

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»



На правах рукописи

Курова Анастасия Сергеевна

ЭЛЕКТРОСЛАБОЕ РОЖДЕНИЕ Z -БОЗОНА С ФОТОНОМ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS

Специальность 1.3.15 —
«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких
энергий»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2023

Работа выполнена в Федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Научный руководитель: **Солдатов Евгений Юрьевич**,
кандидат физико-математических наук,
НИЯУ МИФИ,
доцент отделения ядерной физики и технологий
офиса образовательных программ

Официальные оппоненты: **Бережной Александр Викторович**,
доктор физико-математических наук, академик РАН,
МГУ, Научно-исследовательский институт
ядерной физики имени Д.В.Скобелевца,
заведующий лабораторией

Ющенко Олег Петрович,
доктор физико-математических наук,
Институт физики высоких энергий имени
А.А. Логунова – НИЦ КИ,
ведущий научный сотрудник

Гробов Алексей Викторович,
кандидат физико-математических наук,
Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»,
ведущий научный сотрудник

Защита состоится 27 сентября 2023 г. в 15 часов на заседании диссертационного совета МИФИ.1.05 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» по адресу: 115409, г. Москва, Каширское ш., 31.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЯУ МИФИ и на сайте НИЯУ МИФИ <https://ds.mephi.ru>.

Отзывы на автореферат, заверенные печатью учреждения, просьба направлять по адресу: 115409, г. Москва, Каширское ш., 31, ученому секретарю диссертационного совета МИФИ.1.05, тел. +7(495)788-5699.

Автореферат разослан 2023 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
МИФИ.1.05,
д-р физ.-мат. наук, профессор



Улин Сергей Евгеньевич

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Стандартная модель (СМ) является наиболее полным на данный момент теоретическим описанием физики элементарных частиц и подкрепляется множеством экспериментальных фактов. Завершение её построения произошло с открытием бозона Хиггса в 2012 году. Однако, нерешённость таких фундаментальных вопросов как иерархия масс элементарных частиц, барионная асимметрия, отсутствие описания гравитационного взаимодействия в СМ и других позволяет говорить о незаконченности текущей теории и существовании более общей. Исследования на Большом адронном коллайдере (БАК) нацелены как на поиски новых частиц и взаимодействий, так и на проверку СМ. Тщательное изучение процессов СМ на экспериментах БАК с рекордной точностью, может дать возможность найти проявления физики за рамками СМ — «новой физики» — и поставить ограничения на существующие модели её расширения.

Поиск проявлений «новой физики» на ускорителях проводится как прямым, так и косвенным способом. Первый способ подразумевает прямую регистрацию детекторами частиц, предсказываемых теориями за рамками СМ, и может быть недоступен, если энергетический масштаб «новой физики» значительно выше достигнутых в настоящее время энергий. Косвенный способ позволяет увидеть проявления «новой физики» за счет того факта, что её массивные частицы, будут менять взаимодействия при меньших энергиях.

Среди косвенных способов поиска «новой физики» наиболее универсальным является модельно независимый, т.к. он позволяет проверить целый ряд теоретических моделей. Одним из инструментов для таких исследований является поиск аномальных вершин взаимодействия векторных бозонов, путём их параметризации с помощью эффективной теории поля [1]. Ненулевые параметры аномальных бозонных вершин будут говорить о наличии «новой физики», а постановка ограничений на величину констант связи или параметров аномальных бозонных вершин позволит исключить модели «новой физики», например, модели суперсимметрии или техницвета (подробнее в работе [2]).

Данная работа фокусируется на поиске аномальных четырехбозонных вершин. Для их поиска используются процессы одновременного рождения трёх калибровочных бозонов и процессы рассеяния векторных бозонов с двумя калибровочными бозонами в конечном состоянии. Вероятность трёхбозонных рождений по порядку близка к электрослабым процессам рассеяния векторных бозонов¹. Однако, в процессах рассеяния векторных бозонов возможно присутствие четырехбозонных вершин

¹Сечение электрослабых процессов рассеяния векторных бозонов имеет порядок десятых долей фемтобарн.

в ведущем порядке теории возмущений. Помимо этого, вероятность одновременного рождения двух бозонов в процессе рассеяния бозонов выше, чем вероятность одновременного рождения трёх бозонов. Особый интерес вызывают процессы одновременного рождения электронеutrальных бозонов Z или γ (ZZ , $Z\gamma$, $\gamma\gamma$), т.к. только в этих процессах можно изучить возможность появления отсутствующих в СМ на «древесном» уровне² нейтральных четырехбозонных вершин. По описанным выше причинам для исследования выбран процесс рассеяния векторных бозонов с Z и γ в конечном состоянии. Примеры диаграмм Фейнмана с аномальными четырехбозонными вершинами в трёхбозонном рождении и в процессе рассеяния векторных бозонов с участием бозонов Z и γ показаны на рис. 1.



Рис. 1 — Примеры диаграмм Фейнмана, иллюстрирующих рождение аномальных четырехбозонных вершин в процессах с Z -бозоном и γ в конечном состоянии. В процессе рассеяния векторных бозонов — слева и в трехбозонном рождении — справа

Целью данного исследования является измерение сечения электро-слабого процесса совместного рождения Z -бозона с фотоном и двумя адронными струями в нейтринном канале распада $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma + jj$ при высоких энергиях фотона (150 ГэВ и выше) для проверки предсказаний СМ и поиска отклонений от неё.

Поскольку вероятность проявлений «новой физики» увеличивается с энергией в системе центра масс, $\sqrt{s}$, связанной с энергией частиц в конечном состоянии, а именно электрослабых бозонов (см. рис. 2), измерение проводится при высоких энергиях фотона (150 ГэВ и выше).

Нейтринный канал распада Z бозона позволяет исследовать высокоэнергичную часть спектра энергии фотона по следующим причинам:

- превосходящая более чем в 6 раз относительная вероятность распада в сравнении с каждым из распадов на заряженные лептоны ($Z(\rightarrow e^+e^-)$ или $Z(\rightarrow \mu^+\mu^-)$) [3].
- конечное состояние $\nu\bar{\nu}jj$ является более чистым с точки зрения загрязненности фоновыми процессами, что характерно для адронных мод [4].

Ранее электрослабое рождение $Z\gamma jj$ наблюдалось в лептонном канале распада Z -бозона в эксперименте CMS [5]. Первое наблюдение электрослабого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ было сделано при низких энергиях [6] в фазовом пространстве, ортогональном используемому в данной работе. При низких

² «Древесными» называются диаграммы Фейнмана без петель.

