; 3.4]	[-4.1; 4.1]	[-6.9; 6.9]	[-31; 31]
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-2.8; 2.8]	[-2.9; 2.9]	[-3.1; 3.1]	[-3.8; 3.8]	[-7; 7]	[-34; 34]
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-2.7; 2.7]	[-2.7; 2.7]	[-2.9; 2.9]	[-3.7; 3.7]	[-7.7; 7.7]	[-36; 36]
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-2.6; 2.6]	[-2.6; 2.6]	[-2.9; 2.9]	[-3.8; 3.8]	[-9.3; 9.3]	[-41; 41]
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-2.6; 2.6]	[-2.7; 2.7]	[-3; 3]	[-4.2; 4.2]	[-12; 12]	[-56; 56]
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-2.7; 2.7]	[-2.8; 2.8]	[-3.2; 3.2]	[-4.7; 4.7]	[-15; 15]	—
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	[-2.8; 2.8]	[-2.9; 2.9]	[-3.4; 3.4]	[-5.6; 5.6]	—	—
$E_T^\gamma > 1300 \text{ ГэВ}$	[-3.2; 3.2]	[-3.4; 3.4]	[-4; 4]	[-7.4; 7.4]	—	—
Гран. унит.	[-0; 0]	[-0.057; 0.057]	[-0.14; 0.14]	[-0.44; 0.44]	[-2.2; 2.2]	[-36; 36]

В ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ И ОПТИМИЗАЦИЯ В ЛИНЕЙНОЙ МОДЕЛИ

В данном приложении приведены таблица В.1 с результатами вычислений теоретических пределов и таблица В.2, иллюстрирующая процесс оптимизации, для всех рассматриваемых коэффициентов в линейной модели.

Таблица В.1 — Зависимость теоретического предела на коэффициенты Вильсона (в ТэВ^{-4}) от порога на поперечную энергию фотона. Отрицательные значения означают, что значения коэффициентов ограничены снизу, а положительные значения — что коэффициенты ограничены сверху. Кроме пределов приведены также их относительные статистические погрешности в процентах.

Коэф.	f_{T0}/Λ^4	f_{T5}/Λ^4	f_{T8}/Λ^4	f_{T9}/Λ^4	f_{M0}/Λ^4	f_{M1}/Λ^4	f_{M2}/Λ^4
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	-13.6, 0.8%	13.6, 0.8%	-1550, 5.5%	-2100, 4.6%	2300, 2.7%	-7520, 3.1%	-1150, 2.4%
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	-4.22, 1.3%	4.22, 1.3%	-481, 5.8%	-631, 4.8%	1160, 4.4%	-3660, 4.9%	-568, 3.9%
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	-2.28, 1.9%	2.27, 1.8%	-254, 6.3%	-335, 5.3%	947, 6.8%	-3050, 7.7%	-464, 6%
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	-1.32, 2.7%	1.32, 2.7%	-142, 6.9%	-193, 6%	810, 10.5%	-2700, 12.3%	-416, 9.7%
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	-0.834, 3.6%	0.826, 3.6%	-91.9, 8%	-127, 7.2%	703, 15.2%	-3050, 23.1%	-350, 13.5%
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	-0.55, 5.1%	0.545, 5.1%	-59.1, 9.4%	-81.6, 8.5%	737, 25.9%	-2270, 28.2%	-381, 23.8%
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	-0.384, 7.1%	0.382, 7.1%	-37.4, 10.8%	-57.4, 10.6%	1070, 57.3%	-3320, 62.9%	-416, 39.1%
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	-0.266, 9.5%	0.267, 9.5%	-24.4, 13%	-38.7, 13%	-4790, 395.9%	-6050, 184.4%	-318, 47.7%
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	-0.215, 11.9%	0.214, 11.9%	-18.9, 15.5%	-30.1, 15.6%	-971, 108.9%	2390, 100%	-366, 73.3%
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	-0.169, 16.9%	0.165, 16.9%	-13.7, 20%	-21.8, 20%	-1310, 205%	1030, 63.3%	-2160, 595.3%
$E_T^\gamma > 1200 \text{ ГэВ}$	-0.123, 24.9%	0.123, 24.9%	-10.1, 27.8%	-15.6, 27.7%	-3570, 840.9%	595, 58.1%	-409, 175.4%

Таблица В.2 — Зависимость ожидаемых пределов на коэффициенты Вильсона (в ТэВ^{-4}) на уровне доверия 95% в линейной модели от порога на поперечную энергию фотона. Ячейки с прочерками обозначают, что данная комбинация коэффициента и порога на E_T^γ не рассматривалась.

Коэф.	f_{T0}/Λ^4	f_{T5}/Λ^4	f_{T8}/Λ^4	f_{T9}/Λ^4	f_{M0}/Λ^4	f_{M1}/Λ^4	f_{M2}/Λ^4
$E_T^\gamma > 150 \text{ ГэВ}$	[-14; 11]	[-11; 14]	[-1600; 1300]	[-2100; 1700]	[-1900; 2300]	[-7500; 6100]	[-1150; 930]
$E_T^\gamma > 300 \text{ ГэВ}$	[-4.2; 3.9]	[-3.9; 4.2]	[-480; 450]	[-630; 590]	[-1100; 1200]	[-3700; 3400]	[-570; 530]
$E_T^\gamma > 400 \text{ ГэВ}$	[-2.3; 2.3]	[-2.3; 2.3]	[-250; 260]	[-340; 340]	[-970; 950]	[-3100; 3100]	[-460; 480]
$E_T^\gamma > 500 \text{ ГэВ}$	[-1.3; 1.7]	[-1.7; 1.3]	[-140; 190]	[-190; 260]	[-1090; 810]	[-2700; 3700]	[-420; 560]
$E_T^\gamma > 600 \text{ ГэВ}$	[-0.83; 1.47]	[-1.46; 0.83]	[-92; 164]	[-130; 230]	—	—	—
$E_T^\gamma > 700 \text{ ГэВ}$	[-0.55; 1.36]	[-1.35; 0.55]	[-59; 148]	[-82; 203]	—	—	—
$E_T^\gamma > 800 \text{ ГэВ}$	[-0.38; 1.36]	[-1.35; 0.38]	[-37; 133]	[-57; 204]	—	—	—
$E_T^\gamma > 900 \text{ ГэВ}$	[-0.27; 1.44]	[-1.45; 0.27]	[-24; 134]	[-39; 212]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1000 \text{ ГэВ}$	[-0.22; 1.69]	[-1.68; 0.21]	[-19; 150]	[-30; 239]	—	—	—
$E_T^\gamma > 1100 \text{ ГэВ}$	[-0.17; 2.05]	[-2; 0.17]	[-14; 168]	[-22; 268]	—	—	—