

На правах рукописи

Солдатов Евгений Юрьевич

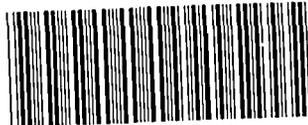
**АССОЦИИРОВАННОЕ РОЖДЕНИЕ Z БОЗОНА С  
ФОТОНОМ В ПРОТОН-ПРОТОННЫХ  
СТОЛКНОВЕНИЯХ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS**

Специальность 01.04.23 —  
«Физика высоких энергий»

11 янв 2017

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Автор:



006661908

Москва — 2016

Работа выполнена в федеральном государственном автономном образовательном учреждении высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ).

Научный руководитель: **Романюк Анатолий Самсонович**,  
кандидат физико-математических наук,  
НИЯУ МИФИ, г. Москва,  
ведущий научный сотрудник

Официальные оппоненты: **Дубинин Михаил Николаевич**,  
доктор физико-математических наук,  
Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, г. Москва,  
ведущий научный сотрудник

**Герасимов Сергей Григорьевич**,  
кандидат физико-математических наук,  
Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,  
старший научный сотрудник

Ведущая организация: Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт" Федеральное государственное бюджетное учреждение "Государственный научный центр Российской Федерации - Институт Физики Высоких Энергий", г. Протвино

Защита состоится «15» февраля 2017 г. в 17 час. 00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.130.07 на базе НИЯУ МИФИ по адресу: 115409, Москва, Каширское шоссе, д.31, тел. (499) 324-84-98.

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

Автореферат разослан «23» 12 2016 г.

Просим принять участие в работе совета или прислать отзыв в двух экземплярах, заверенных печатью организации, по адресу НИЯУ МИФИ.

Ученый секретарь  
диссертационного совета Д 212.130.07,  
доктор физико-математических наук, профессор



С.Е. Улин

## Общая характеристика работы

**Актуальность темы.** Современной теорией строения и взаимодействий элементарных частиц, которая объясняет большинство процессов и явлений в физике высоких энергий, является Стандартная модель (СМ). Постулаты этой теории были доказаны во многих экспериментах. Однако, Стандартная модель не может считаться окончательной теорией элементарных частиц поскольку она не может ответить на многие фундаментальные вопросы такие как: Чем определяется число поколений фермионов и иерархия масс элементарных частиц? Почему значения параметров взаимодействия частиц именно такие? Чем объяснить барионную асимметрию Вселенной? Она не включает в себя гравитацию, частицы тёмной материи и т.д.

Поэтому предполагается, что эта модель лишь промежуточная и является частью более универсальной теории строения мира. Большинство теорий, расширяющих Стандартную модель, предсказывают новые частицы и взаимодействия. Обнаружение указаний на существование этих новых частиц является важнейшим критерием, который может как подтвердить, так и навсегда отбросить эти теории.

Диссертационная работа посвящена исследованию взаимодействия нейтральных калибровочных бозонов электрослабого сектора Стандартной модели между собой, а именно измерению сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона с фотоном и поиску событий, указывающих на существование нейтральных трёхбозонных вершин (ТГВ)  $Z\gamma\gamma$  и  $ZZ\gamma$ , отсутствующих в СМ на уровне древесных диаграмм Фейнмана (на «древесном» уровне). На уровне «петлевых» поправок данный процесс чрезвычайно чувствителен к новым частицам, а, значит, и к проявлениям «новой физики».

Изучение рождения дибозонных состояний является крайне важным элементом исследований на Большом адронном коллайдере (БАК). Эти процессы используются для проверки верности предсказаний СМ на ТэВном диапазоне энергий, а именно, для сравнения с теоретическими предсказаниями, учитывающими КЭД и КХД поправки высоких порядков. Они являются одними из основных фонов в исследованиях бозона Хиггса, а структуру членов лагранжиана, описывающих самодействие калибровочных бозонов, можно экстраполировать на члены лагранжиана, описывающие взаимодействия бозона Хиггса, и на определение его констант связи.

Получение знаний в этом научном направлении важно для понимания многих фундаментальных проблем современной физики высоких энергий и элементарных частиц. Наличие аномальных нейтральных трёхбозонных вершин будет служить важным свидетельством о возможной физике вне рамок Стандартной модели.

Для изучения таких процессов в данной работе был выбран нейтринный канал распада  $Z$  бозона. Хотя адронный канал распада  $Z$  бозона имеет наивысшую относительную вероятность распада («брэнчинг»), в то же время он имеет малую эффективность поскольку требует применения жёстких отборов для подавления большого количества фоновых процессов, что сильно уменьшает общую статистику. В связи с этим конечные состояния  $Z\gamma$  обычно изучаются с помощью лептонных мод распада. Среди распадов в лептоны, нейтринный канал имеет наивысший «брэнчинг» (~20%) по сравнению с каналом распада в заряженные лептоны (~3%). Таким образом, исследование с помощью нейтринного канала является наиболее чувствительным к возможности обнаружения аномальных вершин среди всех каналов распада  $Z$  бозона.

Исследования с нейтринными конечными состояниями были ранее проведены на ускорителе LEP коллаборациями ALEPH [1], DELPHI [1, 2], L3 [1, 3] и OPAL [1, 4], а также на ускорителе Теватрон коллаборациями CDF [5] и D0 [6, 7]. Данными экспериментами измерено сечение такого процесса и установлены пределы на аномальные тройные вершины взаимодействий калибровочных бозонов в области энергий, доступных этим экс-

периментам. Настоящая работа сделана в новом энергетическом диапазоне, доступном только экспериментам на БАК, и значительно улучшает предыдущие результаты.

Следует отметить, что аналогичные результаты на БАК были получены экспериментом CMS [3, 9]. Однако, настоящая работа, базирующаяся на результатах эксперимента ATLAS, улучшает все предыдущие результаты, а также включает измерение дифференциального сечения процесса  $pp \rightarrow Z(\nu\bar{\nu}) + \gamma + X$  как функции поперечного импульса фотона, которое не было представлено в предыдущих работах.

**Цель работы.** Измерить сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона с фотоном, с последующим распадом  $Z$  бозона в нейтринную моду, а также провести поиск аномальных тройных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  и либо их обнаружить, либо получить пределы на параметры лагранжиана, описывающего такие вершины, из данных эксперимента ATLAS с энергиями столкновений в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ.

#### Научная новизна:

1. Разработан новый метод измерения эффективности фотонной идентификации из данных для эксперимента ATLAS, основанный на применении калибровочного набора фотонов от распада  $Z$  бозона ( $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ ), позволивший улучшить точность определения данного параметра в 2 раза.
2. Впервые определены сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона и фотона высокой энергии с последующим распадом  $Z$  бозона на нейтрино и антинейтрино при энергиях столкновений  $pp$  в системе центра масс равных 7 и 8 ТэВ.
3. Установлены наиболее строгие в настоящее время пределы на константы связи  $h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z$  и  $h_4^\gamma$  аномальных трёхбозонных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$ .

#### Основные положения, выносимые на защиту:

1. Метод измерения эффективности отбора по идентификации фотонов на основе набора фотонов от излучательного распада  $Z$  бозона, позволивший улучшить в 2 раза точность её определения.
2. Сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона и фотона с последующим распадом  $Z$  в нейтринную моду, полученные на основе данных от протон-протонных столкновений с энергиями в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ:
  - Для 7 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно  $\sigma = 0.133 \pm 0.013(\text{стат.})_{-0.020}^{+0.020}(\text{сист.}) \pm 0.005(\text{свет.})$  пбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) —  $\sigma = 0.116 \pm 0.010(\text{стат.})_{-0.013}^{+0.013}(\text{сист.}) \pm 0.004(\text{свет.})$  пбн.
  - Для 8 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно  $\sigma = 68 \pm 4(\text{стат.})_{-32}^{+33}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$  фбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) —  $\sigma = 43 \pm 2(\text{стат.})_{-10}^{+10}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$  фбн.