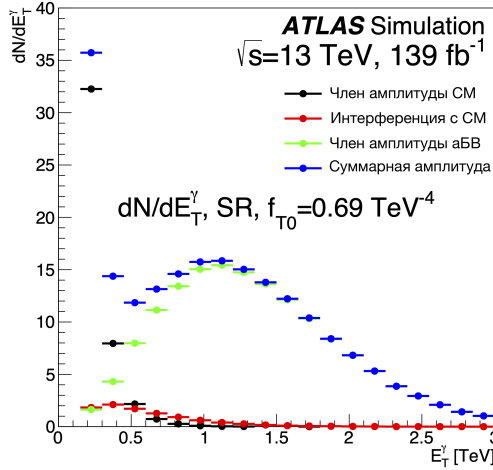


Рис. 2 — Распределение ожидаемого числа событий по энергии фотона в поперечной плоскости детектора (E_T^γ) для СМ (чёрным), квадратичного члена амплитуды с ненулевым параметром оператора эффективной теории поля $\mathcal{O}_{T0}^3$ (зелёным), линейного интерференционного члена между СМ и оператором $\mathcal{O}_{T0}$ (красным), суммы всех членов амплитуды (синим)

энергиях чувствительность к аномальным четырёхбозонным вершинам пренебрежимо мала, однако, данное фазовое пространство может быть скомбинировано с используемым в данной работе для увеличения чувствительности к электрослабому процессу $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ в СМ.

Пределы на константы связей четверных вершин, в том числе $ZZZ\gamma$, $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ и $WWZ\gamma$, были получены в экспериментах коллабораций OPAL [7] из рождения $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ и $q\bar{q}\gamma\gamma$ (e^+e^- -столкновения с $\sqrt{s}$ от 130 до 209 ГэВ), L3 [8] из $WW\gamma$ (e^+e^- -столкновения с $\sqrt{s}$ от 192 до 207 ГэВ), D0 [9] из $WWjj$ (pp -столкновения с $\sqrt{s}=1.96$ ТэВ), и CMS [5; 10–13] из процессов $Z(\rightarrow \ell\ell)\gamma jj$, $W\gamma jj$, $WWjj$, $WZjj$, $ZZjj$ (pp -столкновения с $\sqrt{s}=13$ ТэВ), а также в ATLAS [14] из процесса $Z\gamma\gamma(pp$ -столкновения с $\sqrt{s}=8$ ТэВ). Тем не менее все эти измерения были проведены либо при энергиях существенно меньше достигнутой на БАК в 2015 году, $\sqrt{s}=13$ ТэВ, либо в других конечных состояниях, поэтому процесс $Z\gamma jj$ представляет интерес для изучения при более высоких энергиях.

Основная задача, без которой невозможно проведение измерения данного процесса — отделение событий сигнального электрослабого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ от фоновых в детекторе ATLAS. Путем введения дополнительных отборов подавляется часть фоновых процессов, но из-за невозможности полностью их подавить возникает задача их оценки. Фоновые процессы с неверной идентификацией объектов, такие, как неверная

³Определён ниже в описании первой главы в выражении 6.

идентификация электрона как фотона и струи как фотона, плохо моделируются алгоритмами существующих в настоящий момент программ, поэтому необходима разработка методов оценки их вклада на основе экспериментальных данных.

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

- разработать методы оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией частиц (электронов как фотонов и адронных струй как фотонов) для процессов рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$, в наборах данных pp -столкновений с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимостью $36,1 \text{ фб}^{-1}$ и 139 фб^{-1} ;
- измерить сечение электрослабого процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном ($E_T^\gamma > 150$ ГэВ), двумя струями и последующим распадом Z -бозона на нейтрино и антинейтрино (электрослабого $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$) в pp -столкновениях с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
- провести поиск аномальных бозонных вершин в электрослабом процессе $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$, чувствительных к «новой физике», и постановка пределов на их параметры.

Научная новизна:

1. Впервые разработаны методы оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией объектов (электрона и струи как фотона) для процессов $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ в pp -столкновениях с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.
2. Впервые получено интегральное сечение электрослабого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ при энергиях фотона выше 150 ГэВ.
3. Впервые в протон-протонных столкновениях эксперимента ATLAS с интегральной светимостью 139 фб^{-1} , получены пределы на параметры аномальных четырехбозонных вершин в формализме эффективной теории поля; пределы на параметры⁴ f_{T5}/Λ^4 , f_{T8}/Λ^4 , f_{T9}/Λ^4 и f_{M2}/Λ^4 являются наиболее строгими в мире на момент публикации результатов.

Практическая значимость:

- Разработанные методы оценки фоновых процессов из данных с неверной идентификацией объектов могут быть применены в исследованиях любых других многобозонных конечных состояний в протон-протонных столкновениях в эксперименте ATLAS, сопровождающихся рождением фотонов.
- Измеренное сечение электрослабого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ позволит улучшить теоретические предсказания характеристик данного процесса в Монте-Карло (МК) генераторах

⁴Определения параметров аномальных четырёхбозонных вершин в подходе эффективной теории поля приведены ниже в описании первой главы.

- Полученные пределы на параметры аномальных четырехбозонных вершин в формализме эффективной теории поля позволяют ограничить параметры моделей, описывающих «новую физику».

Основные положения, выносимые на защиту:

1. методы оценки вкладов фоновых процессов с неверной идентификацией объектов, электронов как фотонов и адронных струй как фотонов, в область измерения сечения с погрешностью 5 и 19% соответственно;
2. полученное сечение электрослабого процесса ассоциированного рождения Z -бозона с фотоном и двумя струями в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 13 ТэВ, с последующим распадом Z -бозона на нейтрино и антинейтрино ($Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$) при энергиях фотона выше 150 ГэВ:

$$\sigma_{\text{ЭС}} Z\gamma = 0.77^{+0.34}_{-0.30} \text{ фб};$$

3. пределы на параметры четверных аномальных бозонных вершин f_{M0}/Λ^4 , f_{M1}/Λ^4 , f_{M2}/Λ^4 , f_{T0}/Λ^4 , f_{T5}/Λ^4 , f_{T8}/Λ^4 , f_{T9}/Λ^4 в формализме эффективной теории поля, на основе данных с интегральной светимостью 139 фб^{-1} , набранных в эксперименте ATLAS.

Достоверность и обоснованность полученных результатов.

- Обоснованность разработанного метода оценки фонового процесса с неверной идентификацией электрона как фотона обусловлена согласием вероятности неверной идентификации в пределах погрешности с ранее использованными методами оценки [15].
- Обоснованность метода оценки неверной идентификации адронной струи как фотона подтверждается согласием результатов оценки корреляции используемых переменных в данных и Монте-Карло моделировании, а также широкой применимостью аналогичных методов в других исследованиях с фотонами в эксперименте ATLAS [6; 16; 17].
- Достоверность измеренного сечения электрослабого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ подтверждается согласием с теоретическим предсказанием Монте-Карло генераторов MADGRAPH5_AMC@NLO [18], VBFNLO [19] и RUTINA 8 [20], проверенных ранее в измерениях других электрослабых процессов.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы были представлены автором на российских и международных конференциях:

- 12-я Курчатовская молодежная школа, НИЦ КИ, Москва, Россия, 2014 г.
- Научная сессия НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, 2015 г.
- Международная московская школа физики ИТЭФ, Московская обл., Россия, 2016 г.

- Международная конференция физики частиц и астрофизики (ICPPA), Москва, Россия, 2016 г.
- Международная конференция LHSS, Церн, Швейцария, 2019 г.
- Международная конференция «Ядро–2021», СПбГУ, Россия, 2021 г.
- Международная конференция физики частиц и астрофизики (ICPPA), Москва, Россия, 2022 г.
- Международная конференция Miami 2022, Fort Lauderdale, Флорида, США, 2022 г.

