Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 539.1

ОТЧЕТ
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ПОИСК АНОМАЛЬНЫХ ВЕРШИН В ФОРМАЛИЗМЕ ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ ДЛЯ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ Z-БОЗОНА С ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Научный руководитель
к.ф.- м.н., доцент ________ Солдатов Е.Ю.

Студент ________ Чехонина А.А.

Научный консультант
инженер ________ Семушин А.Е.

Москва 2023

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ

Есть два метода поиска физики за пределами стандартной модели. Один — искать Новую физику напрямую, через рождение двух новых частиц. Другой заключается в поиске новых взаимодействий известных частиц Стандартной модели (СМ) . В данной работе рассматривается последний метод. Поиск аномальных вершин-это модельно-независимый подход, который полезен в двух отношениях. Во-первых, он позволяет искать новую физику, не привязываясь к конкретному аномальному взаимодействию. Во-вторых, в случае, если новая физика не появится, он позволяет количественно оценить точность, с которой новая физика исключается. [1]

Целью данной работы является: развитие метода постановки ограничений, получение более строгих пределов на константы связи в вершинном формализме. В рамках поставленной цели нужно выполнить следующие **задачи**:

1. определить наиболее чувствительную к аномальным взаимодействиям переменную;
2. произвести Монте-Карло моделирование рождения Z-бозона с фотоном с учетом аномальных вершин и без них;
3. поставить пределы на коэффициенты связи.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

При рассмотрении независимого от модели подхода к аномальным взаимодействиям необходимо учитывать ряд желательных особенностей: должна быть возможность восстановить СМ в соответствующем пределе; теория должна быть общей, чтобы охватить любую физику, но при этом должны быть даны указания наиболее вероятных мест проявления Новой физики.

СМ представляет собой наиболее общую теорию полей кварков и лептонов, наряду с одним дублетным полем Хиггса, взаимодействующим через калибровочную симметрию $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, где все операторы (то есть произведения полей) в лагранжиане ограничены массовой размерностью четыре или меньше.Чтобы добавить в теорию аномальные вершины, нужно добавить операторы более высокой размерности. По размерному анализу эти операторы имеют коэффициенты, обратные степеням массы, и, следовательно, подавляются, если эта масса велика по сравнению с экспериментально доступными энергиями. [1]

На самом деле любое расширение СМ можно параметризовать при малой энергии эффективным лагранжианом

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{SM}} + \sum_{d>4} \sum_i \frac{C_i}{\Lambda^{d-4}} \mathcal{O}_i^d \tag{1}$$

где d — размерность оператора $\mathcal{O}_i^d$, а Λ — масштаб новой физики, коэффициенты C_i безразмерные и параметризуют силу, с которой новая физика связана с частицами стандартной модели. Новые операторы строятся из полей СМ и соблюдают его калибровочные симметрии. В пределе $\Lambda \to \infty$ этот лагранжиан стремится к СМ. При энергиях значительно ниже Λ имеет значение только конечный набор операторов с наименьшей размерностью. Следовательно, лагранжиан является предсказательным, даже если коэффициенты C_i сохраняются как свободные параметры, и может использоваться для поиска тяжелой новой физики модельно-независимым способом. [2]

Концепция аномального взаимодействия электрослабых векторных бозонов была введена в физику элементарных частиц в конце 1970-х годов. В то время не было уверенности в том, что электрослабое взаимодействие является спонтанно нарушенной калибровочной теорией, т. е. данный подход не включает калибровочную симметрию $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Аномальные связи электрослабых векторных бозонов обсуждаются в одном из двух формализмов: лагранжевом или вершинной функции. [1] Подход с использованием вершинных функций является аналогом лагранжевого подхода в импульсном пространстве. Наиболее общая форма вершинной функции $V_1V_2V_3$, определена на рисунке 1.

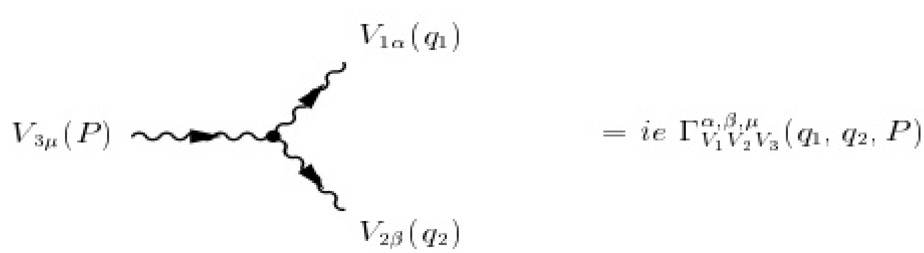


Рисунок 1 — Диаграмма Фейнмана для общей вершины $V_1V_2V_3$.

Вершинная функция взаимодействия трех векторных бозонов имеет следующий вид:

$$\Gamma^{\alpha\beta\mu}_{Z\gamma V}(q_1,q_2,P)=\frac{i(P^2-m_V^2)}{m_Z^2}\Big\{h_1^V(q_2^\mu g^{\alpha\beta}-q_2^\alpha g^{\mu\beta})+\frac{h_2^V}{m_Z^2}P^\alpha[(Pq_2)g^{\mu\beta} - q_2^\mu P^\beta]-h_3^V\epsilon^{\mu\alpha\beta\rho}q_{2\rho}-\frac{h_4^V}{m_Z^2}P^\alpha\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}P_\rho q_{1\sigma}\Big\}. \tag{2}$$

где q_1, q_2, P-исходные импульсы Z, γ и V; V — фотон или Z-бозон, находящийся вне оболочки, в то время как два других бозона находятся на оболочке $\epsilon^{\mu\beta\rho\sigma}$-символ Леви-Чивиты (антисимметричный псевдотензор); $g^{\alpha\beta}$- метрический тензор; h_i^V— параметры тройной вершины (i=1,2,3,4), m_Z — масса Z-бозона. До сих пор величина коэффициентов h_i^V неизвестна. Величины h_i^V - параметры взаимодействия, коэффициенты связи- являются безразмерными. Связи h_1^V, h_2^V нарушают CP-инвариантность; в то время как h_3^V, h_4^V сохраняют её. Дополнительный множитель i введен для того, чтобы связанный с ним эффективный лагранжиан Новой физики был эрмитовым, его знак является условностью. [3]

Если лагранжиан параметризован как формуле 1, то амплитуда процесса может быть представлена как:

$$\mathcal{A}=\mathcal{A}_{\text{SM}}+\sum_{d>4}\sum_i\frac{C_i}{\Lambda^{d-4}}\mathcal{A}_i^d \tag{3}$$

где $\mathcal{A}_{\text{SM}}$-вклад СМ в амплитуду, $\mathcal{A}_i^d$-вклад в амплитуду от оператора $\mathcal{O}_i^d$. В модели с одним ненулевым параметром взаимодействия квадрат модуля амплитуды параметризуется так:

$$|\mathcal{A}|^2=|\mathcal{A}_{\text{SM}}|^2+\frac{C_i}{\Lambda^{d-4}}2Re\mathcal{A}_{\text{SM}}{}^\dagger\mathcal{A}_{\text{NP}}+\frac{C_i^2}{\Lambda^{2(d-4)}|\mathcal{A}_{\text{NP}}|^2} \tag{4}$$

квадрат модуля амплитуды содержит слагаемое СМ, интерференционное и квадратичное слагаемое. Пределы на коэффициенты в такой модели называются одномерными. [4]

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА АТЛАС

Большой адронный коллайдер (БАК) - это ускоритель частиц с самой высокой энергией в мире, обеспечивающий протон-протонные столкновения при энергии центра масс 13 ТэВ, и предоставляющий огромный набор данных, в частности для детектора АТЛАС.