Измеренные сечения согласуются с предсказаниями Стандартной модели в пределах погрешностей.

3. Наилучшие на данный момент пределы на параметры эффективного лагранжиана аномальных трёхбозонных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  ( $h_3^Z, h_3^\gamma, h_4^Z$  и  $h_4^\gamma$ ) как для случая сохранения, так и для случая нарушения унитарности на основе данных эксперимента ATLAS с энергиями столкновений в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ.

#### Практическая значимость

1. Разработанный метод измерения эффективности идентификации фотонов на основе данных по распаду  $Z$  бозона с излучением фотона является в настоящее время базовым в эксперименте ATLAS. Использование такого подхода применяется, например, для изучения распадов бозона Хиггса на 2 фотона или фотон с  $Z$  бозоном.

2. Разработанный метод отбора событий в распаде  $[Z \rightarrow \nu\bar{\nu}]\gamma$  и полученные на его основе результаты, будут использованы в экспериментальных исследованиях по косвенному и прямому поиску «новой физики» со сходными конечными состояниями. В качестве примеров применения методики следует указать: электрослабое рождение  $Z$  бозона с фотоном в результате рассеяния векторных бозонов; резонансное рождение фотона с «нерегистрируемой» массивной частицей. Полученные результаты используются для оценки фона в редких процессах: ассоциированного рождения  $Z$  бозона и 2 фотонов, электрослабого рождения  $Z$  бозона с фотоном.
3. Полученные результаты по сечениям рождения  $Z$  бозона в ассоциации с фотоном высокой энергии дают возможность проверить предсказания Стандартной модели: во-первых, улучшить точность описания физических процессов [10], во-вторых, получить вероятность существования аномальных вершин взаимодействий, предсказываемых моделями «новой физики».
4. Полученные пределы на константы связи аномальных тройных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  позволили установить отсутствие вклада «новой физики» на уровне точности превышающей в несколько раз все предыдущие измерения.

**Личный вклад.** Изложенные в диссертационной работе результаты, получены автором лично, либо при его определяющем участии.

**Достоверность** полученных результатов и выводов заключается в согласии с результатами других экспериментов, проводившихся ранее, а также подкрепляется широким обсуждением внутри научной коллаборации, публикацией результатов в рецензируемых журналах, обсуждением на научных конференциях и семинарах.

Достоверность разработанного метода измерения эффективности идентификации фотонов из данных в диапазоне энергии [10-50 ГэВ] в эксперименте ATLAS на основе распада  $Z \rightarrow \mu\mu$  подтверждена с точностью 5% результатами двух других независимых методов измерения эффективности идентификации [11], разработанных для диапазона энергии фотонов [25-300 ГэВ].

Полученные значения сечений и пределов на константы связи аномальных вершин находятся в согласии с результатами других экспериментов (эксперименты на ускорителях Tevatron, LEP и эксперимент CMS на БАК), и с результатами теоретических расчётов [10, 12, 13].

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы были представлены на:

- Сессии-конференции секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», г. Москва, Россия, 2012 г;
- 16-ой международной московской школе физики, г. Москва, Россия, 2013 г;
- Научных сессиях НИЯУ МИФИ, г. Москва, Россия, 2009, 2010, 2011 гг;
- Симпозиуме ATLAS группы «Электрон/Фотон» 2011, Белгирейт, Италия;
- Симпозиуме ATLAS группы «Электрон/Фотон» 2013, Майнц, Германия;
- Симпозиуме ATLAS группы «Электрон/Фотон» 2014, Париж, Франция;
- Конференции «51st Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories» 2016, Ла Туи, Италия;
- Конференции «5th International Conference on New Frontiers in Physics ICNFP2016», Колумбари, Греция;
- на совещаниях рабочих групп «Стандартная модель» и «Электрон/Фотон» коллаборации ATLAS, а также на совещаниях российских институтов, входящих в коллаборацию ATLAS.

**Публикации.** Основные положения диссертации изложены в 7 опубликованных работах. Шесть работ опубликованы в рецензируемых научных изданиях, 4 из них — в периодических изданиях, которые входят в базы данных Scopus и Web of Science.

**Структура и объём работы.** Диссертационная работа состоит из аннотации, введения, четырёх глав, заключения и списка литературы.

Общий объём диссертации составляет 124 страницы с 34 рисунками и 28 таблицами. Список литературы содержит 106 наименований.

## Содержание работы

Проверка Стандартной модели при энергиях, доступных современным ускорителям таким как БАК, является одной из приоритетных задач экспериментов физики высоких энергий. Данная работа посвящена измерению сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона с фотоном, а также поиску аномальных вершин взаимодействий векторных бозонов в СМ. Поиск аномальных вершин взаимодействий является косвенным способом поиска «новой физики» за рамками СМ, которая могла бы решить такие проблемы современной физики высоких энергий как, проблему иерархий масс, состава скрытой массы и включения гравитации в современное теоретическое описание физики частиц.

Во **введении** диссертации приводится общая характеристика работы, обосновывается важность и актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В **Главе 1** приведён теоретический обзор по теме диссертации. Современной теорией физики элементарных частиц, описывающей их свойства и взаимодействия, является Стандартная модель. Это релятивистская квантовая теория поля, которая удовлетворяет локальной калибровочной симметрии  $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_T$ , успешно описывающая практически все экспериментальные результаты физики частиц последних десятилетий. Одним из больших успехов СМ стало объединение двух из четырёх известных взаимодействий — электромагнитного и слабого в электрослабое. Более того, в рамках теории электрослабого взаимодействия удалось решить проблему возникновения масс у элементарных частиц посредством механизма Брута-Энглера-Хиггса, который предсказал существование нового скалярного бозона — бозона Хиггса, найденного в 2012 году в экспериментах ATLAS и CMS.

Неабелевость калибровочной группы  $SU(2)_L \times U(1)_T$ , отвечающей электрослабой теории, приводит к взаимодействиям между бозонами-переносчиками и к возникновению тройных и четверных бозонных вершин в СМ. Однако, нейтральные вершины вида  $ZZ\gamma/Z\gamma\gamma$ , запрещены в Стандартной модели, т.е. их наличие может свидетельствовать о существовании «новой физики» за рамками СМ и, таким образом, служить непрямым способом поиска этой «новой физики». Импульсно-пространственные представления эффективного лагранжиана — вершинные функции для  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  зависят от 8 параметров  $h_i^V$  ( $i = 1..4$ ,  $V = Z, \gamma$ ) — констант связи, которые будут равны нулю в случае СМ [14]. Как показано в главе 1 диссертации, в случае их отличия от нуля, они будут квадратичным образом увеличивать сечение рождения двухбозонных состояний  $Z$  бозона с фотоном.

Хотя диаграммы СМ «древесного» уровня не дают никакого вклада в эти взаимодействия, петлевые поправки могут дать небольшой вклад. Эти вклады рассмотрены в [15]. В рамках СМ могут быть получены только CP-сохраняющие взаимодействия  $h_3^V$  и они имеют порядок  $\sim 10^{-5}$  для энергий столкновений 7-8 ТэВ. Нужно отметить, что петлевые вклады от моделей «новой физики» оцениваются на том же уровне.