Личный вклад автора в получении результатов научных исследований, изложенных в диссертации, состоит в следующем:

- разработал и реализовал методы оценки фоновых процессов от неверной идентификации электрона и струи как фотона для процессов $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$;
- внёс определяющий вклад в обработку и анализ экспериментальных данных pp-столкновений с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, набранных в ATLAS, для получения сечения электрослабого рождения Z -бозона с фотоном и двумя струями ($Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$) при энергиях фотона (E_T^γ) больше 150 ГэВ;
- при решающем участии автора подготовлены и опубликованы статьи и представлены доклады по теме исследования.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в статьях [A1—A5], опубликованных в период с 2017 по 2023 гг. в рецензируемых научных изданиях, которые входят в базы научных данных Scopus и Web of Science, и имеющих квартили Q1 (1 работа), Q2 (1 работа), Q3 (1 работа) Q4 (2 работы).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и 1 приложения. Полный объём диссертации составляет 122 страниц, включая 42 рисунка и 24 таблицы. Список литературы содержит 65 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В **первой главе** представлен краткий теоретический обзор электрослабого сектора СМ, четырёхбозонных вершин и использованного в работе подхода эффективной теории поля к описанию аномальных бозонных вершин.

Исследования взаимодействий калибровочных бозонов Z и γ представляют возможность изучения калибровочной симметрии, описываемой

группами $SU(2)_L \times U(1)_Y$, отвечающей за электрослабый сектор СМ⁵. $SU(2)_L$ – специальная унитарная группа локальной калибровочной симметрии слабого изоспина T , в которой поля фермионов с левой хиральностью преобразуются как дуплеты, а с правой – как синглеты. $U(1)_Y$ – унитарная группа слабого гиперзаряда Y . После нарушения симметрии механизмом Хиггса [21; 22], сохраняется калибровочная симметрия $U(1)$ относительно электромагнитного заряда $Q = T_3 + \frac{1}{2}Y_W$, где T_3 – компонента слабого изоспина, Y_W – слабый гиперзаряд.

Процессы ассоциированного рождения Z бозона с фотонами представляют интерес, так как могут включать в себя возможные взаимодействия нейтральных калибровочных бозонов, отсутствующих в СМ на «древесном» уровне. Процесс электрослабого рождения Z -бозона с фотоном и двумя адронными струями $Z\gamma jj$ может протекать через рассеяние электрослабых бозонов или обмен электрослабыми бозонами (см. рис. 3 а, б). Именно в процессе рассеяния электрослабых бозонов могут появляться запрещенные на «древесном» уровне в СМ взаимодействия калибровочных бозонов $ZZZ\gamma$, $ZZ\gamma\gamma$ и $Z\gamma\gamma\gamma$ и разрешенные $WWZ\gamma$. Алгебра $SU(2)$ не подразумевает наличие нейтральных вершин только с Z -бозонами и фотонами, к тому же фотоны напрямую взаимодействуют только с частицами, имеющими электрический заряд согласно квантовой электродинамике (КЭД). Существование бозонных вершин или аномалии в величине констант связей разрешенных вершин могут быть объяснены низкоэнергетичными эффектами «новой физики» за рамками СМ, например, моделями суперсимметрии и техницвета (подробнее в работе [2]).

Разрешенные четырехбозонные вершины в СМ описаны следующим образом [23]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{WWZ\gamma} = & g^2 \sin \theta_W \cos \theta_W (-2W_\mu^- W^{+\mu} A_\nu Z^\nu + W_\mu^- Z^\mu W_\nu^+ A^\nu + \\ & + W_\mu^- A^\mu W_\nu^+ Z^\nu) \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь W , Z , A – векторные поля W , Z -бозонов и фотона соответственно, g – константа слабого взаимодействия, θ_W – угол Вайнберга.

Основным фоновым процессом для электрослабого рождения $Z\gamma jj$ является аналогичное конечное состояние $Z\gamma jj$ полученное с участием переносчиков сильного взаимодействия, глюонов (см. рис. 3 в, г). Поскольку такие процессы описываются теорией квантовой хромодинамики (КХД), далее этот и другие фоновые процессы с глюонами будут иметь обозначение КХД (напр. КХД рождение $Z\gamma jj$, КХД рождение $W\gamma jj$).

Эффекты «новой физики» связанной с аномальными четырёхбозонными вершинами описаны в данной работе с использованием эффективной

⁵Помимо $SU(2)_L \times U(1)_Y$, СМ включает $SU(3)_c$ специальную унитарную группу локальной калибровочной симметрии цвета, отвечающую за сильные взаимодействия.

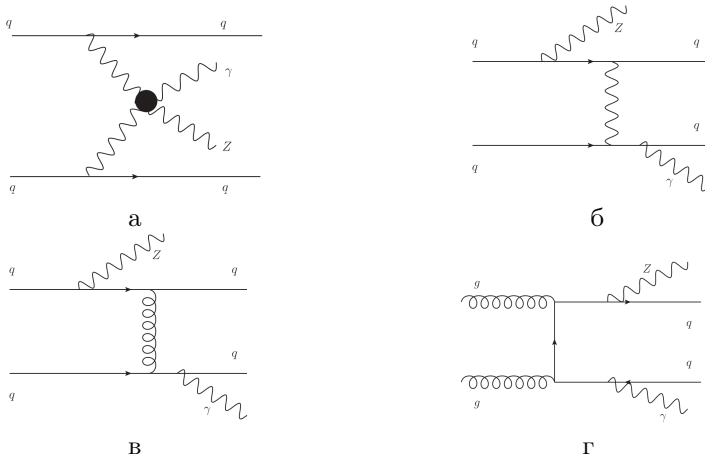


Рис. 3 — Диаграммы Фейнмана для электрослабого рождения $Z\gamma jj$ включающие (а) и не включающие (б) рассеяние бозонов, а также КХД рождение $Z\gamma jj$ с обменом глюонами (в) или s-каналом процесса $gg\text{-}qq$ (г) теории поля и линейно параметризованы эффективным лагранжианом вида:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}^{SM} + \sum_i \frac{c_i}{\Lambda^2} \mathcal{O}_i + \sum_j \frac{f_j}{\Lambda^4} \mathcal{O}_j + \dots, \quad (2)$$

где $\mathcal{O}_i$ и $\mathcal{O}_j$ соответствуют операторам размерности 6 и 8, индуцированным взаимодействием с новыми степенями свободы, в то время как c_i и f_j представляют собой численные коэффициенты, которые могут быть выведены из более сложных теорий физики высоких энергий. Λ — параметр размерности массы, ассоциируемый предполагаемым энергетическим масштабом, на котором присутствует «новая физика».