Его схема приведена на рисунке 2. АТЛАС представляет собой большой многоцелевой детектор с симметричной цилиндрической геометрией вперед-назад и охватом почти 4π в телесном угле. Он состоит из внутреннего детектора, окруженного тонким сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров и мюонного спектрометра, включающего три больших сверхпроводящих тороидальных магнита.

Для описания детектора АТЛАС используют цилиндрическую систему координат. Точка взаимодействия пучков определяется как начало системы, направление пучка определяет ось z, а плоскость $x-y$ поперечна его направлению. Положительная ось x определяется как направленная от точки взаимодействия к центру кольца БАК, а положительная ось y определяется как направленная вверх. Азимутальный угол ϕ измеряется, как обычно, вокруг оси пучка, а полярный угол θ — это угол от оси пучка. Псевдобыстрота определяется как $\eta = -\ln\tan\frac{\theta}{2}$. Расстояние $\triangle$R в пространстве псевдобыстрота-азимутальный угол определяется как Δ R = $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$.

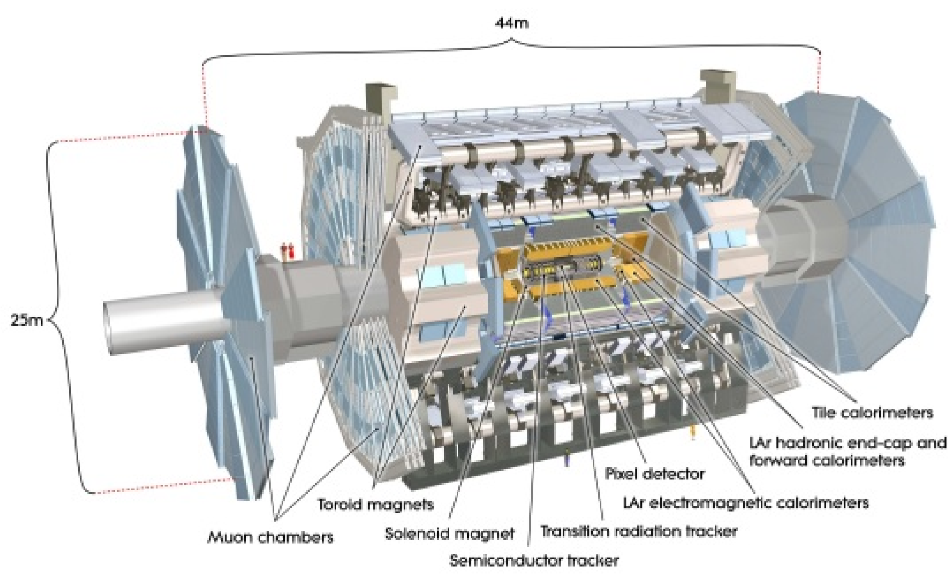


Рисунок 2 — Детектор АТЛАС в разрезе.

Система внутреннего детектора находится в аксиальном магнитном поле напряженностью 2 Тл и позволяет восстанавливать траектории частиц в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 2.5$. Кремниевый пиксельный детектор с высокой степенью детализации позволяет восстановить координаты вершины взаимодействия протонов и обычно обеспечивает четыре измерения на треке частицы. За пиксельным детектором следует кремниевый микрополосковый трекер, который обычно обеспечивает четыре точки измерения на дорожку.

Калориметрическая система перекрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 4.9$. В области $|\eta| = 3.2$. Калориметры должны обеспечивать хорошее удержание электромагнитных и адронных ливней, а также должны ограничивать проникновение в мюонную систему. Следовательно, глубина калориметра является важным фактором при проектировании. Общая толщина ЭМ-калориметра составляет > 22 радиационных длин (X_0) в цилиндре и $> 24X_0$ в торцевых крышках. Приблизительные длины взаимодействия (λ) активного калориметра в стволе, равные 9.7 (10λ в торцевых крышках), достаточны для обеспечения хорошего разрешения для струй высокой энергии. Общая толщина, включая 1.3 λ от внешней опоры, составляет 11 λ при $\eta = 0$. Вместе с большим η-покрытием эта толщина также обеспечит хорошее измерение E_T^{miss}, что важно для многих физических сигнатур и, в частности, для поиска супер симметричных частиц.

Электромагнитный калориметр разделен на цилиндрическую часть ($|\eta| < 1.475$) и две торцевые части ($1.375 < |\eta| < 3.2$), каждая из которых размещена в собственном криостате. Бочковой калориметр состоит из двух одинаковых полустволов, разделенных небольшим зазором (4 мм) при $z = 0$. Каждый торцевой калориметр механически разделен на два соосных колеса: внешнее колесо, охватывающее область $1.375 < |\eta| < 2.5$ и внутреннее колесо, охватывающее область $2.5 < |\eta| < 3.2$. Электромагнитный калориметр представляет собой свинцово-жидко-аргонный-детектор с каптоновыми электродами в форме гармошки и свинцовыми поглощающими пластинами по всему покрытию. Геометрия аккордеона обеспечивает полную ϕ-симметрию без азимутальных трещин.

Адронный калориметр помещается непосредственно за пределы оболочки электромагнитного калориметра. Его ствол охватывает область $|\eta| < 1.0$, а два его расширенных ствола — диапазон $0.8 < |\eta| < 1.7$. Это пробоотборный калориметр, использующий сталь в качестве поглотителя и сцинтилляционную плитку в качестве активного материала. Ствол и удлиненные стволы разделены по азимуту на 64 модуля. В радиальном направлении адронный калориметр простирается от внутреннего радиуса 2.28 м до внешнего радиуса 4.25 м. Он сегментирован по глубине на три слоя, толщиной примерно 1.5, 4.1 и 1.8 длины взаимодействия (λ) для ствола и 1.5, 2.6 и 3.3λ для удлиненного ствола. Общая толщина детектора на внешнем крае инструментированной области тайла составляет 9.7 λ при $\eta = 0$. Две стороны сцинтилляционных тайлов считываются сдвигом длины волны волокна на два отдельных фотоумножителя. В η ячейки считывания, построенные путем группировки волокон в фотоумножители, являются псевдопроективными в сторону области взаимодействия.