В **Главе 2** приведено описание физической схемы и принципа работы детектора «ATLAS» (рис. 1) на Большом адронном коллайдере, а также описание программного

обеспечения, применяемого в этом эксперименте для реконструкции и идентификации частиц.

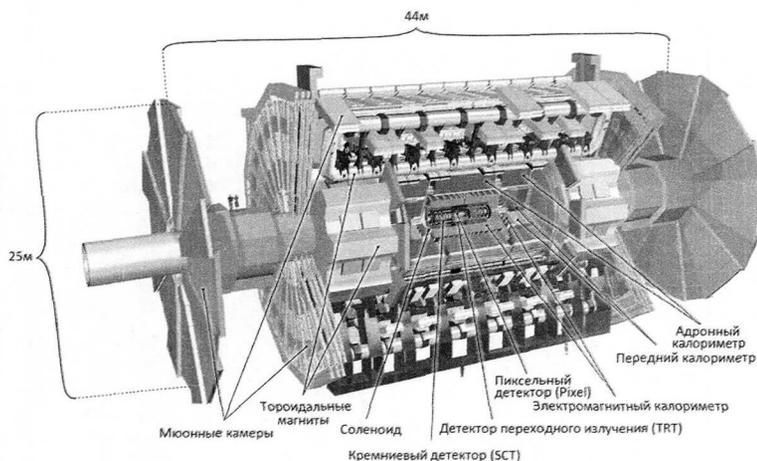


Рис. 1 — Схема детектора ATLAS.

Эксперимент ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) в CERN — представляет собой самый большой в мире многоцелевой детектор элементарных частиц. Данный детектор сконструирован для детектирования частиц от столкновений, произошедших в центре детектора. Он перекрывает область псевдобыстрот  $|\eta| < 4.9$ .

Исследовательская программа эксперимента ATLAS ставит своей целью решение диапазона задач от прецизионных измерений известных процессов Стандартной модели до поиска широкого спектра новых физических явлений при высоких энергиях, достижимых на БАКе.

Для того, чтобы иметь возможность измерять заряд и импульс заряженных частиц по кривизне их траектории, детектор ATLAS оснащён двумя сверхпроводящими магнитными системами — внутренним соленоидом и внешними тороидами.

В состав научной аппаратуры входят (в порядке удаления от пучка):

- Внутренний детектор (ВД), который восстанавливает точные траектории заряженных частиц до их взаимодействия с веществом калориметров. ВД состоит из 3 подсистем: полупроводниковых пиксельного (Pixel) и кремниевого (SCT) микрополосковых детекторов, покрывающих область псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ , а также газового трекового детектора переходного излучения (TRT), покрывающего область  $|\eta| < 2.0$ .
- Калориметрическая система, которая измеряет энергию и координату попадающих в неё частиц: электронов, фотонов, адронов, а также обеспечивает достаточно точное измерение «потерянного» поперечного импульса (ППИ) в событии. Информация, полученная в калориметрах, является основой для идентификации частиц. Калориметрическая система состоит из электромагнитных (ЭМК) и адронных (АК) калориметров, выполненных с использованием различных технологий (на основе жидкого аргона и органических спинтилляторов) и покрывающих область псевдобыстроты  $|\eta| < 4.9$ .

- Мюонный спектрометр (МС) предназначен для измерения величин импульсов и идентификации мюонов высоких энергий с использованием магнитного поля тороидов. Состоит из четырёх подсистем, использующих разные технологии: Мониторлируемые Дрейфовые Трубки (MDT), Катодные Стриповые Камеры (CSC), Резистивные Плоские Камеры (RPC) и Тонко-Зорные Камеры (TGC).

Кроме детекторы неотъемлемой частью экспериментальной установки являются вычислительные кластеры и программное обеспечение, которые управляют установкой, а также работают с потоком считываемых с неё данных. Для потока данных переход от аппаратной составляющей к программному обеспечению начинается на уровне триггерной системы, обеспечивающей предварительную фильтрацию записываемых событий и понижающей частоту событий с 40 МГц до 200 Гц с сохранением «интересных» с точки зрения физики событий. Только первый из трёх уровней выполнен аппаратно, два остальных реализованы программно. Триггер реализован на основе информации калориметров, а также Резистивных Плоских и Тонко-Зорных Камер МС.

После записи, программная среда приступает к восстановлению событий: по отдельным срабатываниям детекторных систем собираются треки в ВД и МС, сопрягаются с кластерами энерговыделения в калориметре. Таким образом, реконструируются заряженные частицы, такие как электроны, мюоны и адроны. Нейтральные частицы, такие как фотоны или нейтроны, восстанавливаются в основном с помощью электромагнитного и адронного калориметров соответственно. Кроме этого, по величине дисбаланса поперечной энергии в калориметре и направлению этого дисбаланса, в каждом событии вычисляется величина «потерянного» поперечного импульса, чаще всего связанная с незарегистрированными нейтрино, унёсшими часть энергии.

Хотя эффективность реконструкции и отбора частиц детектором высока, существует вероятность их ошибочной идентификации, поэтому в эксперименте применяются различные методики по увеличению чистоты наборов событий, содержащих определённые искомые частицы. Измерение эффективностей таких методик отборов не должно полагаться только на моделирование по методу Монте-Карло (МК), поскольку оно не может описать идеально все процессы в детекторах. Обычно, когда это возможно, такие измерения делаются на основе только данных, где чистый набор тех или иных частиц получается методами не связанными с используемыми при анализе физических событий (например, используются чисто кинематические критерии отбора). Такой подход позволяет получить наиболее точные значения эффективности реконструкции, идентификации и т.д.

Поскольку единственным детектируемым объектом в изучаемом нейтринном распаде  $Z$  бозона с ассоциированным фотоном является фотон ( $Z$  бозон восстанавливается по потерянной энергии), то неопределённости, связанные с его реконструкцией и идентификацией являются одними из основных источников погрешности для измерения сечения. Следовательно, точное знание эффективностей восстановления и отбора фотонов является ключевым элементом анализа.

Заключительная часть главы 2 посвящена описанию методики определения эффективности идентификации фотонов с использованием радиационного канала распада  $Z$  бозона в заряженные лептоны. Этот метод базируется на кинематическом подходе и позволяет получить чистый набор фотонов, который в дальнейшем используется для определения величины эффективности их выделения, основанного на отборах по распределениям электромагнитных ливней в ЭМК и по утечке энергии в АК (т.н. «tight» селекция). Эта селекция используется всей коллаборацией ATLAS для физических исследований с фотонами в конечном состоянии.

Отбор фотонов по кинематическим критериям в излучательных распадах  $Z$  бозона производился с помощью двух селекций: по двухлептонной инвариантной массе и по трёхчастичной инвариантной массе всех конечных частиц. Главное достоинство такого от-

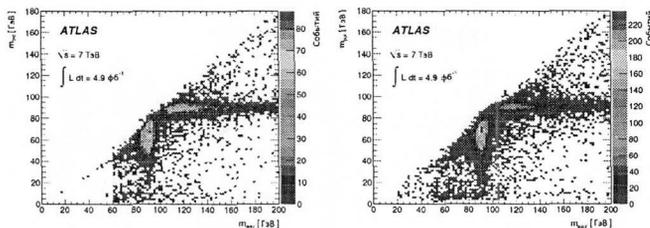


Рис. 2 — Двумерное распределение фотонных кандидатов по инвариантным массам  $m_{\ell\ell\gamma}$  и  $m_{\ell\ell}$  в полном наборе данных 2011 года после отбора событий для  $ee\gamma$  (слева) и  $\mu\mu\gamma$  (справа) событий.