Рождение $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ в процессе рассеяния векторных бозонов чувствительно к четверным и тройным аномальным бозонным вершинам. Последние хорошо ограничены из двухбозонных конечных состояний [A3], поэтому в данной работе не рассматриваются. Операторы размерности 8 имеют наименьшую размерность, при которой индуцируются только аномальные четырехбозонные вершины, без трехбозонных вершин. Влияние операторов более высоких порядков подавляется более высокими степенями энергетического масштаба Λ , к тому же на момент исследования они были недоступны в программах, используемых для моделирования аномальных бозонных вершин. Поскольку линейные члены амплитуды процесса от операторов более высоких размерностей подавляются тем же множителем, что и квадратичные члены амплитуды вне-СМ операторов размерности 8, они могут давать такой же пренебрежимый вклад в амплитуду.

Рассмотренные в данной работе операторы при коэффициентах f_{M0}/Λ^4 , f_{M1}/Λ^4 , f_{M2}/Λ^4 , f_{T0}/Λ^4 , f_{T5}/Λ^4 , f_{T8}/Λ^4 и f_{T9}/Λ^4 . f_{M0}/Λ^4 , f_{M1}/Λ^4 и f_{M2}/Λ^4 позволяют провести сравнение с результатами, полученными в предыдущих экспериментах [5; 10; 12; 13]. f_{T3}/Λ^4 и f_{T4}/Λ^4 в настоящее время ещё добавлены в Монте-Карло генераторах событий. f_{T0}/Λ^4 выбран как наибольшим образом меняющий амплитуду процесса оператор среди семейства f_{Tx}/Λ^4 . f_{T9}/Λ^4 и f_{T8}/Λ^4 выбраны как два уникальных оператора, которые могут быть исследованы только в нейтральных бозонных вершинах. f_{T5}/Λ^4 выбран как один из операторов сходного типа в группе f_{T5}/Λ^4 , f_{T6}/Λ^4 f_{T7}/Λ^4 .

Выбранные операторы определены следующим образом [24]:

$$\mathcal{O}_{M0} = \text{Tr}[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}] \times [(D_\beta\phi)^\dagger D^\beta\phi], \quad (3)$$

$$\mathcal{O}_{M1} = \text{Tr}[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\nu\beta}] \times [(D_\beta\phi)^\dagger D^\mu\phi], \quad (4)$$

$$\mathcal{O}_{M2} = [B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}] \times [(D_\beta\phi)^\dagger D^\beta\phi], \quad (5)$$

$$\mathcal{O}_{T0} = \text{Tr}[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}] \times \text{Tr}[\hat{W}_{\alpha\beta}\hat{W}^{\alpha\beta}], \quad (6)$$

$$\mathcal{O}_{T5} = \text{Tr}[\hat{W}_{\mu\nu}\hat{W}^{\mu\nu}] \times B_{\alpha\beta}B^{\alpha\beta}, \quad (7)$$

$$\mathcal{O}_{T8} = B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}B_{\alpha\beta}B^{\alpha\beta}, \quad (8)$$

$$\mathcal{O}_{T9} = B_{\alpha\mu}B^{\mu\beta}B_{\beta\nu}B^{\nu\alpha}, \quad (9)$$

где D^β (D_β) – ковариантная производная; $\hat{W}$ – напряженность поля группы $\text{SU}(2)_L$, B – группы $\text{U}(1)_Y$; ϕ – поле Хиггса в предположении, что он относится к группе $\text{SU}(2)_L$.

Соответствие между операторами размерности 8 и вершинами, которые они определяют, показано в таблице 1.

Таблица 1 — Зависимость между типами аномальных вершин и группами параметров [2]. Символами X обозначены соответствия между операторами и описываемыми ими вершинами. Полу жирным выделены выбранные операторы и описываемые ими вершины, которые могут присутствовать в электрослабом рождении $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$

	WWWW	WWZZ	ZZZZ	WWAZ	WWAA	ZZZA	ZZAA	ZAAA	AAAA
$\mathcal{O}_{S0}, \mathcal{O}_{S1}$	X	X	X	0	0	0	0	0	0
$\mathcal{O}_{M0}, \mathcal{O}_{M1}, \mathcal{O}_{M6}, \mathcal{O}_{M7}$	X	X	X	X	X	X	X	0	0
$\mathcal{O}_{M2}, \mathcal{O}_{M3}, \mathcal{O}_{M4}, \mathcal{O}_{M4}$	0	X	X	X	X	X	X	0	0
$\mathcal{O}_{T0}, \mathcal{O}_{T1}, \mathcal{O}_{T2}$	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T5}, \mathcal{O}_{T6}, \mathcal{O}_{T7}$	0	X	X	X	X	X	X	X	X
$\mathcal{O}_{T8}, \mathcal{O}_{T9}$	0	0	X	0	0	X	X	X	X

Вторая глава посвящена описанию эксперимента. Приведены общие характеристики ускорителя БАК и установки ATLAS. Также описаны средства, использованные для моделирования физических процессов и отклика детектора.

Для описания эксперимента ATLAS используется прямоугольная система координат. Ось x направлена к центру кольца БАК, ось y направлена вертикально вверх и ось z по касательной к кольцу против часовой стрелки. С ней ассоциируются азимутальный угол φ , отсчитываемый от оси x в плоскости xy и полярный угол θ , характеризующий отклонение от оси z . Для удобства описания кинематических характеристик продуктов столкновений частиц используются координаты η и φ , где η — псевдобыстрота, определяемая как: $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. Также используется быстрота $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$, где E — энергия частицы, p_z — проекция импульса на ось z .

В **третьей главе** описана методика восстановления и идентификации частиц и других физических характеристик и объектов, таких как величина проэкции недостающего импульса на поперечную плоскость детектора ($|\vec{p}_T^{\text{miss}}| = E_T^{\text{miss}}$), ассоциируемая с нейтрино, и адронных струй, являющихся результатом прохождения сильновзаимодействующих частиц через вещество детектора. Также показана процедура оптимизации кинематических отборов для подавления фоновых процессов, имеющих схожую с сигналом от $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ и $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ сигнатуру в детекторе.

Оптимизированные критерии отбора для событий кандидатов процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ приведены в таблице 2. Они определяют инклюзивную область $Z\gamma$ ($Z\gamma$ инклюзивная), которая разделена с помощью переменных m_{jj} и центральности фотона (γ -центральность⁶.) как показано на рис. 4.