Мюонный спектрометр состоит из отдельных триггерных и высокоточных следящих камер, измеряющих отклонение мюонов в магнитном поле, создаваемом сверхпроводящими тороидами с воздушным сердечником. Интеграл поля тороидов находится в диапазоне от 2.0 до 6.0 Тл·м на большей части детектора. Набор прецизионных камер покрывает область $|\eta| = 2.7$ с тремя слоями контролируемых дрейфовых трубок. Мюонная триггерная система перекрывает диапазон $|\eta| = 2.4$. [5]

Триггер детектора ATLAS состоит из трёх отдельных систем: триггера первого уровня У1, триггера второго уровня У2 и фильтра событий (ФС). Два последних уровня образуют вместе триггер высокого уровня. Каждый более высокий уровень триггера пересматривает решение предыдущего и использует дополнительные критерии отбора, если это необходимо. Система сбора данных получает и сохраняет данные для события от отдельных систем детекторов с частотой, соответствующей выходной частоте событий триггера первого уровня через 1600 каналов. Триггер первого уровня использует часть информации детектора, чтобы принять решение за время ≤ 2 мкс и удержать скорость потока событий на уровне порядка 75 кГц. Два последующих уровня триггера используют больше информации детекторов и снижают частоту потока до ~ 200 Гц при среднем объеме данных на событие 1.3 Мбайта. [6]

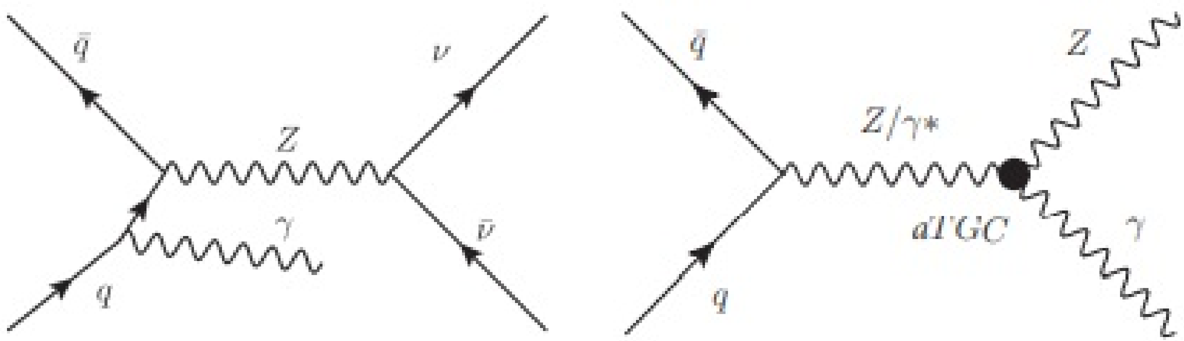
Триггер У1 осуществляет поиск мюонов, электронов, фотонов, струй и $\tau-$лептонов, распадающихся в адроны, с большими поперечными импульсами, а также большие недостающую и полную поперечную энергию. Триггер У1 объединяет данные триггерных камер мюонного спектрометра и калориметров в центральном триггерном процессоре.

В каждом событии триггер У1 образует также области интереса (ОИ), которых может быть несколько, определяя для них пары координат η и ϕ. Данные ОИ содержат информацию о том, какого типа триггер и с каким порогом принадлежит данной области. Эта информация используется в триггерах высокого уровня. Триггер У2 для ОИ использует всю имеющуюся информацию детекторов для этих областей, она составляет примерно 2% всех имеющихся данных для события. Меню триггера У2 составлено таким образом, чтобы уменьшить скорость поступления событий до приметно 3.5 кГц со средним временем обработки события 40 мс. Окончательный отбор проводит ФС, на выходе которого поток составляет около 200 Гц. [5]

4. ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе исследуется процесс рождения $Z\gamma \to \nu\bar{\nu}\gamma$ в $pp-$ столкновениях, полученных детектором ATLAS при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Рождение Z-бозона в ассоциации с фотоном в протон-протонных (pp) столкновениях изучается на БАК с начала его работы в 2010 г. Эти исследования используются для проверки электрослабого сектора СМ и для поиска новых физических эффектов, таких как потенциальное взаимодействие Z-бозонов с фотонами.

Конечное состояние $\nu\bar{\nu}\gamma$ в СМ может быть вызвано распадом Z-бозона на нейтрино в связи с испусканием фотонов кварками в начальном состоянии. Этот процесс иллюстрируется диаграммой Фейнмана ведущего порядка, показанной на рисунке 3(a). Пример аномальной тройной связи калибровочных бозонов (aTGC) Z-бозонов и фотонов показан на рисунке 3(b). Такие связи запрещены в СМ, но могут возникать в теориях, расширяющих СМ.



a) b)

Рисунок 3 — Диаграммы Фейнмана образования $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$: (a) фотонное излучение в начальном состоянии (b) аномальная вершина (aTGC).

Изучение процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ имеет ряд преимуществ перед процессами с распадом Z на адроны или заряженные лептоны. С одной стороны канал с адронами в конечном состоянии имеет большой многоструйный фон, который подавляет чувствительность к аномальным взаимодействиям. С другой стороны более высокая степень ветвления Z-бозона в нейтрино по сравнению с заряженными лептонами дает возможность изучать рождение $Z\gamma$ в более энергичной (более высокой E_T^{γ}) области, где чувствительность этого процесса к бозонным взаимодействиям выше. [2]

В работе было произведено Монте-Карло моделирование рождения Z-бозона с фотоном с учетом патронного ливня и аномальных вершин, а так же без них. При генерации наборов применен метод декомпозиции, то есть наборы сгенерированы отдельно для линейного, квадратичного слагаемого и слагаемого, отвечающего СМ. В основной части работы процесс является инклюзивным, т.е. с любым количеством адронных струй. Нейтрино не регистрируются детектором и в результате являются основным источником недостающего поперечного импульса.

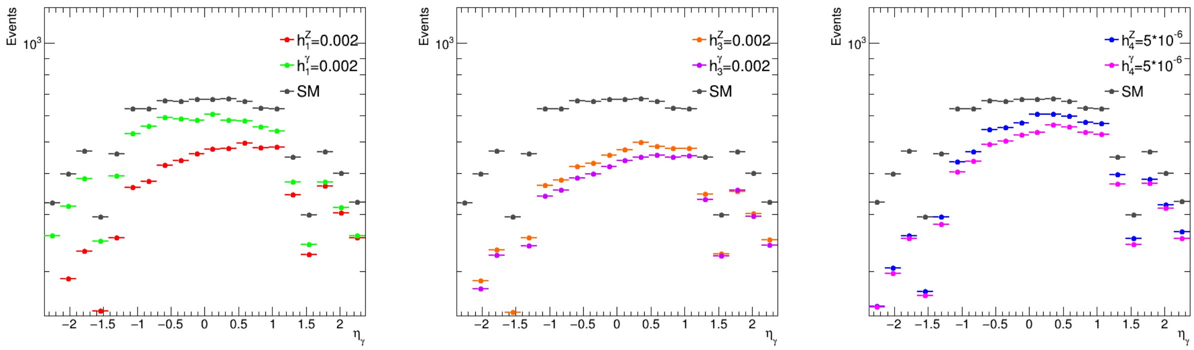
5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Обработка данных в работе выполняется с помощью пакета ROOT. Данный пакет является объектноориентированным пакетом для анализа данных, написанным на C++ [7]. Он содержит инструменты, предназначенные для исследования статистических данных. Пакет обладает возможностями разработки и представления данных с помощью графического интерфейса.