бора в том, что он никак не коррелирует с распределениями, использующимися в «tight» селекции фотонов. Рисунок 2<sup>1</sup> показывает двумерное распределение фотонных кандидатов по инвариантным массам  $m_{\ell\ell\gamma}$  и  $m_{\ell\ell}$  для событий  $ee\gamma$  (слева) и  $\mu\mu\gamma$  (справа). События, связанные с излучательным распадом  $Z$  бозона имеют ярко выраженную кинематику и концентрируются в области трёхчастичной инвариантной массы порядка массы  $Z$  бозона — 91 ГэВ (сигнал). События  $\ell^+\ell^-$  струя характеризуются величиной двухлептонной инвариантной массы также порядка массы  $Z$  бозона (фон). Как видно из рисунка, такой подход позволяет сильно подавить фон и выделить максимально чистый набор событий, изучаемых в качестве сигнала. Тем не менее, этот набор фотонов содержит в себе небольшую часть фоновых событий, в основном, связанных с адронными струями. Для количественной оценки вклада этих фонов в отобранные события использовались 2 метода. В первом методе распределение данных по трёхчастичной инвариантной массе фитировалось суммой распределений сигнала и фона, плотности вероятности распределений которых были взяты из МК расчётов. Нормировочный коэффициент для фонового распределения подбирался на основании результатов фитирования. Во втором методе нормировка фона производилась по распределению количества треков в конусе заданного телесного угла (углового радиуса) вокруг фотона ( $R=0.2$  рад.). В областях с большим числом таких треков, подавляющее большинство событий — фоновые, поэтому нормированное на данные в этой области распределение фона, полученное из МК моделирования, давало полное количество фона в наборе событий. Поскольку эти методы независимы и дают близкие результаты, они позволяют получить достаточно точную оценку систематической погрешности измерения эффективности идентификации фотонов на основе данных. Результирующие эффективности идентификации фотонов как функции от  $p_T$  фотона для нескольких областей по псевдобыстроте  $\eta$  фотона показаны на рисунке 3.

Использование разработанного метода измерения эффективности фотонной идентификации из данных в эксперименте ATLAS позволило снизить погрешность, связанную с точностью знания величины эффективности фотонной идентификации с 11% [16] до примерно 5% [17].

В Главе 3 описана методика экспериментального определения сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона с фотоном для двух случаев: инклюзивного (без каких либо требований на присутствие адронных струй) и эксклюзивного (с требованием отсутствия идентифицированных адронных струй в событии). На основании разработанной методики была определена величина сечения исследуемого процесса. Описаны исследования, прове-

<sup>1</sup>Т.к. в работе принято  $c = 1$ , то явное упоминание  $c$  (ГэВ/ $c$ , ГэВ/ $c^2$ ) здесь и далее будет опущено.

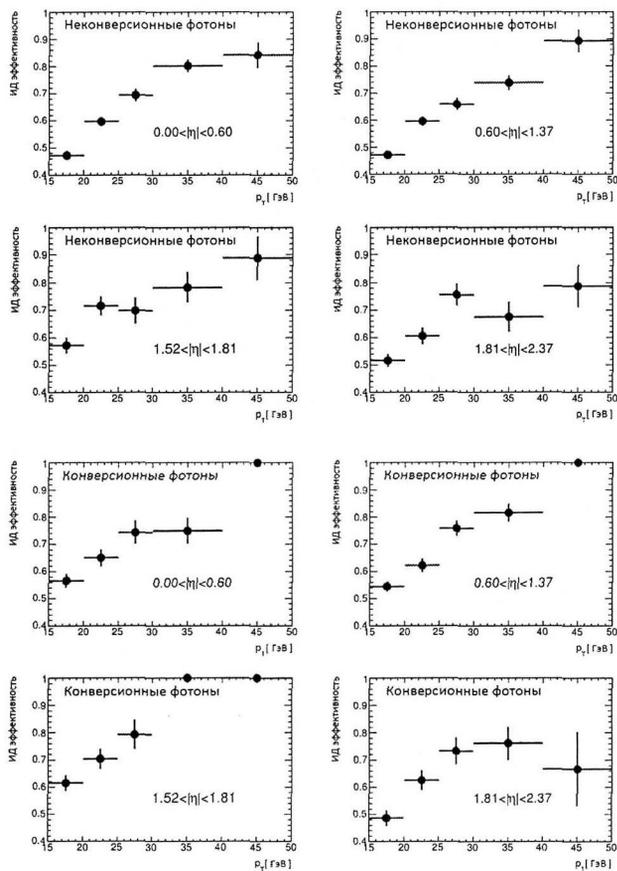


Рис. 3 — Эффективность фотонной «tight» идентификации как функция  $p_T$  для разных интервалов  $|\eta|$  после комбинирования результатов из двух лептонных каналов для распадов с неконверсионными (верхние 4 графика) и конверсионными, т.е. конвертировавшими в электрон-позитронную пару в ВД (нижние 4 графика), фотонами. Погрешность включает статистическую и систематическую ошибки.

дённые раздельно на данных 2011 года с энергией столкновений в системе центра масс, равной 7 ТэВ [12], и на данных 2011 года с энергией столкновений, равной 8 ТэВ [13].

Отбор событий, связанных с нейтринным каналом распада  $Z$  бозона, идёт по большой величине «потерянного» поперечного импульса и изолированному фотону высокой энергии. Кроме сигнала вклад в такое конечное состояние могут давать и другие процессы, которые являются фоновыми. Для уменьшения вклада фоновых процессов были разработаны дополнительные критерии отбора. Такими критериями являются: величина «потерянного» поперечного импульса, число заряженных лептонов в событии, а также величины углов между фотоном, ППИ и адронной струей с наибольшей энергией в событии. Все вместе критерии отбора создают т.н. сигнальную область фазового пространства.

Существуют фоновые процессы, которые близки по экспериментальной сигнатуре к искомому, поэтому их невозможно подавить полностью никакими критериями отбора. К ним относятся:

- а) события, содержащие рождение  $W$  бозона с последующим распадом в электрон(позитрон) и антинейтрино(нейтрино) (электрон/позитрон может быть неверно идентифицирован как фотон);
- б) события, содержащие ассоциированное рождение  $W + \gamma$  с последующим распадом  $W$  в лептоны, где заряженный лептон либо не был реконструирован и идентифицирован детектором, либо распался в адронную моду (касается  $\tau$ -лептонов);
- в) события, содержащие ассоциированное рождение  $\gamma + \text{струя}$  (неверное измерение энергии струи может быть идентифицировано как ППИ);
- г) события, содержащие ассоциированное рождение  $Z + \text{струя}$  с последующим распадом  $Z$  в нейтрино (адронная струя может быть неверно идентифицирована как фотон).

Вклады от таких процессов должны быть аккуратно учтены при вычислении сечения сигнального процесса.

Фон от идентификации электронов как фотонов (а), появляющийся в основном от событий  $W(e\nu)$ , оценивался в две стадии. Сначала определялась частота неверной идентификации электрона(позитрона) как фотона. Эта частота равна отношению числа событий электрон(позитрон)+фотон к числу событий электрон+позитрон в области двухчастичной инвариантной массы близкой к массе  $Z$  бозона. Далее для того чтобы оценить число фоновых событий и получить для него кинематические распределения, использовалась контрольная область в данных, обогатённая данным фоновым процессом: в неё отбирались события с электроном высокой энергии и высоким ППИ. Все критерии отборов контрольной области совпадали с отборами сигнальной, за исключением того, что вместо фотона брался электрон (позитрон). Нормировка событий из контрольной области на частоту неверной идентификации дала итоговое число фоновых событий от этого процесса и их кинематические распределения. Основная погрешность метода — статистическая, связанная с малым количеством событий в наборе  $e + \gamma$ .

Фон от  $W + \gamma$  (б) оценивался с помощью контрольной области, построенной на основе данных, где количество исследуемого фона доминирует над сигналом и вкладом других фоновых процессов. Для создания такой области, требование вето на лептоны было изменено на требование содержать ровно один заряженный лептон в событии. После вычета других фонов в этой области проводилась нормировка распределения МК моделирования данного процесса на экспериментальные данные. Источником основной погрешности метода является неточность МК моделирования перехода от сигнальной к контрольной области.

Фон от  $\gamma + \text{струя}$  (в) также оценивался с помощью контрольной области, построенной на основе данных, где количество исследуемого фона доминирует над сигналом и вкладом других фоновых процессов. Для создания такой области из-за разных условий

связанных с наложением частиц от разных  $pp$  взаимодействий (пайлап) в событиях от столкновений с  $\sqrt{s}$  равным 7 и 8 ТэВ, для анализа данных 2011 года была сделана замена отбора на противоположный по углу между ППИ и лидирующей адронной струей, а для анализа данных 2012 года была сделана замена отбора на противоположный по углу между ППИ и фотоном. Полученная контрольная область использовалась во-первых для нормировки МК набора данного процесса, а во-вторых для поправки вида кинематических распределений МК набора для изучаемого фона. Нормировка также была проверена с использованием ещё одной контрольной области, полученной ослаблением отбора по ППИ, где события  $\gamma + \text{струя}$  доминируют. Источником основной погрешности метода является неточность МК моделирования перехода от сигнальной к контрольной области.

Наконец, фон от неверной идентификации адронных струй как фотонов ( $\gamma$ ), оценивался с помощью создания в дополнение к сигнальной области 3-х контрольных областей на основе данных с использованием 2-х независимых селекций с высокой степенью дискриминации сигнала от этого фона. Главная идея метода в том, что, если эти две селекции по-настоящему независимы, то эффективность одной из селекций будет неизменна как в области, отобранной второй селекцией, так и в отброшенной. В реальности в данном методе необходимо учитывать утечку сигнала и других фонов в контрольные области, а также реальную степень корреляции двух рассмотренных отборов между собой. Основным источником погрешности метода связан с учётом имеющей место корреляции между двумя использованными селекциями для построения 4-х областей.

Другие незначительные фоны были оценены напрямую с использованием МК моделирования.

Число наблюдаемых событий и оценки ожидаемых фонов приведены в таблицах 1 и 2 для данных 2011 и 2012 годов.

фон	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струя}} \geq 0$	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струя}} = 0$
Данные	1094	662
$W \rightarrow e\nu$	$171 \pm 2 \pm 17$	$132 \pm 2 \pm 13$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{струя}$	$70 \pm 13 \pm 14$	$29 \pm 5 \pm 3$
$W\gamma$	$238 \pm 12 \pm 37$	$104 \pm 9 \pm 24$
$\gamma + \text{струя}$	$168 \pm 20 \pm 42$	$26 \pm 7 \pm 11$
$Z(\rightarrow \tau\tau)\gamma$	$11.7 \pm 0.7 \pm 0.9$	$6.5 \pm 0.6 \pm 0.6$
$t\bar{t}$	$11 \pm 1.2 \pm 1.0$	$0.9 \pm 0.6 \pm 0.1$
$N_{Z\gamma}^{\text{набл}}$	$420 \pm 42 \pm 60$	$360 \pm 29 \pm 30$

Таблица 1 — Наблюдаемое общее количество событий, предсказываемые количества событий для различных фонов и наблюдаемое количество событий сигнала после приложения всего отбора для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в инклюзивном и эксклюзивном по адронным струям случаях (данные 2011 года). Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

На рисунках 4 и 5 показаны спектры поперечной энергии фотона и «потерянного» поперечного импульса, полученные из исследований данных 2011 и 2012 годов. На рисунках сравниваются данные с оценёнными фонами и сигналом. С учётом погрешностей наблюдается хорошее согласие, что подтверждает корректный учёт всех фонов в анализе.

Для расчёта сечения ассоциированного рождения  $Z\gamma$  необходимо использовать некоторые параметры, которые можно получить только на основе МК моделирования. В таком подходе возникают дополнительные систематические ошибки от неточного описания поведения реальных данных моделированием. Так, например, эффективности различных отборов отличаются в данных и в моделировании, поэтому это отличие оценивается и учи-

фон	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струи}} \geq 0$	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ $N_{\text{струи}} = 0$
Данные	3085	1039
$W \rightarrow e\nu$	$258 \pm 38 \pm 18$	$147 \pm 21 \pm 10$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{струи}$	$22.9 \pm 0.5 \pm 6.1$	$11.1 \pm 0.4 \pm 3.4$
$W\gamma$	$900 \pm 50 \pm 300$	$272 \pm 14 \pm 92$
$\gamma + \text{струи}$	$950 \pm 30 \pm 300$	$9.2 \pm 3.5 \pm 0.7$
$Z(\rightarrow \tau\tau)\gamma$	$46.2 \pm 0.9 \pm 3.2$	$10.23 \pm 0.43 \pm 0.72$
$N_{\text{фот}}^{\text{набл}} / Z\gamma$	$906 \pm 89 \pm 424$	$589 \pm 41 \pm 93$

Таблица 2 — Наблюдаемое общее количество событий, предсказываемые количества событий для различных фонов и наблюдаемое количество событий сигнала после приложения всего отбора для  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  в инклюзивном и эксклюзивном по адронным струям случаях (данные 2012 года). Первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

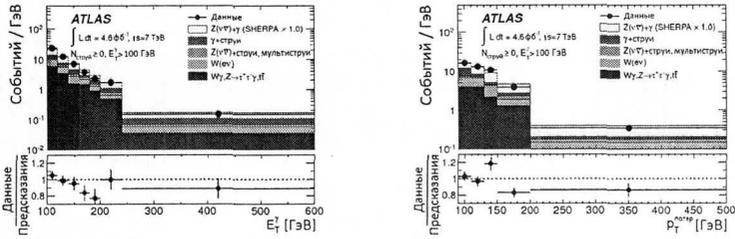


Рис. 4 — Спектры поперечной энергии фотона (слева) и «потерянного» поперечного импульса (справа) для событий  $\nu\bar{\nu}\gamma$  анализа данных 2011 года.

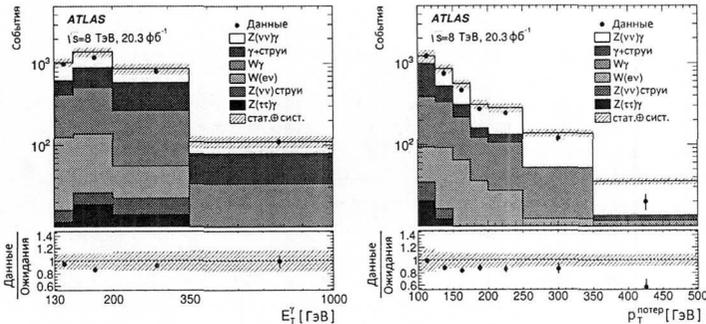


Рис. 5 — Спектры поперечной энергии фотона (слева) и «потерянного» поперечного импульса (справа) для событий  $\nu\bar{\nu}\gamma$  анализа данных 2012 года.

$\sigma^{\text{расш. дов.}} [\text{пб}]$		$\sigma^{\text{расш. дов.}} [\text{пб}]$
Измеренная величина		Предсказание MCFM
$N_{\text{струй}} \geq 0$		
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$0.133 \pm 0.013$ (стат) $\pm 0.020$ (сист) $\pm 0.005$ (свет)	$0.156 \pm 0.012$
$N_{\text{струй}} = 0$		
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$0.116 \pm 0.010$ (стат) $\pm 0.013$ (сист) $\pm 0.004$ (свет)	$0.115 \pm 0.009$

Таблица 3 — Измеренное сечение для процесса  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Для измерений первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая и третья — от погрешности измерения светимости БАК. Погрешность для предсказания SM — систематическая.

$\sigma^{\text{расш. дов.}} [\text{Фб}]$		Предсказание MCFM NLO	Предсказание NNLO
Измеренная величина		$N_{\text{струй}} \geq 0$	
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$68 \pm 4$ (стат) $^{+32}_{-33}$ (сист) $\pm 1$ (свет)	$68.2 \pm 2.2$	$81.4^{+2.1}_{-2.2}$
		$N_{\text{струй}} = 0$	
$\nu\bar{\nu}\gamma$	$43 \pm 2$ (стат) $\pm 10$ (сист) $\pm 1$ (свет)	$51.0^{+2.1}_{-2.3}$	$49.21^{+0.61}_{-0.52}$

Таблица 4 — Измеренное сечение для процесса  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma + X$  при  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ. Для измерений первая погрешность — статистическая, вторая — систематическая и третья — от погрешности измерения светимости БАК. Погрешность для предсказания SM — систематическая.

тыается как дополнительная систематическая ошибка. Наибольшие ошибки в анализе данных 2011 года возникли от неточности знания эффективности критериев идентификации фотонов, неточного знания эффективности отбора фотонов по изолированности, а также неидеальности калибровок ЭМК и АК. Наибольшие ошибки в анализе данных 2012 года возникли от неточности знания эффективности отбора фотонов по изолированности, неточностей калибровок ЭМК и АК, а также неточности определения эффективности триггера. Разница вкладов в общую систематическую ошибку обусловлена разными условиями набора данных 2011 и 2012 года по пайлапу и т.д.

Сечение в области, использованной для измерения, может быть определено так:

$$\sigma_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} = \frac{N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{набл}} - N_{\nu\bar{\nu}\gamma}^{\text{фон}}}{\int L dt \times C_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma} \times A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}}, \quad (1)$$

где  $C_{Z\gamma}$  — фактор, который учитывает потери сигнальных событий из-за применённых отборов, то есть является произведением эффективностей всех отборов, а  $A_{Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma}$  — фактор акцептанса (покрытия) детектора,  $\int L dt$  — светимость.

Для вычисления сечения было использовано приближение максимизации логарифмического правдоподобия. Данный метод учитывает Пуассоновскую статистику наборов, а также имеет достоинство позволяющее добавить систематические погрешности с учётом их корреляций и рассчитать их вклад в систематическую погрешность результата.

Результирующие сечения, а также полная статистическая и систематическая погрешности для ( $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$ ) процесса приведены в таблице 3 для анализа данных 2011 года и в таблице 4 для анализа данных 2012 года. Для сравнения в таблицах приведены ожидаемые сечения Стандартной модели, которые для уровня учёта поправок второго порядка (NLO) были получены с помощью генератора событий MCFM, а для уровня учёта поправок третьего порядка (NNLO) были получены по методике описанной в [10].

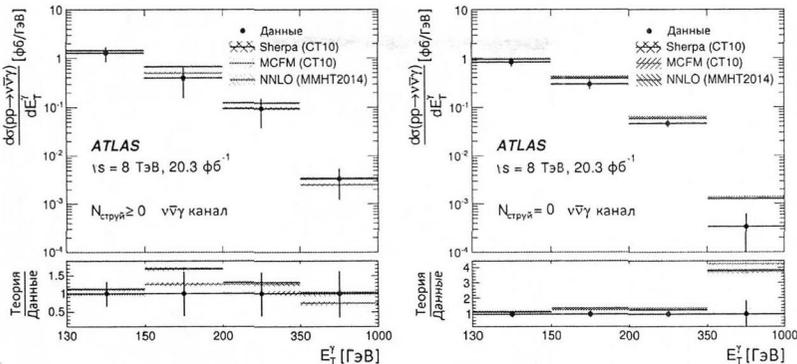


Рис. 6 — Измеренные и предсказанные дифференциальные сечения как функции  $E_T^\gamma$  для  $pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  процесса в инклюзивном  $N_{\text{струй}} \geq 0$  (слева) и эксклюзивном  $N_{\text{струй}} = 0$  (справа) случаях. Нижние графики показывают отношения предсказаний к данным.

В анализе данных 2012 года кроме интегрального сечения впервые было получено и дифференциальное сечение процесса образования  $Z(\nu\bar{\nu})\gamma$  как функция поперечной энергии  $E_T$  фотона, которое позволило также сравнить на рисунке 6 данные, очищенные от детекторных эффектов, с предсказаниями SM уровней NLO и NNLO не только в контексте нормировок, но и также в контексте форм распределений.

В качестве вывода и основного научного результата, полученного в данной главе, а конкретно в таблицах 3 и 4, а также на рисунке 6, следует отметить что измеренное сечение ассоциированного рождения  $Z$  бозона и фотона в пределах погрешностей согласуется с предсказаниями Стандартной модели. Это означает, что отклонений от Стандартной модели обнаружено не было.

**Глава 4** посвящена следующему шагу в анализе данных, который позволяет получить пределы на параметры аномальных тройных вершин взаимодействия калибровочных бозонов (aTGC).

Пределы на параметры лагранжиана из 1 главы диссертации,  $h_i^V$  ( $i = 1..4$ ,  $V = Z, \gamma$ ), могут быть получены на основе измеренного сечения изучаемого процесса. Вклад от аномальных вершин будет увеличивать сечение образования  $Z\gamma$  и повышать выход фотонов высокой энергии. Измерение в области с высоким  $p_T$  фотона является наиболее чувствительным к взаимодействиям aTGC.

Для того, чтобы установить пределы на параметры aTGC, был использован подход частотного предела Feldman–Cousins. В нём функция правдоподобия для вычисления сечения была модифицирована заменой сечения Стандартной модели  $\sigma$  сечением, полученным при условии ненулевых параметров aTGC. Число искомого события сигнала  $N^{\text{сигн}}$  при этом является функцией параметров aTGC. На основе этой параметризации строится статистический критерий, представляющий собой отношение правдоподобий ожидаемого сигнала к сигналу Стандартной модели. Далее на основе проведения псевдоэкспериментов с помощью моделирования устанавливается область значений параметров aTGC, при которых значение статистического критерия для параметризованного ожидаемого сигнала оказывается меньше значения для наблюдаемого в данных сигнала в более чем 5% случаев. Это соответствует области значений параметров aTGC, удовлетворяющей доверительному

интервалу с уровнем достоверности (У.Д.) 95%. Как описано выше, для такой процедуры необходимо иметь параметризацию сечения от констант связи аТГС. Эта квадратичная параметризация получается на основе фитирования набора сечений, вычисленных генератором событий MCFM. На рис. 7 для примера показаны зависимости от  $h_3^\gamma$  и  $h_4^\gamma$  для одного из возможных наборов сечений, а также двумерная функция, фитирующая такой набор.

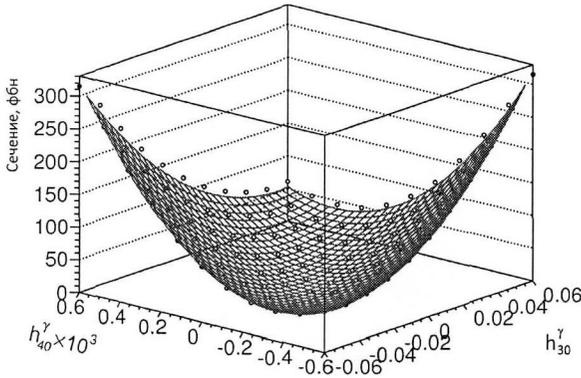


Рис. 7 — 2D функция, фитирующая распределение  $N_{\text{сигн}}^{\text{ожид}}$  в зависимости от параметров аномальных вершин.

Отличные от нуля (аномальные) величины параметров взаимодействия  $h_i^V$  с ростом энергии частиц в столкновении (ростом инварианта  $\hat{s}$ ) приводят к неограниченному росту сечения процесса с аномальными вершинами (пропорциональному  $\hat{s}/M_Z^2$ ), что в итоге приводит к нарушению унитарности. Чтобы избежать этого, для описания взаимодействий  $h_i^V$  используются форм-факторы, которые являются функциями  $\hat{s}$  и приводят к подавлению параметров аномальных вершин, когда переданные импульсы становятся большими:

$$h_i^V = \frac{h_{i0}^V}{(1 + \hat{s}/\Lambda^2)^n}, \quad (2)$$

где  $\Lambda$  является масштабным форм-фактором, при котором «новая физика» становится наблюдаемой,  $n$  является степенью форм-фактора, а  $h_{i0}^V$  являются величинами параметров взаимодействий при низких энергиях.

Пределы на аномальные вершины были получены как для случая нарушения унитарности, так и для случая сохранения унитарности.

Как показано в главе 1 диссертации, границы унитарности сильно зависят от масштабного форм-фактора «новой физики»  $\Lambda$ , который является свободным параметром. Чтобы получить масштабный форм-фактор для наиболее строгих пределов, сохраняющих условие унитарности, была выбрана наибольшая  $\Lambda$ , для которой ожидаемые пределы меньше тех, которые установлены условиями унитарности, описанными в [18]. Для анализа данных 2011 года таким образом была выбрана  $\Lambda = 3$  ТэВ, а для анализа данных 2012 года была выбрана  $\Lambda = 4$  ТэВ.

Итоговые наилучшие ограничения (интервальные оценки) для параметров аномальных вершин  $Z\gamma\gamma$  и  $ZZ\gamma$  приведены в Таблице 5. Сравнение этих результатов для раз-

личных экспериментов приведено на рисунках 8 и 9 для случаев нарушения и сохранения унитарности. Полученные результаты из данных 2011 и 2012 годов [12, 13] сравниваются с результатами других экспериментов: CMS, CDF и D0 ускорителя Тэватрон.

Процессы	$pp \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$	$pp \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$
$\Lambda$	$\infty$	
	измерение с 95% У.Д.	ожидание с 95% У.Д.
$h_3^\gamma$	$(-9.5 \times 10^{-4}, 9.9 \times 10^{-4})$	$(-1.8 \times 10^{-3}, 1.8 \times 10^{-3})$
$h_3^Z$	$(-7.8 \times 10^{-4}, 8.6 \times 10^{-4})$	$(-1.5 \times 10^{-3}, 1.5 \times 10^{-3})$
$h_4^\gamma$	$(-3.2 \times 10^{-6}, 3.2 \times 10^{-6})$	$(-6.0 \times 10^{-6}, 5.9 \times 10^{-6})$
$h_4^Z$	$(-3.0 \times 10^{-6}, 2.9 \times 10^{-6})$	$(-5.5 \times 10^{-6}, 5.4 \times 10^{-6})$
$\Lambda$	4 ТэВ	
	измерение с 95% У.Д.	ожидание с 95% У.Д.
$h_3^\gamma$	$(-1.6 \times 10^{-3}, 1.7 \times 10^{-3})$	$(-3.0 \times 10^{-3}, 3.1 \times 10^{-3})$
$h_3^Z$	$(-1.3 \times 10^{-3}, 1.4 \times 10^{-3})$	$(-2.5 \times 10^{-3}, 2.6 \times 10^{-3})$
$h_4^\gamma$	$(-1.2 \times 10^{-5}, 1.1 \times 10^{-5})$	$(-2.2 \times 10^{-5}, 2.1 \times 10^{-5})$
$h_4^Z$	$(-1.0 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-5})$	$(-1.9 \times 10^{-5}, 1.9 \times 10^{-5})$

Таблица 5 — Наблюдаемые и ожидаемые наилучшие одномерные пределы (доверительные интервалы с 95% У.Д.) для  $h_3^V$  и  $h_4^V$  (где  $V = \gamma, Z$ ). Для каждой строки 3 другие параметра положены равными нулю.

Как видно из результатов, показанных в таблице 5, а также на рисунках 8 и 9, в работе были получены наилучшие на данный момент пределы на аномальные вершины типа  $ZV\gamma$ . В то же время стоит отметить, что эти пределы пока не достигают значений петлевых поправок СМ и «новой физики» порядка  $\sim 10^{-5}$ , приведённых в главе 1. Для достижения нужной чувствительности, необходима статистика экспериментальных данных, которая будет набрана в течение нескольких следующих лет работы ускорителя БАК.

В **заключении** диссертации приведены основные результаты работы:

1. Был разработан метод измерения эффективности идентификации фотонов из данных на основе чистого набора фотонов от излучательного распада  $Z$  бозона для условий эксперимента ATLAS. Были получены значения эффективности как функция от  $p_T$  фотонов для нескольких категорий фотонов, отличающихся направлением (по  $\eta$ ) и способом регистрации (с конверсией в электрон-позитронную пару или без конверсии).
2. На основе анализа данных от протон-протонных столкновений с энергиями в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ были получены сечения ассоциированного рождения  $Z$  бозона и фотона с последующим распадом  $Z$  в нейтринную моду.
  - Для 7 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно  $\sigma = 0.133 \pm 0.013(\text{стат.})_{-0.020}^{+0.020}(\text{сист.}) \pm 0.005(\text{свет.})$  пбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) —  $\sigma = 0.116 \pm 0.010(\text{стат.})_{-0.013}^{+0.013}(\text{сист.}) \pm 0.004(\text{свет.})$  пбн.
  - Для 8 ТэВ: измеренное сечение инклюзивного процесса равно  $\sigma = 68 \pm 4(\text{стат.})_{-32}^{+33}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$  фбн, эксклюзивного (в отсутствие идентифицированных адронных струй в событиях) —  $\sigma = 43 \pm 2(\text{стат.})_{-10}^{+10}(\text{сист.}) \pm 1(\text{свет.})$  фбн.

Измеренные сечения согласуются с предсказаниями Стандартной модели в пределах погрешностей.

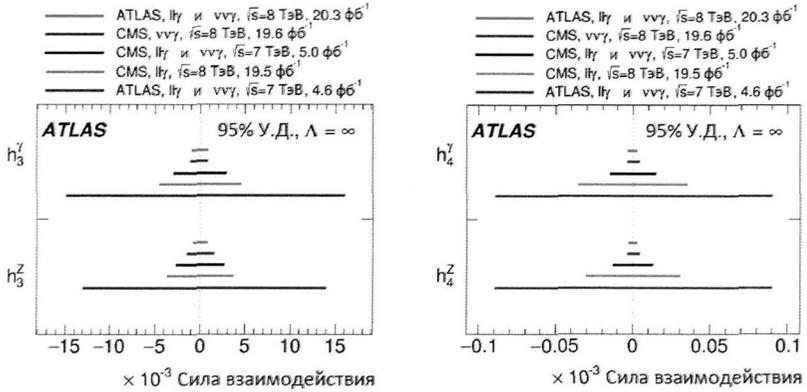


Рис. 8 — Доверительные интервалы 95% У.Д. для аномальных взаимодействий, полученные из результатов эксперимента ATLAS на основе анализов данных 2011 и 2012 годов (данная работа) и результатов эксперимента CMS для нейтральных аTGC параметров  $h_3^\gamma$ ,  $h_3^Z$  (слева) и  $h_4^\gamma$ ,  $h_4^Z$  (справа), описывающих аномальную компоненту событий  $Z\gamma$ . Случай нарушения унитарности.

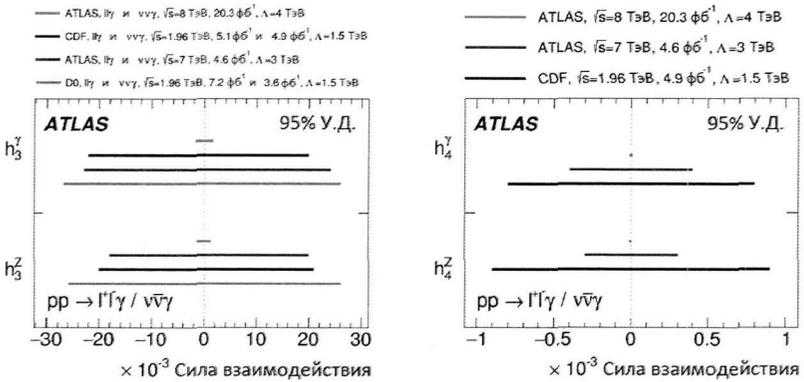


Рис. 9 — Доверительные интервалы 95% У.Д. для аномальных взаимодействий, полученные из результатов эксперимента ATLAS на основе анализов данных 2011 и 2012 годов (данная работа), а также результатов эксперимента CDF и D0 (Tevatron) для нейтральных аTGC параметров  $h_3^\gamma$ ,  $h_3^Z$  (слева) и  $h_4^\gamma$ ,  $h_4^Z$  (справа), описывающих аномальную компоненту событий  $Z\gamma$ . Случай сохранения унитарности.

3. Были получены наилучшие на момент написания диссертации пределы на параметры эффективного лагранжиана аномальных трёхбозонных вершин  $ZZ\gamma$  и  $Z\gamma\gamma$  ( $h_3^Z$ ,  $h_3^\gamma$ ,  $h_4^Z$  и  $h_4^\gamma$ ) как для случая сохранения, так и для случая нарушения унитарности на основе данных эксперимента ATLAS с энергиями столкновений в системе центра масс равными 7 и 8 ТэВ.

Основное содержание диссертации было опубликовано в следующих работах

1. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurement of  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV with the ATLAS Detector» // Journ. of High Energy Phys., 09, 072 (2011) pp.1-41;
2. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurement of  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV and limits on anomalous triple gauge couplings with the ATLAS detector» // Phys. Lett. B, 717, 1-3 (2012) pp.49-69;
3. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurements of  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC» // Phys.Rev. D, 87 (2013) 112003, pp.1-40;
4. Солдатов Е.Ю. «Идентификация фотонов в эксперименте ATLAS (CERN) и её применение в физических исследованиях» // Ядерная физика и инжиниринг, том 4, выпуск 9-10 (2013), стр. 818-825;
5. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurements of  $Z\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector» // Phys.Rev. D, 93 (2016) 112002, pp.1-41;
6. Soldatov E.Yu. «Measurements of  $Z\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector» // Proceedings of the 51st Recontres de Moriond (2016): Electroweak Interactions and Unified Theories, pp.577-580.  
Часть положений диссертационной работы также представлены в электронном препринте:
7. Aad G.,...,Soldatov E.Yu. et al. [ATLAS Collaboration] «Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using 4.9 fb<sup>-1</sup> of pp collision data collected in 2011», 2012, pp.1-30, препринт, <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2012-123/>.

## Список литературы

- [1] The LEP Collaborations: ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, the LEP Electroweak Working Group. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. Technical Report CERN-PH-EP/2006-042, CERN, 2006.
- [2] Abdallah J. et al. [DELPHI Collaboration]. Study of triple-gauge-boson couplings  $ZZZ$ ,  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  at LEP. *Eur. Phys. J. C*, 51:525–542, 2007.
- [3] Achard P. et al. [L3 Collaboration]. Study of triple-gauge-boson couplings  $ZZZ$ ,  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  at LEP. *Phys. Lett. B*, 597:119–130, 2004.
- [4] Abbiendi G. et al. [OPAL Collaboration]. Search for Trilinear Neutral Gauge Boson Couplings in  $Z$ -gamma production at  $\sqrt{s}=189$ GeV at LEP. *Eur. Phys. J. C*, 17:553–566, 2000.

- [5] Aaltonen T. et al. [CDF Collaboration]. Limits on Anomalous Trilinear Gauge Couplings in  $Z\gamma$  Events from  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 107:051802, 2011.
- [6] Abazov V. et al. [D0 Collaboration]. Measurement of the  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  production cross section and limits on anomalous  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  couplings in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 102:201802, 2009.
- [7] Abazov V. et al. [D0 Collaboration].  $Z\gamma$  production and limits on anomalous  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  couplings in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV. *Phys. Rev. D.*, 85:052001, 2012.
- [8] Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the production cross section for  $Z\gamma \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$  in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and limits on  $ZZ\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  triple gauge boson couplings. *JHEP*, 1310:164, 2013.
- [9] Chatrchyan S. et al. [CMS Collaboration]. Measurement of the Z gamma to nu nu-bar gamma production cross section in pp collisions at sqrt(s) = 8 TeV and limits on anomalous Z-Z-gamma and Z-gamma-gamma trilinear gauge boson couplings. *Submitted to Phys. Lett. B*, 2016.
- [10] Grazzini M., Kallweit S. and Rathlev D.  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  production at the LHC in NNLO QCD. *JHEP*, 1007:085, 2015.
- [11] Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using  $4.9 \text{ fb}^{-1}$  of pp collision data collected in 2011. Technical Report ATLAS-CONF-2012-123, CERN, 2012.
- [12] Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of  $W\gamma$  and  $Z\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC. *Phys.Rev. D*, 87:112003, 2013.
- [13] Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Measurements of  $Z\gamma$  and  $Z\gamma\gamma$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS Detector. *Phys.Rev. D*, 93:112002, 2016.
- [14] Baur U. and Berger E.L. Probing the weak-boson sector in Zgamma production at hadron colliders. *Phys. Rev. D*, 47:4889, 1993.
- [15] Gounaris G.J., Layssac J. and Renard F.M. New and standard physics contributions to anomalous Z and gamma self-couplings. *Phys. Rev. D*, 62:073013, 2000.
- [16] Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Search for a fermiophobic Higgs boson in the diphoton decay channel with the ATLAS detector. *Eur. Phys. J. C*, 72:2157, 2012.
- [17] Aad G. et al. [ATLAS Collaboration]. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. *Phys. Lett. B*, 716:1–29, 2012.
- [18] Baur U. and Zeppenfeld D. Unitarity constraints on the electroweak three vector boson vertices. *Phys. Lett. B*, 201(3):383, 1988.

Подписано в печать: 19.12.2016

Заказ № 11737 Тираж - 100 экз.

Печать трафаретная.

Типография «11-й ФОРМАТ»

ИНН 7726330900

115230, Москва, Варшавское ш., 36

(977) 518-13-77 (499) 788-78-56

[www.autoreferat.ru](http://www.autoreferat.ru)