Таблица 2 — Критерии отбора для событий кандидатов процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$

Отборы	Значение порога
E_T^{miss}	$> 120 \text{ ГэВ}$
E_T^γ	$> 150 \text{ ГэВ}$
число «жестких» изолированных фотонов	$N_\gamma = 1$
Число струй	$N_{\text{струй}} \geq 2$
вето на лептоны	$N_e = 0, N_\mu = 0$
значимость E_T^{miss} ⁷	> 12
$ \Delta\phi(\gamma, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	> 0.4
$ \Delta\phi(j_1, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	> 0.3
$ \Delta\phi(j_2, \vec{p}_T^{\text{miss}}) $	> 0.3
p_T^{SoftTerm}	$< 16 \text{ ГэВ}$

⁶Центральность фотона определяется относительно системы двух струй с наибольшим поперечным импульсом и вычисляется как γ -центральность = $\left| \frac{y(\gamma) - 0.5(y(j_1) + y(j_2))}{y(j_1) - y(j_2)} \right|$

⁷ $|\vec{p}_T^{\text{miss}}|^2 / (\sigma_L^2 (1 - \rho_{LT}^2))$, где σ_L полная вариация в продольном направлении к E_T^{miss} , ρ_{LT} — корреляционный фактор при продольных и поперечных измерениях [25]

Сигнальная область⁸ определяется как подобласть $Z\gamma$ инклюзивной с высокой инвариантной массой лидирующих адронных струй⁹ $m_{jj} > 300$ ГэВ и малой центральностью фотона γ -центральность < 0.6 . Остальные области являются контрольными. Контрольная область $Z\gamma$ КХД КО1 с малыми значениями $m_{jj} < 300$ ГэВ используется для оценки фоновых КХД процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$. Контрольная область $Z\gamma$ КХД КО2 – для проверки возможного неверного моделирования переменной m_{jj} . Контрольная область $W\gamma$ КО определяется аналогично $Z\gamma$ инклюзивной, но дополнительно требуется наличие одного или больше отобранных лептонов. Она используется для оценки вклада фоновых процессов от рождения W -бозона с фотоном.

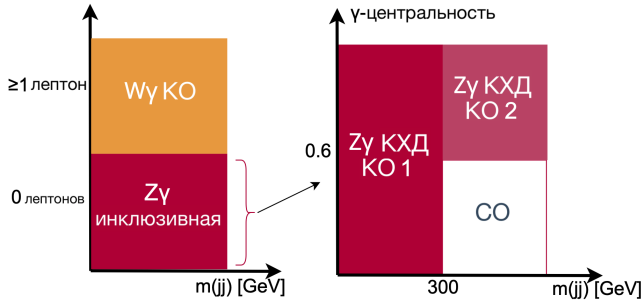


Рис. 4 — Иллюстрация определения контрольных и сигнальной областей (СО), используемых в измерении электрослабого процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$

В четвертой главе описаны методы оценки фоновых процессов, в частности, разработанных экспериментальных методов оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией объектов (электрона и струи как фотона) для процессов рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$.

Целый ряд физических процессов может приводить к регистрации и идентификации в детекторе конечных состояний¹⁰, характерных для $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ рождений, а именно фотона, величины проекции недостающего импульса на поперечную плоскость детектора, и адронных струй. Процессы, приводящие к регистрации событий с такими конечными состояниями, но без участия $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ рождений, называются фоновыми. Ниже приведены фоновые процессы в порядке убывания их вклада для процесса $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$:

⁸Область фазового пространства в которой проводится измерение сечения процесса.

⁹Лидирующими называются адронные струи с наибольшим импульсом в поперечной плоскости детектора.

¹⁰Под конечным состоянием в данном случае подразумевается набор физических объектов, зарегистрированных и идентифицированных в детекторе в рамках одного события.

- события $\tau\nu\gamma$ и $\ell\nu\gamma$ от совместного рождения $W\gamma$, где τ -лептон распадается на адроны, или, где электрон или мюон от распада τ -лептона или W -бозона не регистрируется детектором;
- события « γ +струя», в которых проекция недостающего импульса на поперечную плоскость детектора большой величины возникает из комбинации рождения нейтрино в распадах тяжелых кварков и неверно измеренных энергий струй;
- $W(e\nu)$, $t\bar{t}$ и моно- t^{11} , где электрон в конечном состоянии неверно идентифицируется как фотон ($e \rightarrow \gamma$);
- $Z(\nu\bar{\nu})$ +струи и многоструйные события, где одна из струй неверно идентифицируется как фотон (струя $\rightarrow \gamma$);
- $Z(\ell\ell) + \gamma$ (преимущественно τ -лептоны), когда τ -лептон распадается в адроны или когда электрон или мюон из распада τ -лептона или Z -бозона не регистрируется.

Для электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ наибольшую долю из ожидаемых фоновых событий составляет КХД процесс $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$. Также становится непренебрежимым вклад электрослабого рождения $W\gamma$ и событий от рождения $t\bar{t}\gamma$, когда оба или один из W -бозонов от распада t -кварка распадается на лептоны (далее либо τ -лептон распадается в адроны, либо не регистрируется). Их вклад в ожидаемое число фоновых событий становится по порядку равным вкладу от процессов неверной идентификации.

Для большинства процессов используются экспериментальные методы оценки с использованием наблюдаемых событий, и только для $Z(\ell\ell) + \gamma$ – предсказание Монте-Карло генератора событий. Для процессов рождения $W\gamma$, электрослабого $W\gamma$ и $t\bar{t}\gamma$ из предсказаний Монте-Карло генератора используется только форма распределений, а ожидаемое число событий получается путем одновременного фитирования наблюдаемых событий в контрольных областях.

Монте-Карло предсказание для фоновых процессов с неверной идентификацией объектов недостаточно надежно на сегодняшний момент, в связи с несовершенством моделирования, поэтому используется метод оценки на основе наблюдаемых событий. Данная работа фокусируется на разработанных экспериментальных методах оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией электронов как фотонов и адронных струй как фотонов для процессов рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$, в наборах данных pp -столкновений с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральными светимостями 36.1 фб^{-1} и 139 фб^{-1} ;

Получение вклада от неверно идентифицированных электронов как фотонов в выход событий в сигнальной области осуществляется два этапа.

Первым этапом является измерение вероятности неверной идентификации электрона как фотона (вероятность « $e \rightarrow \gamma$ »). В работе описан метод измерения вероятности, в основе которого лежит метод «меченой»

¹¹ t – топ-кварк в СМ.

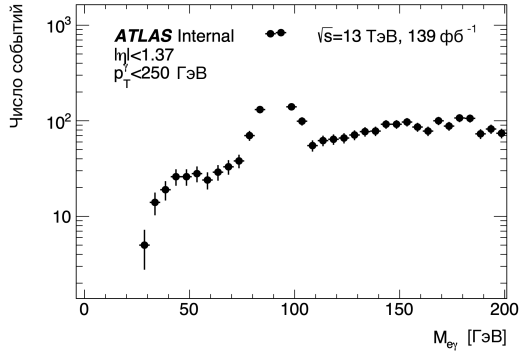


Рис. 5 — Распределение наблюдаемого числа событий по инвариантной массе «пробного» фотона и «меченого» электрона. «Пробный» фотон отобран с энергией и псевдобыстротой в диапазонах $150 < E_T < 250$ ГэВ и $|\eta| < 1.37$

и «пробной» частиц. Он базируется на предположении, что, если реконструированный фотон вместе с реконструированным электроном или позитроном имеет инвариантную массу в диапазоне пика Z-бозона, этот фотон на самом деле является электроном или позитроном, который был ошибочно идентифицирован как фотон. Пример распределения по инвариантной массе «пробного» фотона и «меченого» электрона показан на рис 5.