На первом этапе работа велась уже со сгенерированными Монте-Карло наборами. Наборы включают в себя полную симуляцию детектора ATLAS в Geant4 [8]. Построены распределения по следующим переменным: псевдобыстрота фотона, поперечная энергия фотона, недостающий поперечный импульс, количество струй, азимутальный угол между фотоном и недостающим поперечным импульсом. Полученные распределения представлены на рисунках 4-8. Любое отклонение от прогноза СМ называется аномалией и должно быть вызвано аномальными вершинами. Из рисунков видно, что поперечная энергия фотона и недостающий поперечный импульс наиболее чувствительны, т.е. обеспечивают наибольшее различие между СМ и Новой физикой. При этом область наибольшей их чувствительности расположена выше 0.6 ТэВ. Расположение распределения СМ выше распределений с учетом аномальных связей обусловлено тем, что набор СМ смоделирован более точно в рамках теории возмущений. Области $1.4 < |\eta| < 1.52$ на рисунке 4, исключаются из анализа, так как это значение псевдобыстроры отвечает "слепой"зоне детектора, т.н. щелевому (крэку) региону, в котором энергетическое разрешение сильно деградирует.

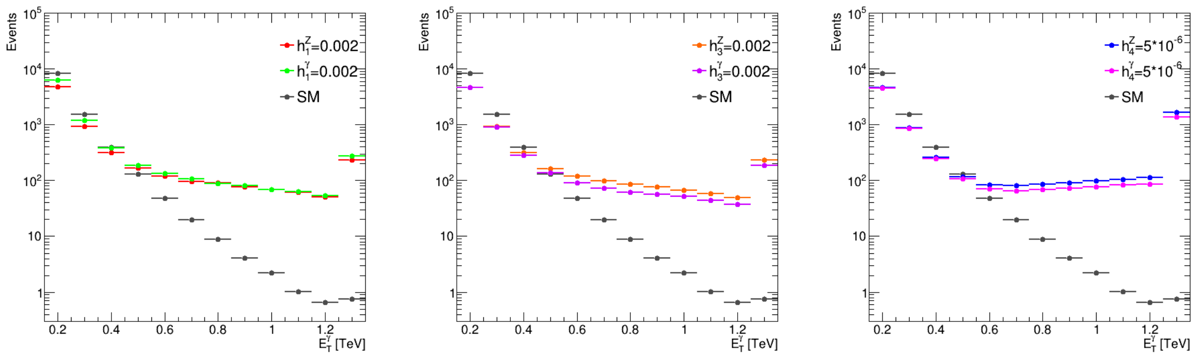
В следующем этапе работы произведено Монте-Карло моделирование. Монте-Карло генераторы событий-это основные инструменты для расчета теоретических предсказаний в физике высоких энергий, которые учитывают процессы адронизации, развитие партонного ливня и симуляцию детектора. Монте-Карло моделирование производится 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 данной плотностью. В работе процесс рассчитан для ведущего порядка теории возмущений (LO, leading-order). Основным в данной работе Монте-Карло генератором партон-



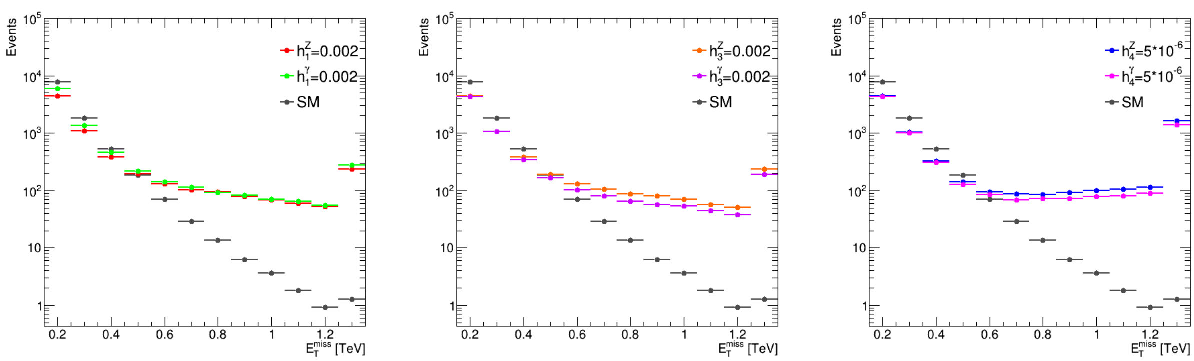
a) b) c)

Рисунок 4 — Распределения по псевдобыстроте фотона для СМ и аномальной связи для коэффициентов:a)h_1^Z, h_1^γ, b)h_3^Z, h_3^γ, c)h_4^Z, h_4^γ.



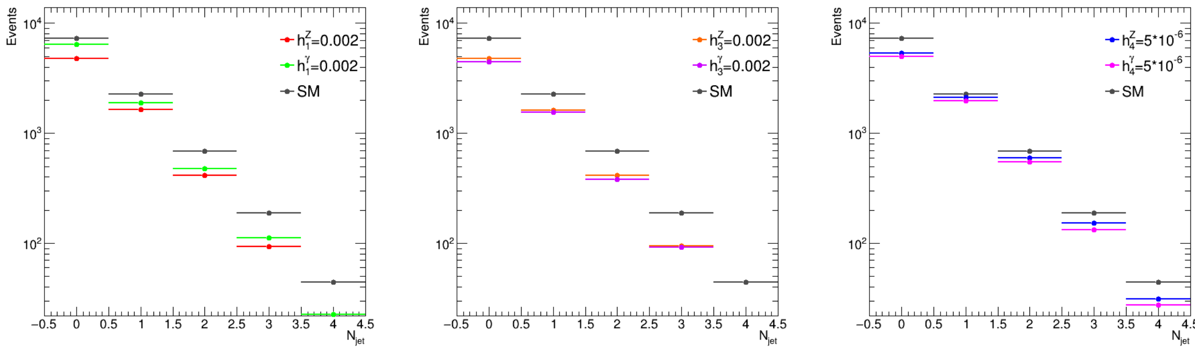
a) b) c)

Рисунок 5 — Распределения по поперечной энергии фотона для СМ и аномальной связи для коэффициентов:a)h_1^Z, h_1^γ, b)h_3^Z, h_3^γ, c)h_4^Z, h_4^γ.



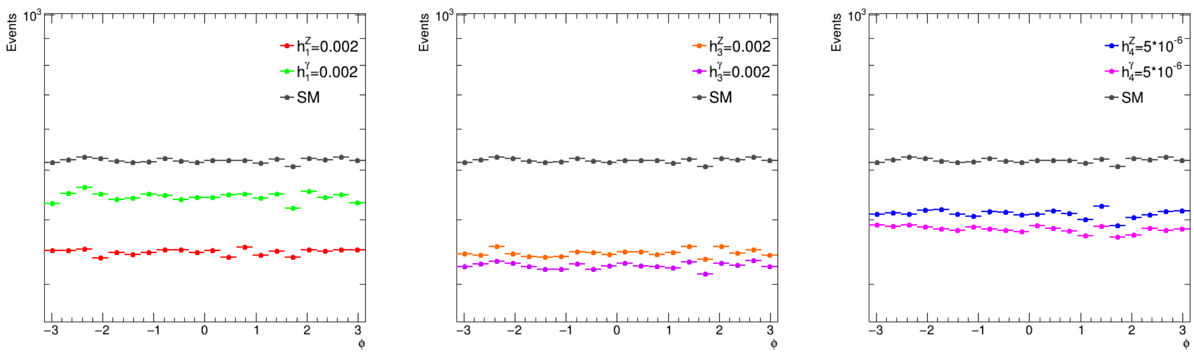
a) b) c)

Рисунок 6 — Распределение по недостающему поперечному импульсу для СМ и аномальной связи для коэффициентов:a)h_1^Z, h_1^γ, b)h_3^Z, h_3^γ, c)h_4^Z, h_4^γ.



a) b) c)

Рисунок 7 — Распределения по количеству адронных струй для СМ и аномальной связи для коэффициентов:a)h_1^Z, h_1^γ, b)h_3^Z, h_3^γ, c)h_4^Z, h_4^γ.



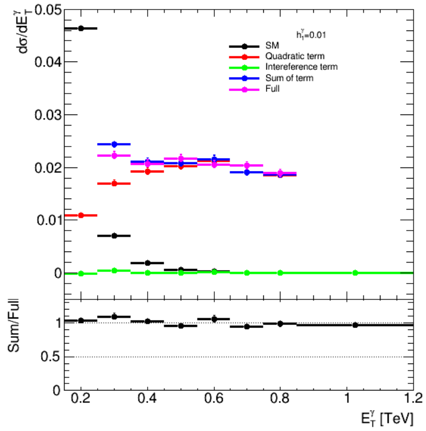
a) b) c)

Рисунок 8 — Распределение по азимутальному углу между фотоном и недостающим поперечным импульсом для СМ и аномальной связи для коэффициентов:a)h_1^Z, h_1^γ, b)h_3^Z, h_3^γ, c)h_4^Z, h_4^γ.

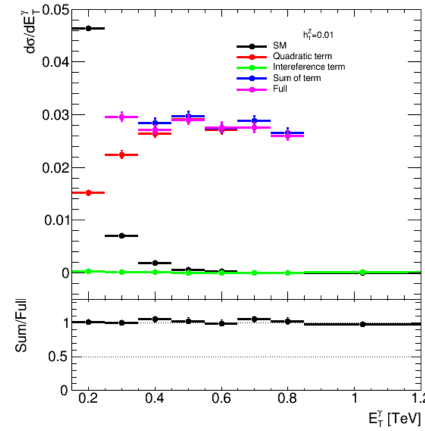
ного уровня является MadGraph5 aMC@NLO [9], так как в нем присутствует возможность генерировать процессы в индивидуальных порядках по каждому параметру взаимодействия. Следующим этапом моделирования физического процесса является уровень адронизации — моделирование процессов адронизации и развитие партонного ливня. Генератором таких событий в данной работе является Pythia8 [10]. Последним этапом моделирования является уровень реконструкции, на котором моделируется отклик детектора. Генератором таких событий в данной работе является генератор Delphes3 [11].

В рамках подхода с использованием эффективных вершинных функций вклады тройных аномальных взаимодействий калибровочных бозонов в рождение $Z\gamma$ были параметризованы комплексными параметрами взаимодействия, двумя нарушающими CP (h_1^V), и четырьмя сохраняющими CP

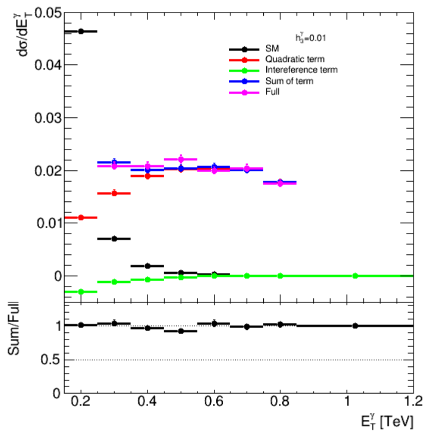
(h_3^V, h_4^V). Здесь индексы V — это Z и γ, а h_i^Z и h_i^γ — параметры вершин $ZZ\gamma$ и $Z\gamma\gamma$ соответственно. Все эти параметры равны нулю на древесном уровне в СМ. Для начала наборы были получены на партонном уровне. Кроме того, применён метод декомпозиции, т.е. наборы были сгенерированы отдельно для СМ, линейного и квадратичного слагаемых (см. формулу 4). По полученным наборам построены распределения по поперечному импульсу фотона для коэффициентов h_1^V, h_3^V, h_4^V. Полученные результаты представлены на рисунках 9-10. На рисунках 9-10 распределения построены для событий, сгенерированных при параметре dynamical scale choice, соответствущему выбору динамической шкалы взаимодействия. На рисунке 9 dynamical scale choice равен 3, на рисунке 10 - 1 и 2 соответственно. Различие между распределением суммы трех слагаемых и распределением с полной амплитудой везде мало. Дальнейшая работа производится с динамической шкалой равной 3, так она считается более стабильной.



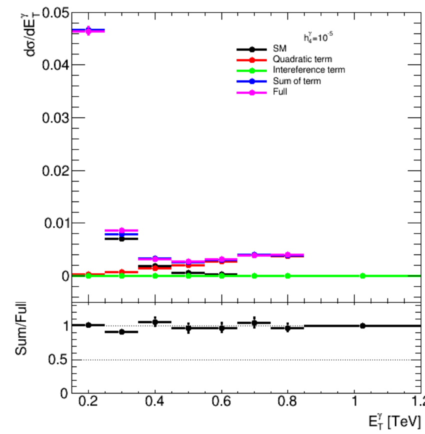
a)



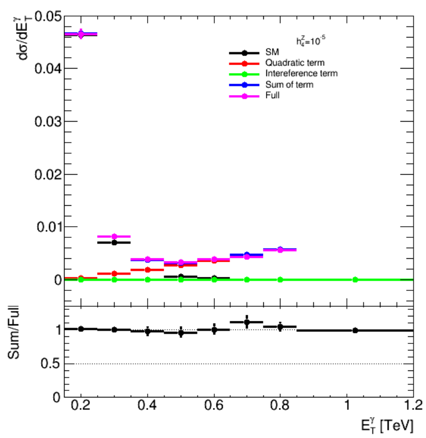
b)



c)



d)



e)

Рисунок 9 — Распределения по поперечному импульсу фотона для СМ, квадратичного, линейного слагаемых, с учетом всех трех слагаемых и их суммы для динамической шкалы = 3, для коэффициентов: a)$h_1^\gamma = 0.01$, b) $h_1^Z = 0.01$, c) $h_3^\gamma = 0.01$, d) $h_4^\gamma = 10^{-5}$, d) $h_4^Z = 10^{-5}$. А также отношение переменной при сумме слагаемых и при учете всех слагаемых в наборе.

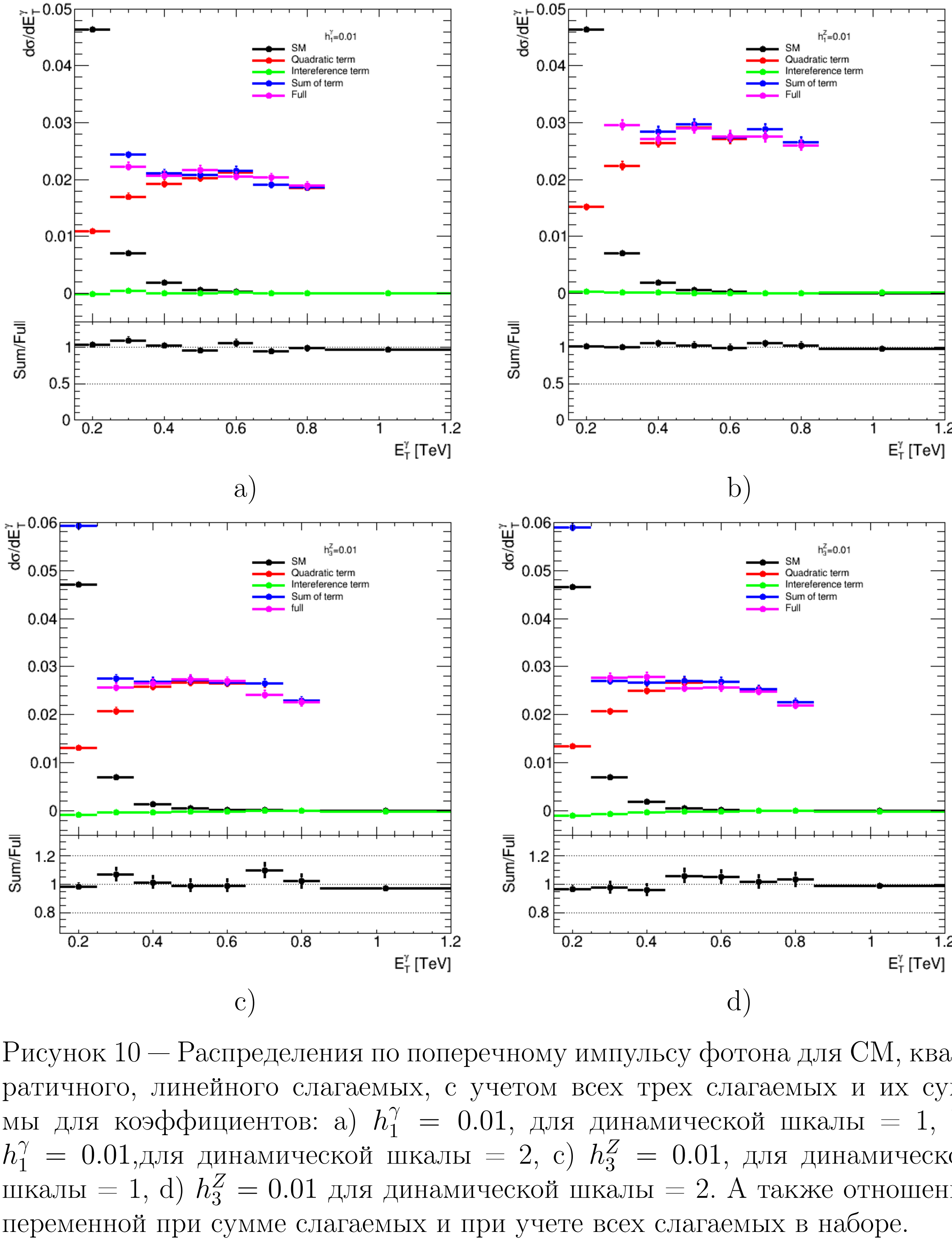
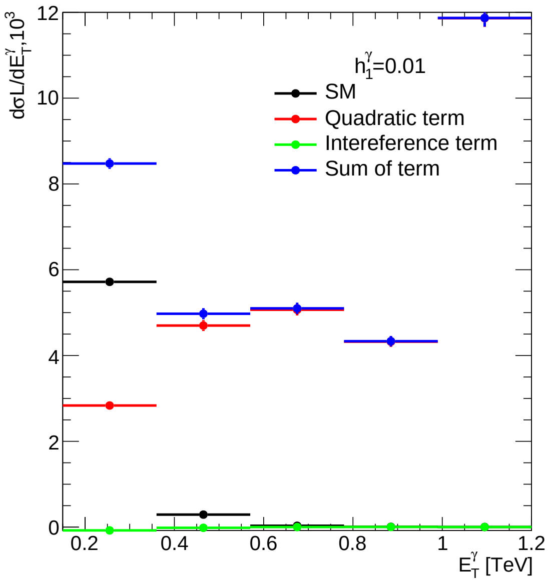
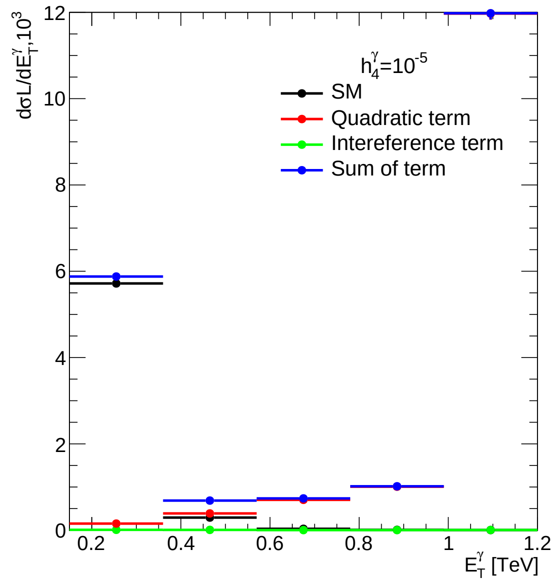


Рисунок 10 — Распределения по поперечному импульсу фотона для СМ, квадратичного, линейного слагаемых, с учетом всех трех слагаемых и их суммы для коэффициентов: a) $h_1^{\gamma} = 0.01$, для динамической шкалы = 1, b) $h_1^{\gamma} = 0.01$,для динамической шкалы = 2, c) $h_3^{Z} = 0.01$, для динамической шкалы = 1, d) $h_3^{Z} = 0.01$ для динамической шкалы = 2. А также отношение переменной при сумме слагаемых и при учете всех слагаемых в наборе.

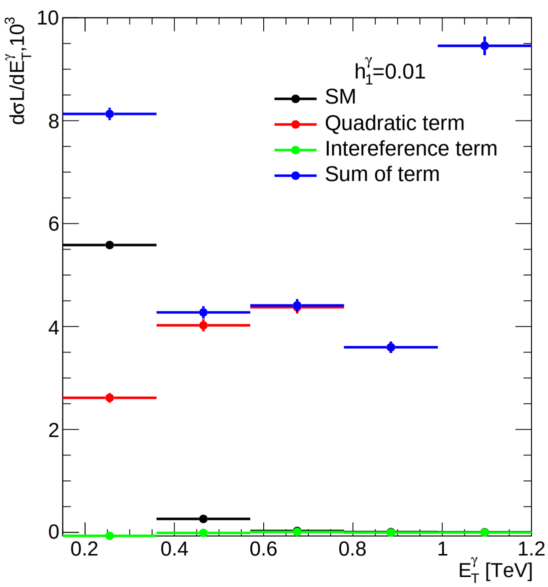
На следующем этапе работы были получены наборы для всех трех уровней (партронного, адронизации и реконструкции). По данным набором построены распределения по поперечному импульсу фотона для коэффициентов h_1^γ, h_4^γ для нуля и любого количества струй (рис.11).



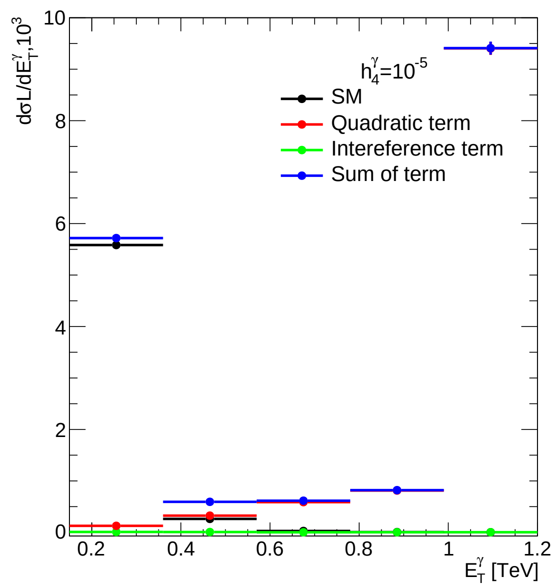
a)



b)



c)



d)

Рисунок 11 — Распределения по поперечному импульсу фотона для СМ, квадратичного, линейного слагаемых и их суммы для коэффициентов: a) $h_1^\gamma = 0.01$ b) $h_4^\gamma = 10^{-5}$ c) $h_4^\gamma = 0.01$ с нулем струй d) $h_4^\gamma = 10^{-5}$ с нулем струй.

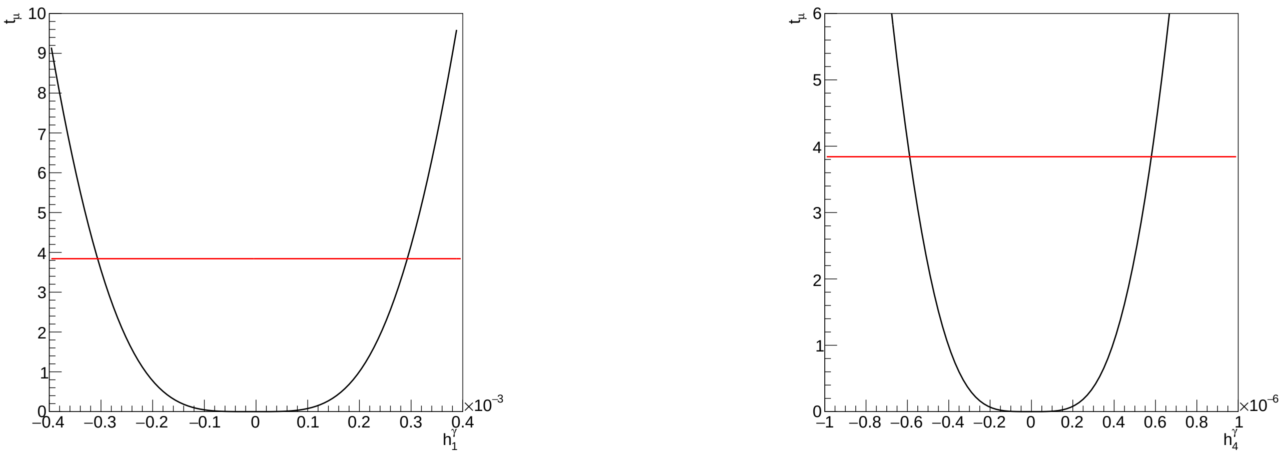
В данной работе используется тестовая статистика, основаннная на функции правдоподобия:

$$t_\mu = -2\ln\frac{L(\mu,\hat{\hat{\theta}}(\mu))}{L(\hat{\mu},\hat{\theta})}, \tag{5}$$

где μ-вектор параметров интереса, представляющий собой один коэффициент связи в случае одномерной параметризации; $L(\mu,\theta)$-функция правдоподобия, которая в знаменателе находится в своем глобальном максимуме, а в числителе - в локальном максимуме при фиксированном значении параметром интереса. Функция правдоподобия содержит в себе информацию о статистической модели. Далее применяется асимптотический способ распределения тестовой статистики для постановки пределов на коэффициенты связи. Согласно теореме Уальда [12], тестовая статистика представима в виде χ^2. Для одного коэффициента связи χ^2 рассматривается с одной степнью свободы. Квантили этого распределения являются известными величинами. В данной работе для получения пределов используется уровень доверия $\alpha = 0.95$ $(95\%CL)$. Для такого уровня доверия квантиль распределения χ^2 с одной степенью свободы равен 3.84. Пределы (т.е. границы доверительного региона) определяются из условия $t_\mu = 3.84$.

Для примера на рисунке 12 представлены графики зависимости наблюдаемого значения тестовой статистики от коэффициентов связи h_1^γ и h_4^γ, иллюстрирующий процедуру постановки одномерных пределов.

Таким образом, при помощи асимптотического распределения тестовой статистики были поставлены ограничения на исследуемые в работе параметры взаимодействия. На первом этапе результаты полученны с использованием метода оптимицизации. То есть использовался всего один бин с данными, выше установленного порога на сигнальный регион по чувствительной переменной E_T^γ. Наилучшие значения пределов и соответствующие им пороги указаны в таблице 1. Результаты, полученные из распределения, разбитого на пять бинов по 200ГэВ приведены в таблице 2. Для вычислений была использована интегральная светимость набора данных эксперимента АТЛАС, равная 140 фб$^{-1}$. Как видно из таблиц, наилучшие значения пределов на коэффициенты Вильсона получены при помощи метода оптимизации с учётом дополнительного отбора $N_{jet} = 0$. В таблице 3 сравниваются ожидаемые пределы с экспериментальными пределами. Для коэффициентов h_1^V, h_3^V пределы получились более строгие, чем экспериментальные [2].



a) b)

Рисунок 12 — График зависимости (чёрный) тестовой статистики от коэффициента связи a) h_1^γ и b) h_4^γ. Для построения статистической функции в данном случае был использован сигнальный регион с дополнительным ограничением a) $E_T^\gamma > 700$ ГэВ, b) $E_T^\gamma > 900$ ГэВ, а также предварительная статистическая модель и ожидание СМ в качестве данных. Точки пересечения с линиями определяют границы доверительного интервала на уровне доверия 95%.

Таблица 1 — Ожидаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$, полученные методом оптимизации. Для каждой строки все параметры, кроме исследуемого, устанавливаются равными 0.

Параметр	Порог	$N_{jet} \geq 0$	Порог	$N_{jet} = 0$
h_1^Z	0.8	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	0.7	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$
h_1^γ	0.8	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.1 \times 10^{-4})$	0.7	$(-3.1 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$
h_3^Z	0.8	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$	0.7	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$
h_3^γ	0.8	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$	0.7	$(-2.9 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$
h_4^Z	0.9	$(-5.4 \times 10^{-7}, 5.4 \times 10^{-7})$	0.9	$(-5.2 \times 10^{-7}, 5.2 \times 10^{-7})$
h_4^γ	0.9	$(-6.1 \times 10^{-7}, 6.0 \times 10^{-7})$	0.9	$(-5.9 \times 10^{-7}, 5.8 \times 10^{-7})$

Таблица 2 — Ожидаемые одномерные пределы с доверительной вероятностью 95% на $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$, полученные из распределений. Для каждой строки все параметры, кроме исследуемого, устанавливаются равными 0.

Параметр	$N_{jet} \geq 0$	$N_{jet} = 0$
h_1^Z	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-2.8 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
h_1^γ	$(-3.1 \times 10^{-4}, 3.0 \times 10^{-4})$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	$(-2.7 \times 10^{-4}, 2.8 \times 10^{-4})$
h_3^γ	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$	$(-3.4 \times 10^{-4}, 3.4 \times 10^{-4})$
h_4^Z	$(-5.2 \times 10^{-7}, 5.1 \times 10^{-7})$	$(-5.5 \times 10^{-7}, 5.5 \times 10^{-7})$
h_4^γ	$(-5.9 \times 10^{-7}, 5.8 \times 10^{-7})$	$(-6.2 \times 10^{-7}, 6.1 \times 10^{-7})$

Таблица 3 — Сравнение ожидаемых и экспериментальных одномерных пределов [2] с доверительной вероятностью 95% на $h_1^Z, h_1^\gamma, h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z, h_4^\gamma$.

Параметр	Ожидаемые пределы	Экспериментальные данные
h_1^Z	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.6 \times 10^{-4})$	$(-3.3 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$
h_1^γ	$(-3.1 \times 10^{-4}, 2.9 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$
h_3^Z	$(-2.6 \times 10^{-4}, 2.7 \times 10^{-4})$	$(-3.2 \times 10^{-4}, 3.3 \times 10^{-4})$
h_3^γ	$(-3.0 \times 10^{-4}, 3.2 \times 10^{-4})$	$(-3.7 \times 10^{-4}, 3.7 \times 10^{-4})$
h_4^Z	$(-5.2 \times 10^{-7}, 5.2 \times 10^{-7})$	$(-4.5 \times 10^{-7}, 4.4 \times 10^{-7})$
h_4^γ	$(-5.9 \times 10^{-7}, 5.8 \times 10^{-7})$	$(-4.4 \times 10^{-7}, 4.3 \times 10^{-7})$

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была изучена методика постановки пределов на параметры взаимодействия в формализме вершинной функции для процесса рождения Z-бозона в ассоциации с фотоном. Была определена переменная, наиболее чувствительная к аномальным взаимодействиям - поперечная энергия фотона, равная его поперечному импульсу. С помощью Монте-Карло моделирования сгенерированы наборы с учетом аномальных взаимодействий и без них. После параметризации аномальных вершин для нейтральных калибровочных бозонов поставлены ограничения на коэффициенты связи. В рамках данного исследования получены наиболее строгие в мире ограничения на несколько параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] C. Degrande, N. Greiner, W. Kilian, O. Mattelaer, H. Mebane, T. Stelzer et al., *Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings*, *Annals Phys.* **335** (2013) 21 [1205.4231].

[2] ATLAS collaboration, *Measurement of the $Z\gamma \to \nu\overline{\nu}\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous triple gauge-boson couplings*, *JHEP* **12** (2018) 010 [1810.04995].

[3] G.J. Gounaris, J. Layssac and F.M. Renard, *Signatures of the anomalous Z_γ and ZZ production at the lepton and hadron colliders*, *Phys. Rev. D* **61** (2000) 073013 [hep-ph/9910395].

[4] C. Degrande, *A basis of dimension-eight operators for anomalous neutral triple gauge boson interactions*, *JHEP* **02** (2014) 101 [1308.6323].

[5] ATLAS collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, *JINST* **3** (2008) S08003.

[6] ATLAS collaboration, G. Duckeck, D. Barberis, R. Hawkings, R. Jones, N. McCubbin, G. Poulard et al., eds., *ATLAS computing: Technical design report*, .

[7] I. Antcheva et al., *ROOT: A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization*, *Comput. Phys. Commun.* **180** (2009) 2499 [1508.07749].

[8] GEANT4 collaboration, *GEANT4–a simulation toolkit*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250.

[9] J. Alwall, R. Frederix, S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer et al., *The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations*, *JHEP* **07** (2014) 079 [1405.0301].

[10] T. Sjöstrand, *The PYTHIA Event Generator: Past, Present and Future*, *Comput. Phys. Commun.* **246** (2020) 106910 [1907.09874].

[11] DELPHES 3 collaboration, *DELPHES 3, A modular framework for fast simulation of a generic collider experiment*, *JHEP* **02** (2014) 057 [1307.6346].

[12] A. Wald, *Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations is Large.*, *Transactions of the American Mathematical Society* **54, no. 3** (1943) 482.