«Пробная» частица служит для определения эффективности или вероятности, «меченая» — как контрольная для отбора физического процесса. Использование хорошо известного распада сохраняет независимость от отборов для «меченых» частиц. В данном методе «меченой» частицей определяется электрон или позитрон «хорошего качества», а его парой «пробной» частицей — либо фотон с отборами как в сигнальной области, либо позитрон или электрон с противоположным «меченой» частице зарядом и требованием на поперечный импульс, аналогичным фотону в сигнальной области. В этом случае вероятность « $e \rightarrow \gamma$ » можно определить как отношение числа событий с электрон-фотонными парами к числу событий с парами электрон-позитрон. В области массового пика Z-бозона необходимо вычесть вклад фонового рождения Дрелла-Яна [26], что было выполнено разными методами для данных с интегральными светимостями 36.1 фб^{-1} и 139 фб^{-1} в связи с особенностями спектра по инвариантной массе «меченой» и «пробной» частиц.

Величина измеренной вероятности « $e \rightarrow \gamma$ » лежит в диапазоне от 0.6 ± 0.2 до $2.7 \pm 0.3\%$ и от 2.0 ± 0.3 до $6.8 \pm 0.7\%$ ¹² в зависимости от p_T и η фотона для данных с интегральной светимостью 36.1 фб^{-1} и 139 фб^{-1} соответственно. Её возрастание связано с изменениями в алгоритме реконструкции кандидатов в фотоны.

¹²Указанная погрешность — сумма в квадратуре абсолютных статистической и систематической погрешностей.

Систематические погрешности связаны с выбором массового окна, вычитанием событий от фонового рождения Дрелла-Яна и погрешностью самого метода расчета, которая определяется в моделировании распада $Z \rightarrow e^+e^-$. Максимальная относительная систематическая погрешность на вероятность « $e \rightarrow \gamma$ » снизилась с 26 до 16% при измерении на 36.1 фб^{-1} и 139 фб^{-1} соответственно.

Вторым этапом является оценка вклада от событий с неверной идентификацией « $e \rightarrow \gamma$ ». Для получения итогового числа событий в сигнальной или другой области число событий в соответствующей контрольной области в данных с выбранным в ней «пробным» электроном вместо фотона нормируются с учетом измеренной вероятности « $e \rightarrow \gamma$ ». Загрязненность контрольной области другими фоновыми процессами учитывается как систематическая погрешность (3 и 2% для 36.1 фб^{-1} и 139 фб^{-1} соответственно). Общая систематическая погрешность снизилась с 14 до 5.4%.

Для оценки фонового процесса от неверной идентификации «струя $\rightarrow \gamma$ » был разработан метод на основе двумерных ортогональных областей. В качестве дискриминирующих переменных для построения контрольных областей используются идентификационные и изоляционные критерии фотонов, которые базируются на измерениях формы электромагнитного (ЭМ) ливня в калориметрах.

Схематичное представление четырех контрольных областей на базе этих переменных показано на рис. 6. Область А соответствует сигнальной области. Требование из сигнальной области, чтобы фотон удовлетворял «жесткому» критерию идентификации, заменяется «не жестким» требованием для областей С и D, а критерий изолированности в электромагнитном калориметре, инвертируется в областях В и D. Для кандидата на «не жесткий» фотон требуется невыполнение одного или двух критериев формы электромагнитного ливня в калориметре, предъявляемых к «жесткому» фотону.

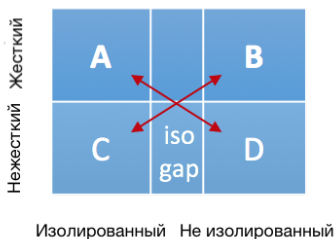


Рис. 6 — Схематическое изображение двумерной плоскости, созданной изоляционными и идентификационными переменными фотонов, с разделением на контрольные области А, В, С и D (см. описание в тексте)

Дискриминирующие переменные выбираются таким образом, чтобы корреляция между ними была небольшой¹³, и чтобы свести к минимуму «утечку» событий сигнала в контрольные области В, С, D. В этом случае выполняется следующее соотношение между количеством фоновых событий «струя $\rightarrow \gamma$ » в областях А, В, С, D: $N_A/N_B = N_C/N_D$. Из него можно получить число событий «струя $\rightarrow \gamma$ » в сигнальной области (А) после вычитания ожидаемого числа событий остальных фоновых процессов из наблюдаемых событий в контрольных областях В, С и D. Формула имеет более сложный вид с учетом утечек сигнала в контрольные области.

Систематические погрешности метода связаны с выбором границ контрольных областей и определением «не жёсткого» критерия, а также с погрешностью измерения «утечек» сигнала в КО. Общая систематическая погрешность на ожидаемый выход событий фонового процесса от неверной идентификации струя $\rightarrow \gamma$ составила 29 и 19% для 36.1 фб^{-1} и 139 фб^{-1} соответственно.

В **пятой главе** приведены результаты измерения сечения электро-слабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ и их интерпретация. Описан метод получения интегрального сечения с учетом экспериментальных и теоретических погрешностей и получение пределов на параметры аномальных бозонных вершин.

Для отделения событий сигнального процесса от фоновых, описанных в третьей главе, используется классификатор, основанный на улучшенном алгоритме деревьев решений, созданный на базе программного пакета TMVA [27]. Для получения сечения процесса электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma jj$ применяется фитирование в каждом бине распределения по отклику классификатора в сигнальной и по m_{jj} в контрольных областях, описанных в третьей главе, методом максимального правдоподобия [28]. Для каждого источника систематической погрешности в функцию правдоподобия введен параметр, границы изменения которого определяются распределением Гаусса. Наблюдаемая значимость оценивается путем фитирования, полагая силу сигнала¹⁴, $\mu_{\text{ЭС } Z\gamma}$, равной нулю (т.е. исключая гипотезу о наличии только фоновых процессов) к данным во всех областях. Ожидаемая значимость оценивается аналогичным образом с использованием искусственных данных Азимова [29]. Измеренная сила сигнала такова:

$$\mu_{Z\gamma\text{ЭС}} = 0.78^{+0.25}_{-0.23} \text{ (стат.)}^{+0.21}_{-0.17} \text{ (сист.)}. \quad (10)$$

Наблюдаемая значимость результата составляет 3.2σ , ожидаемая – 3.7σ . Предсказанное сечение получено с помощью Монте-Карло генератора MADGRAPH5_AMC@NLO в комбинации с PYTHIA в ведущем порядке

¹³Коэффициент корреляции в МК определяется как $R = \frac{N_A \cdot N_D}{N_B \cdot N_C}$, где N_i — количество фоновых событий в соответствующем контрольном регионе. При отсутствии корреляции $R = 1$.

¹⁴Отношение измеренного числа событий сигнала к предсказанному СМ.

теории возмущений, с коррекцией для учета следующего порядка КХД и погрешностями масштабов перенормировки и факторизации, полученные нами с помощью VBFNLO. Оно составило

$$\sigma_{\text{ЭС } Z\gamma}^{\text{предск.}} = 0.98 \pm 0.09 \text{ фб}, \quad (11)$$

из которых 2% – статистическая погрешность, 9% – систематическая погрешность масштабов, 2% – систематическая погрешность из неопределенности структурных функций протонов.

С учетом измеренной силы сигнала, полученное сечение составляет

$$\sigma_{\text{ЭС } Z\gamma} = 0.77_{-0.30}^{+0.34} \text{ фб}. \quad (12)$$

Оно совпадает с предсказаниями СМ в пределах погрешностей.

Результаты измерения используются для получения двусторонних пределов на параметры аномальных четырёхбозонных вершин.

Семь операторов рассматриваются в данной работе, их соответствующие коэффициенты Вильсона таковы: f_{M0}/Λ^4 , f_{M1}/Λ^4 , f_{M2}/Λ^4 , f_{T0}/Λ^4 , f_{T5}/Λ^4 , f_{T8}/Λ^4 и f_{T9}/Λ^4 .

Метод «клиппинга» [2] введен для сохранения унитарности на очень высоких энергиях партонов в системе центра масс. Он заключается в том, что вклад аномальных вершин в амплитуду процесса полагается равным нулю при $m_{Z\gamma} > E_c$ (используя информацию из Монте-Карло генератора событий), где E_c – масштаб обрезания, который является свободным параметром. E_c выбирается на основе границ унитарности для данного значения предела, вычисляемого из ограничений на унитарность парциальной волны [30].

Двусторонние пределы на коэффициенты операторов размерности 8 получены с использованием тестовой статистики, основанной на профиле отношения правдоподобий. Функция правдоподобия построена как произведение распределения Пуассона и нормальных распределений, где каждое из нормальных распределений определяет границы изменения параметров, соответствующих каждой из систематических погрешностей. Для процедуры наложения двусторонних пределов на рассматриваемые параметры аномальных вершин используются наблюдаемые и ожидаемые события в сигнальной области. Порог на энергию фотона в сигнальной области, E_T^γ , был подобран для каждого из рассматриваемых операторов эффективной теории поля отдельно с целью получения наиболее строгих значений ожидаемых доверительных интервалов на коэффициенты при этих операторах. Наблюдаемые и ожидаемые доверительные интервалы (с доверительной вероятностью 95%) на коэффициенты при операторах эффективной теории поля представлены для двух случаев: с применением «клиппинга» для сохранения унитарности и без применения «клиппинга» (для возможности сравнения с результатами других экспериментов).

Результаты для первого случая представлены в таблице 3. Сравнение пределов на рассматриваемые параметры аномальных вершин без сохранения унитарности с результатами других экспериментов показано в таблице 4.

Таблица 3 — Наблюдаемые и ожидаемые одномерные двусторонние пределы на параметры при операторах размерности 8 в области сохранения унитарности. Масштаб обрезания, E_c , приведен для каждого параметра. Пределы на каждый параметр получены с учетом предположения, что другие равны нулю

Коэффициент	E_c , ТэВ	Наблюдаемый предел, ТэВ $^{-4}$	Ожидаемый предел, ТэВ $^{-4}$
f_{T0}/Λ^4	1.7	$[-8.7, 7.1] \times 10^{-1}$	$[-8.9, 7.3] \times 10^{-1}$
f_{T5}/Λ^4	2.4	$[-3.4, 4.2] \times 10^{-1}$	$[-3.5, 4.3] \times 10^{-1}$
f_{T8}/Λ^4	1.7	$[-5.2, 5.2] \times 10^{-1}$	$[-5.3, 5.3] \times 10^{-1}$
f_{T9}/Λ^4	1.9	$[-7.9, 7.9] \times 10^{-1}$	$[-8.1, 8.1] \times 10^{-1}$
f_{M0}/Λ^4	0.7	$[-1.6, 1.6] \times 10^2$	$[-1.5, 1.5] \times 10^2$
f_{M1}/Λ^4	1.0	$[-1.6, 1.5] \times 10^2$	$[-1.4, 1.4] \times 10^2$
f_{M2}/Λ^4	1.0	$[-3.3, 3.2] \times 10^1$	$[-3.0, 3.0] \times 10^1$

Таблица 4 — Сравнение результатов оценки неунитарных двусторонних пределов на параметры аномальных четырёхбозонных вершин, с наилучшими результатами других экспериментов. В первой строке показаны результаты данной работы. Полужирным выделены результаты, которые превосходят полученные ранее

	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
ЭС $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$	[-0.09, 0.08]	[-0.088, 0.099]	[-0.06, 0.06]	[-0.13, 0.13]	[-4.6, 4.6]	[-7.7, 7.7]	[-1.9, 1.9]
$Z\gamma jj$ CMS [5]				[-0.91, 0.91]			
$ZZjj$ CMS [12]			[-0.43, 0.43]				
$W\gamma jj$ CMS [10]		[-0.5, 0.5]					[-2.8, 2.8]
WW/WZ/ZZ CMS [13]	[-0.12, 0.11]				[-0.69, 0.70]	[-2.0, 2.1]	

В **заключении** приведены основные результаты работы:

1. Разработаны экспериментальные методы оценки выходов фоновых событий с неверной идентификацией объектов (электрона и струи как фотона) для процессов рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ с погрешностью 14 и 5% ($e \rightarrow \gamma$) и 29 и 19% (струя $\rightarrow \gamma$) для рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ и электрослабого рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ соответственно.
2. Определено интегральное сечение электрослабого процесса рождения $Z(\nu\bar{\nu})\gamma + jj$ при энергиях фотона выше 150 ГэВ, по данным с интегральной светимостью 139 фб $^{-1}$ при энергии сталкивающихся протонов равной 13 ТэВ с достоверностью 3.2 σ :

$$\sigma_{Z\gamma \text{ ЭС}} = 0.77^{+0.34}_{-0.30} \text{ фб.}$$

Результат согласуется с предсказанным сечением в следующем за ведущим порядке порядке теории возмущений в КХД:

$$\sigma_{Z\gamma \rightarrow \text{С}}^{\text{предск.}} = 0.98 \pm 0.09 \text{ фб},$$

что говорит о верности предсказаний Стандартной модели.

3. Впервые на данных с интегральной светимостью 139 фб^{-1} , набранных в эксперименте ATLAS поставлены двусторонние пределы на параметры аЧБВ f_{M0}/Λ^4 , f_{M1}/Λ^4 , f_{M2}/Λ^4 , f_{T0}/Λ^4 , f_{T5}/Λ^4 , f_{T8}/Λ^4 и f_{T9}/Λ^4 в формализме эффективной теории поля. Ограничения на f_{T5}/Λ^4 , f_{T8}/Λ^4 , f_{T9}/Λ^4 и f_{M2}/Λ^4 полученные в данной работе, оказываются значительно более строгими, чем ранее опубликованные коллаборациями ATLAS [14] или CMS [5; 10; 12].

Таким образом, в работе решена научная задача: измерение сечения электрослабого процесса совместного рождения Z -бозона с фотоном и двумя адронными струями в нейтринном канале распада $pp \rightarrow Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})\gamma + jj$ при высоких энергиях фотона (150 ГэВ и выше).

Публикации автора по теме диссертации

- A1. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + jj$ production and limits on anomalous quartic gauge-boson couplings in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector / G. Aad, A. Kurova, [et al.] // J. High Energy Phys. — 2023. — Vol. 6. — P. 82. — DOI: 10.1007/JHEP06(2023)82.
- A2. Kurova A., Soldatov E., Zubov D. Estimation of Electron-to-Photon Misidentification Rate in $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$ Measurements for Conditions of ATLAS Experiment during Run II // Phys. Part. Nucl. — 2023. — Vol. 54, no. 1. — P. 227—231. — DOI: 10.1134/S1063779623020065.
- A3. Measurement of the $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector and limits on anomalous triple gauge-boson couplings / M. Aaboud, A. Kurova, [et al.] // J. High Energy Phys. — 2018. — Vol. 12. — P. 010. — DOI: 10.1007/JHEP12(2018)010.
- A4. Kurova A. S., Soldatov E. Y. Probing of $Z\gamma\gamma$ production sensitivity to anomalous quartic gauge couplings at LHC experiments with $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ // Phys. Atom. Nucl. — 2017. — Vol. 80, no. 4. — P. 725—729. — DOI: 10.1134/S1063778817040159.
- A5. Kurova A. S., Soldatov E. Y. Study of the LHC experiments sensitivity to anomalous quartic gauge couplings in $Z\gamma\gamma$ production during Run2 // J. Phys. Conf. Ser. — 2017. — Vol. 798, no. 1. — P. 012097. — DOI: 10.1088/1742-6596/798/1/012097.

Список литературы

1. Effective Field Theory: A Modern Approach to Anomalous Couplings / C. Degrande [et al.] // Ann. Phys. (N. Y.) — 2013. — Vol. 335. — P. 21—32. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.aop.2013.04.016>.
2. Study of Electroweak Interactions at the Energy Frontier / M. Baak [et al.]. — 2013. — arXiv: 1310.6708 [hep-ph].
3. *Workman R. L.* [et al.]. Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01. — DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
4. Measurement of the jet mass in high transverse momentum $Z(\rightarrow b\bar{b})\gamma$ production at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. B. — 2021. — Vol. 812. — P. 135991. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135991>.
5. 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 / S. Chatrchyan [et al.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Vol. 104. — P. 072001. — DOI: 10.1103/PhysRevD.104.072001.
6. 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. — 2021. — Vol. 82. — P. 105. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-021-09878-z.
7. Constraints on Anomalous Quartic Gauge Boson Couplings from $\nu\bar{\nu}\gamma\gamma$ and $q\bar{q}\gamma\gamma$ events at LEP 2 / G. Abbiendi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 70. — P. 032005. — DOI: 10.1103/PhysRevD.70.032005.
8. Study of the $W^+W^-\gamma$ process and limits on anomalous quartic gauge boson couplings at LEP / P. Achard [et al.] // Phys. Lett. B. — 2002. — Vol. 527, no. 12. — P. 29—38. — DOI: [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)01167-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01167-X).
9. Search for anomalous quartic $WW\gamma\gamma$ couplings in dielectron and missing energy final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV / V. Abazov [et al.] // Phys. Rev. D. — 2003. — Vol. 88. — P. 012005. — DOI: 10.1103/PhysRevD.88.012005.
10. Observation of electroweak production of $W\gamma$ with two jets in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Sirunyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2020. — Vol. 811. — P. 135988. — DOI: 10.1016/j.physletb.2020.135988.

11. Search for anomalous electroweak production of vector boson pairs in association with two jets in proton–proton collisions at 13 TeV / A. Sirunyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2019. — Vol. 798. — P. 134985. — DOI: 10.1016/j.physletb.2019.134985.
12. Evidence for electroweak production of four charged leptons and two jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. Sirunyan [et al.] // Physics Letters B. — 2021. — Vol. 812. — P. 135992. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135992>. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269320307954>.
13. Measurements of production cross sections of WZ and same-sign WW boson pairs in association with two jets in proton-proton collisions at $s=13\text{TeV}$ / S. Chatrchyan [et al.] // Phys. Lett. B. — 2020. — Vol. 809. — P. 135710. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2020.135710>.
14. Measurements of $Z\gamma$ and $Z\gamma\gamma$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 93. — P. 112002. — DOI: 10.1103/PhysRevD.93.112002.
15. Search for dark matter in association with an energetic photon in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // J. High Energy Phys. — 2021. — Vol. 02. — P. 226. — DOI: 10.1007/JHEP02(2021)226.
16. Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83, issue 5. — P. 052005. — DOI: 10.1103/PhysRevD.83.052005.
17. Search for dark matter at $\sqrt{s} = 13$ TeV in final states containing an energetic photon and large missing transverse momentum with the ATLAS detector / M. Aaboud [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77. — P. 393. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-017-4965-8.
18. MadGraph 5 : going beyond / J. Alwall [et al.] // J. High Energy Phys. — 2011. — Vol. 06. — P. 128. — DOI: 10.1007/JHEP06(2011)128.
19. VBFNLO: A parton level Monte Carlo for processes with electroweak bosons / K. Arnold [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2009. — Vol. 180, no. 9. — P. 1661—1670. — DOI: 10.1016/j.cpc.2009.03.006.
20. An introduction to PYTHIA 8.2 / T. Sjöstrand [et al.] // Comput. Phys. Commun. — 2015. — Vol. 191. — P. 159. — DOI: 10.1016/j.cpc.2015.01.024.
21. *Higgs P. W.* Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Vol. 13, issue 16. — P. 508—509. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.508.

22. *Higgs P. W.* Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons // Phys. Rev. — 1966. — Vol. 145, issue 4. — P. 1156—1163. — DOI: 10.1103/PhysRev.145.1156.
23. *Horejsi J.* Fundamentals of electroweak theory. — 2002. — arXiv: 2210.04526 [hep-ph].
24. *Eboli O. J. P., Gonzalez-Garcia M. C., Mizukoshi J. K.* $pp \rightarrow jj e^\pm \mu^\pm \nu \nu$ and $jj e^\pm \mu^\mp \nu \nu$ at $O(\alpha_{em}^6)$ and $O(\alpha_{em}^4 \alpha_s^2)$ for the study of the quartic electroweak gauge boson vertex at CERN LHC // Phys. Rev. D. — 2006. — Vol. 74. — P. 073005. — DOI: 10.1103/PhysRevD.74.073005.
25. Object-based missing transverse momentum significance in the ATLAS detector : tech. rep. / G. Aad [et al.] ; CERN. — Geneva, 2018. — ATLAS-CONF-2018—038. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2630948>.
26. *Drell S. D., Yan T.-M.* Massive Lepton-Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High Energies // Phys. Rev. Lett. — 1970. — Vol. 25, issue 5. — P. 316—320. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.25.316.
27. TMVA - Toolkit for Multivariate Data Analysis / A. Hoecker [et al.]. — 2007. — arXiv: physics/0703039 [physics.data-an].
28. HistFactory: A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats : tech. rep. / K. Cranmer [et al.] ; New York U. — New York, 2012. — CERN-OPEN-2012—016. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1456844>.
29. Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics / G. Cowan [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2011. — Vol. 71. — P. 1554. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1554-0.
30. *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. — DOI: 10.1103/PhysRevD.101.113003.

Курова Анастасия Сергеевна

Электрослабое рождение Z -бозона с фотоном в эксперименте ATLAS

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать _____._____._____. Заказ № _____

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография _____