

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

на правах рукописи

КОДОЛОВА ОЛЬГА ЛЕОНИДОВНА

ПРОЦЕССЫ С РОЖДЕНИЕМ ЛЕПТОНОВ И АДРОННЫХ СТРУЙ В РР И АА ВЗАИМО-
ДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ БАК

Специальность 01.04.23 - Физика высоких энергий

АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ на соискание ученой степени доктора
физико-математических наук

2025

Работа выполнена в Объединенном институте ядерных исследований

Официальные оппоненты:

Ведущая организация:

Защита состоится

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке

Автореферат разослан

Учёный секретарь диссертационного совета

Актуальность темы исследования

Стандартная модель (СМ), в ее современном виде, была сформулирована в середине 70-ых годов после экспериментального подтверждения существования кварков на ускорителе SLAC в 1968 г. [1] [2] [3], в то время, как кварковая модель адронов, впервые, была предложена в 1964 г. в работах М.Гелл-Манна и Д.Цвейга [4] [5]. Объединение электромагнитных и слабых взаимодействий было проведено в 1960 г. Ш.Глэшоу включением в теорию нейтрального бозона Z [6], дополненную впоследствии заряженными бозонами [7]. В 1967-1968 гг. С.Вайнберг и Ф.Салам включили механизм Хиггса, предложенный в 1964 г. [8] [9] [10] [11], в объединенную теорию электрослабых взаимодействий [12] и совместно с Ш.Глэшоу завершили математическую формулировку теории электрослабых взаимодействий. Практически одновременно с развитием теории электрослабого взаимодействия происходило развитие теории сильных взаимодействий [13] [14] [15] [16]. Наблюдение W, Z - [X], а также открытие b - [17], t - [18] [19], τ [20] завершило построение Стандартной Модели, и она была принята, как основная модель рождения элементарных частиц. Открытие Хиггс-бозона на БАК [21] [22] являлось окончательным подтверждением правильности подхода. Однако, еще в процессе формирования модели возникли теоретические вопросы, которые невозможно разрешить в рамках модели [23], а также экспериментально были обнаружены явления, которые требовали дополнительных включений в теорию. Поиск новых подтверждений СМ в широком диапазоне энергий, а также явлений, которые не могут быть объяснены СМ, является важной задачей.

Эксперименты БАК характеризуются большими переданными импульсами и, соответственно, предсказанный выход массивных объектов и струй в рамках СМ существенно возрос по сравнению с предыдущими

экспериментами, начиная с первого наблюдения не изотропного выхода частиц на e^+e^- коллайдере SPEAR (SLAC) [24] [25], PETRA [26] [27] [28] [29], затем LEP [30], ISR CERN [31], CERN SPS [32], Tevatron [33], давая возможность существенно расширить предел применимости СМ и, соответственно найти указания на новую физику. Поиск новых явлений (и одновременно подтверждение СМ) может осуществляться разными способами, но в основе, лежит сравнение результатов эксперимента с ожиданием выхода событий в СМ. В свою очередь, это требует хорошего описания процессов СМ с разными топологиями событий в генераторах элементарного взаимодействия, а также достоверной модели детектора и изученных систематических отклонениях в методах реконструкции.

Основной целью диссертации было исследовать процессы с мюонами и струями в конечном состоянии при энергии БАК с целью определить границы применимости СМ.

Исследования включают разработку методов калибровки адронного калориметра, реконструкции струй в pp и AA взаимодействиях, реконструкцию мюонов в условиях большой множественности в AA взаимодействиях, оценка выхода димюонных пар и возможность измерения семейства Y и J/ψ во взаимодействиях тяжелых ионов и, соответственно, возможность регистрации возникновения кварк-глюонной плазмы по выходу кваркониев. В диссертацию также вошли исследования спектров и характеристик адронных струй, поиск редких процессов СМ, таких как электрослабое рождение Z -бозона в сопровождении двух струй и распада бозона Хиггс на два лептона с установлением верхних пределов на сечение в рамках СМ, а также поиск резонансов малой массы в спектре масс димюонов. Работы по реконструкции димюонов во взаимодействиях тяжелых ионов, оценке выхода кваркониев, калибровке адронного калориметра, эффективности реконструкции адронных струй и алгоритмы

реконструкции струй в pp и AA вошли, как главы в монографии эксперимента CMS.

Цели и задачи диссертационной работы

Целью диссертационной работы было изучение процессов Стандартной Модели и поиск возможных отклонений от Стандартной Модели в топологиях с лептонами и струями в конечном состоянии на установке CMS на Большом Адронном Коллайдере с использованием событий протон-протонных соударений, набранных за период с 2010 по 2018 годы при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ.

Научная новизна

Впервые были проведены исследования спектров струй при сверхвысоких энергиях и были проведены сравнения с моделями элементарного взаимодействия в рамках СМ. Впервые был достоверно зарегистрирован процесс электрослабого рождения Z -бозона в сопровождении двух струй, предсказанный СМ. Было получено указание на возможное существование частицы массой 28 ГэВ с распадом на два мюона, не предсказанной в СМ. Подтверждение существования данной частицы требует дополнительных исследований при более высоких энергиях и подтверждения со стороны других экспериментов. В процессе работы были предложены новые методы калибровки адронного калориметра и реконструкции мюонов и струй в pp и AA взаимодействиях.

Теоретическая и практическая значимость

Результаты, полученные в диссертации, в целом, подтвердили применимость СМ при энергиях до ~ 10 ТэВ и, таким образом, ограничили пространство возможностей для Новой Физики, что позволит

скорректировать программу поиска выхода за пределы СМ. Обнаруженный эксцесс событий с массой 28 ГэВ, рожденный в сопровождении b -струи, требует дополнительного подтверждения от других экспериментов.

Разработанные методы калибровки и реконструкции возможно применить на других установках.

Положения, выносимые на защиту

1. Метод калибровка адронного калориметра с помощью физических процессов в течение экспозиции детектора на адронных пучках: установка азимутальной симметрии отклика адронного калориметра с использованием метода моментов.
2. Метод восстановления энергии и направления адронных струй с использованием комбинации поддетекторов: калориметрических и трекерных с помощью вычитания ожидаемого отклика калориметра на энергию частиц.
3. Метод выделения струй и восстановления их энергии в событиях с большой множественностью посредством итерационного вычитания энергии события.
4. Определение границ применимости Стандартной модели по характеристикам спектров и корреляций струй в процессах с рождением адронных струй путем сравнения с результатами вычислений в LO и NLO приближениях по α_s в рамках Стандартной Модели.
5. Определение сечения электрослабого взаимодействия рождения Z -бозонов в сопровождении двух струй при энергиях взаимодействия 7 и 8 ТэВ, а также измерение адронной активности в этом классе событий в сравнении с результатами теоретических расчетов.

6. Определение верхнего предела на сечение процесса рождения бозона Хиггс с распадом на два лептона в рамках Стандартной Модели.
7. Обнаружение нового узкого резонанса с распадом на два мюона в области масс 25-30 ГэВ.
8. Показана возможность использования процесса рождения кваркониумов для поиска возникновения кварк-глюонной плазмы во взаимодействиях тяжелых ионов при энергии БАК.

Степень достоверности и апробации результатов

Достоверность результатов исследования подтверждается тем, что результаты, представленные в диссертации, подтверждены в независимых измерениях, выполненных в эксперименте ATLAS и ALICE на LHC.

Результаты докладывались автором на международных конференциях "LHC Days in Split-2018", "LHC Days in Split-2016", "LHC Days in Split-2014", "LHC Days in Split-2012", "LHC Days in Split-2010", "LHC Days in Split-2006", "ICHEP2006", "ICHEP2008", "LOMONOSOV", "Iran-Turkey Joint Conference on LHC Physics-2017", "Iran-Turkey Joint Conference on LHC Physics-2015", "HCP2005", ICHEP2006. Они также регулярно докладывались автором на международных Workshops Very-High Multiplicity, ОИЯИ, Дубна.

Публикации

Результаты диссертации опубликованы в работах [34] [35] [36] [37] [38] [39] [40] [41] [42] [43] [44] [45] [46] [47] [48] [49] (Гл. 6). Все статьи опубликованы в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК.

Работа автора вошла в главы CMS Physics Technical Design Reports [50] (Книга: Гл. 9.1.5, 9.4.2, 11.4, 11.6.3, 11.8, 11.9).

Личный вклад автора

Автор присоединилась к Коллаборации CMS в 1993 г. к группе по подготовке к поиску и исследованию свойств плотной среды в тяжело-ионных событиях. Автор участвовала в работе по исследованию возможности регистрации димюонных резонансов (семейства Y , J/ψ) при большой загрузке детектора. Автором, совместно с M.Bedjidian (IPNL, L'Univesite Claude Bernards), был создан первый алгоритм реконструкции димюонов трекерной системой эксперимента CMS и показана принципиальная возможность регистрации димюонных резонансов малой массы в событиях тяжелых ионов на установке CMS при энергии БАК ([35] [51] [52] [53] [54]). В 1994 году автором была начата работа по реконструкции струй в тяжелоионных событиях совместно с И.Н.Варданян, Н.А.Кругловым, И.П.Лохтиным и Л.И.Сарычевой [55] [56] [57] [58] [59] [60]. Эти работы привели к созданию автором совместно с И.Н.Варданян, Н.А.Кругловым, А.Н.Никитенко и А.Ульяновым алгоритма “Iterative pileup subtraction algorithm”, который с первого дня старта БАК и по сей день является основным действующим алгоритмом реконструкции струй в рамках тяжело-ионной программы CMS [61] [36] [62]. Также были проведены расчеты по размеру события и определена возможность считывания тяжело-ионных событий установкой CMS [63] [64]. На основании исследований были подготовлены документы, определяющий тяжело-ионную программу [37] [38] [65] [66] [67]. В 2008-2009 гг. автор была выбрана со-руководителем Тяжело-Ионной группы эксперимента CMS. Под руководством автора была проведена завершающая подготовка

первых анализов при столкновении тяжело-ионных пучков. Параллельно, начиная с 2001 года автор активно участвовала в подготовке измерений адронным калориметром CMS, а также в разработке алгоритмов реконструкции адронных струй и, соответственно, в разработке алгоритмов калибровки адронного калориметра и калибровки струй.

В 2001-2007 г. автор была руководителем группы калибровки адронного калориметра и адронных струй в группе HCAL Data Performance Group.

При непосредственном участии автора были разработаны процедуры калибровки и мониторинга адронного калориметра с помощью физических событий [39] и план калибровки адронных струй [68].

Автором был предложен метод моментов для установки азимутальной симметрии откликов сигнала ячеек адронного калориметра с помощью событий без порогов на энергию, собранную в калориметрической ячейке [39]. С момента старта БАК и по настоящее время, автор участвует в калибровке адронного калориметра по азимутальной симметрии в составе группы калибровки HCAL DPG. Автор участвовала в работах по улучшения энергетического разрешения и шкалы адронных струй [69] [70] [71] [72] [73]. Совместно с А.Н.Никитенко и И.Н. Варданян автором был предложен, разработан и поддерживается по настоящее время алгоритм использования треков для измерения энергии струй в CMS детекторе (Jet-Plus-Track) [74] [40]. Jet-Plus-Track является одним из алгоритмов, поддерживаемых CMS [41] [75] и используемых в ряде физических анализов. Автор участвовала не только в разработке, но и в поддержке работы алгоритма, осуществляя калибровку струй, адаптируя q-g дискриминатор и коррекции для идентификации b-струй [76] [48].

Работа автора по подготовке эксперимента вошла в главы CMS Physics Technical Design Reports [51], [65], [50] (Гл. 9.1.5, 9.4.2, 11.4, 11.6.3, 11.8, 11.9) [49] (Гл. 6).

В 2011-2012 и 2014-2015 автор была выбрана со-руководителем группы HSCAL DPG. Под ее руководством осуществлялась разработка алгоритмов реконструкции откликов адронного калориметра, триггерных алгоритмов для адронного калориметра, калибровка откликов адронного калориметра, а также Монте-Карло генерация событий. С 2001 года автор приняла участие в организации компьютерных центров типа Tier2 в системе GRID для обработки данных CMS БАК. Совместно с Е.А.Тихоненко и системными администраторами институтов под руководством В.В.Коренькова и В.А.Ильина автором было организовано 7 центров (ОИЯИ, НИИЯФ МГУ, ИТЭФ, ИЯИ, ИФВЭ, ПИЯФ, Курчатовский институт), часть из которых успешно продолжает свою деятельность и по настоящее время. Автор участвовала в поддержке сайтов во время моделирования событий, обработке данных и перекачке информации в области хранения [77]. Совместно с компьютерными специалистами CMS автор принимал участие в сертификации передачи данных между центрами CMS [78], а также в работе с базами данных [79]. Совместно с ЦЕРН ИТ автор работала над валидацией новых пакетов для мониторинга ресурсов и отслеживания задач на сайтах [80]. С момента старта БАК автор активно принимала участие в анализе данных с мюонами и струями в конечном состоянии [43] [44] [45] [46] [47] [48] [81].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, основной части (десять глав), Заключение, благодарностей и списка литературы. Общий объем диссертации 354 страницы, включая XX рисунков, XX таблиц. Список литературы содержит 450 наименований.

Содержание работы

Во Введении (Глава 1) дается краткое описание Стандартной модели, а также обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках

данной диссертационной работы, формулируются основные задачи работы, научная новизна и практическая значимость результатов.

В Главе 2 даётся краткий теоретико-феноменологический обзор процессов с мюонами и струями в конечном состоянии, исследование которых представлено в диссертации в рамках проверки Стандартной модели и поиска новой физики.

В Главе 3 представлен детектор CMS (Рис.1) с кратким описанием всех его систем. Основная цель при проектировании БАК была выяснить природу нарушения электрослабой симметрии, за которое, как предполагается, отвечает механизм Хиггса. Также, исходя из известных проблем СМ, была надежда найти признаки новых симметрий, которые приведут к расширению СМ, такие, как существование суперсимметричных частиц или дополнительных измерений. Планировался также старт тяжелоионной программы с целью протестировать КХД в условиях большой плотности ядерной материи, температуры и малых x . При планировании детектора учитывалось, что детектор должен был работать не только в условиях большой светимости, но и в условиях малых светимостей, но большой множественности частиц в событии и, соответственно, существование определенных требований к сегментации, радиационной стойкости, стабильности работы. Компоненты детектора CMS представлены на рисунке 1 и описаны в [XXXX]. Основная особенность установки CMS заключается в сильном магнитном поле (3.8 Т), которое позволило сделать детектор достаточно компактным. Внутри соленоида находятся трекерная система, перекрывающая область псевдобыстрот ($|\eta| < 2.5$) и состоящая из кремниевых детекторов (пиксельные детекторы близко от вершины взаимодействия и стриповые детекторы) и центральная калориметрическая система, которая состоит из электромагнитного калориметра, состоящего из кристаллов фольфрамата свинца, и адронного калориметра, состоящего из

слоев латуни перемежаемых со слоями сцинтиллятора. Центральная калориметрическая система покрывает область псевдобыстрот $|\eta| < 3$.

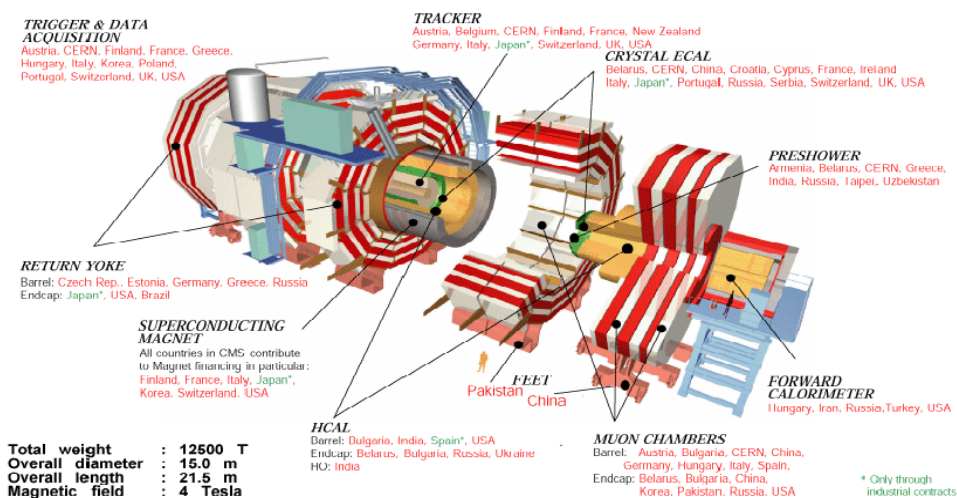


Рисунок 1. Детектор CMS

Железный передний калориметр с кварцевыми фибрами, считываемыми фотоумножителями, расширяет калориметрическую систему до $|\eta| = 5$. В области бочки за пределами соленоида расположен внешний калориметр, задача которого регистрировать остаточные ливни от энергичных частиц и струй. Мюоны идентифицируются в газовой ионизационных детекторах, вставленных в стальное ярмо магнита снаружи магнитного соленоида. Разрешение по поперечному импульсу для заряженных частиц составляет 1-2% в зависимости от области детектора.

Глава 4 посвящена калибровке адронного калориметра с помощью физических процессов. Начальная калибровка адронного калориметра производится на тестовых пучках и с помощью радиоактивного источника. В процессе экспозиции адронного калориметра отклик калориметра на одну и ту же энергию изменяется. Причины изменений включают в себя радиоактивное облучение, старение фотокатодов фотодетекторов, старение сцинтиллятора и оптоволокон, а также изменения конфигурации оборудования во время выключения. Из-за сложной структуры адронного

калориметра HCAL, его большого покрытия по углам, неоднородности материала перед калориметрами и ограниченного применения тестовых систем, необходимо использовать дополнительные методы, желательно по времени совпадающие со взятием данных для физического анализа. Поэтому большое значение имеет применение физических процессов с известным депозитом энергии в адронном калориметре. Такие измерения позволяют стабилизировать отклик калориметра во время его длительной экспозиции. Также необходимо использовать несколько методов, разные наборы данных и учитывать нелинейность энергетического отклика HCAL. Калибровка адронного калориметра начинается с установки азимутальной симметрии отклика адронного калориметра, для которой используются два взаимодополняющих метода - итерационный метод и метод моментов. После установления азимутальной симметрии откликов производится калибровка шкалы энергии ячеек калориметра с помощью разных методик, использующих процессы с известной энергетической шкалой: изолированные треки, масса Z . Принципы калибровки с помощью физических процессов продемонстрированы на данных, собранных в течение 2016 года при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, что соответствует интегральной светимости до 35.9 фб^{-1} [39]. Особое внимание уделяется установлению азимутальной симметрии отклика калориметра при помощи моментов распределения по энергии в ячейках калориметра с использованием данных без порогов на энергию в ячейке. Метод использует первый или второй центральный момент распределения энергии, собранной в ячейке калориметра, и основан на аддитивности средних и дисперсий сигнала и шума при использовании данных без порога на энергию в ячейке (Формулы 1-3 для метода второго момента).

$$C_{i\eta,j\varphi} = \sqrt{\frac{\frac{1}{N\varphi} \sum_{j\varphi} \Delta^2 R_{i\eta,j\varphi}}{\Delta^2 R_{i\eta,j\varphi}}} \quad (1)$$

где

$$\Delta^2 R_{i\eta,j\varphi} = \langle \Delta^2(E_{i\eta,j\varphi}^{Signal}) + \Delta^2(E_{i\eta,j\varphi}^{Noise}) \rangle - \langle \Delta^2(E_{i\eta,j\varphi}^{Noise}) \rangle \quad (2)$$

Предполагая отсутствие корреляции между шумом и сигналом, получаем:

$$\Delta^2 R_{i\eta,j\varphi} = \langle \Delta^2(E_{i\eta,j\varphi}^{Signal}) \rangle \quad (3)$$

Нужно отметить, что оценка шума является критической для метода второго момента.

Данный метод работает для установки азимутальной симметрии ячеек калориметра с 2010 года. Калибровочные коэффициенты для ячеек адронного калориметра вычисляются, как взвешенное среднее между итерационным методом и методом моментов.

В главе 5 представлено краткое описание реконструкции событий в эксперименте CMS с детальным описанием алгоритма реконструкции струй с использованием всех систем (JetPlusTrack), а также алгоритма реконструкции струй в тяжелоионных событиях с итерационным вычитанием энергии пьедестала. CMS ECAL и HCAL имеют различный отклик для электронов/фотонов и адронов, что, в свою очередь приводит к нелинейному отклику калориметрической системы на энергию струй. Пороги, которые накладываются на энергию, выделившуюся в ячейках калориметра, усиливают нелинейность отклика калориметра на энергию потока частиц. За счет этих порогов калориметрическая энергия струи деградирует на 30%(6%) для струй 30(300) ГэВ соответственно. Кроме того, заряженные частицы вымываются из конуса струи из-за магнитного поля (рисунок 2). Для восстановления энергии и направления струй в алгоритме JetPlusTrack были введены следующие поправки: (1) коррекция потерь энергии калориметрической струи, $E^{\text{raw calojet}}$ из-за порогов на энергию, выделившуюся в ячейках калориметра, введенная, как мультипликативный фактор, зависящий от p_t

и η струи; (2) вычитание среднего отклика калориметра на энергию заряженной частицы, для частиц, находящихся в конусе струи, как на уровне вершины, так и на уровне калориметра и добавление взамен импульса треков [74]; (3) добавление энергии треков, выкинутых магнитным полем из конуса струи; (4) вычитание среднего отклика калориметра на энергию заряженной частицы, которая была внесена в конус струи на уровне калориметра магнитным полем, но не входит в струю на уровне вершины; (5) поправки, связанные с неэффективностью реконструкции треков; (6) мюоны и электроны в струе корректируются отдельно от основной части заряженных частиц.

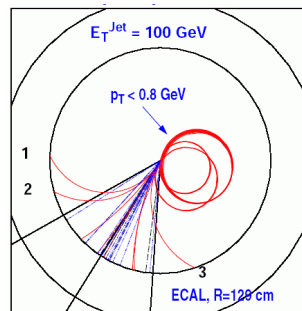


Рисунок 2. Схематичное изображение струи в детекторе.

Алгоритм не поправляет вклад нейтральных адронов в отклик калориметра на струю. Поскольку, их вклад в струю составляет около 10%, а дефицит собранной энергии будет меньше 50%, то из-за нейтральных адронов энергия струи меньше реальной на величину примерно равную 5%. Аналогичный алгоритм, ParticleFlow [XXX], который использует все детекторные системы, но требует выделения отдельных кластеров в калориметре, был также разработан для CMS. На рисунке 3 представлены дополнительные коррекции, необходимые для чисто калориметрических струй, ParticleFlow, JetPlusTrack струй. Видно, что шкала энергии и разрешение по энергии близки для этих ParticleFlow, JetPlusTrack алгоритмов.

JetPlusTrack алгоритм использовался в ряде физических анализов и

является дополнительным алгоритмом к ParticleFlow в эксперименте CMS.

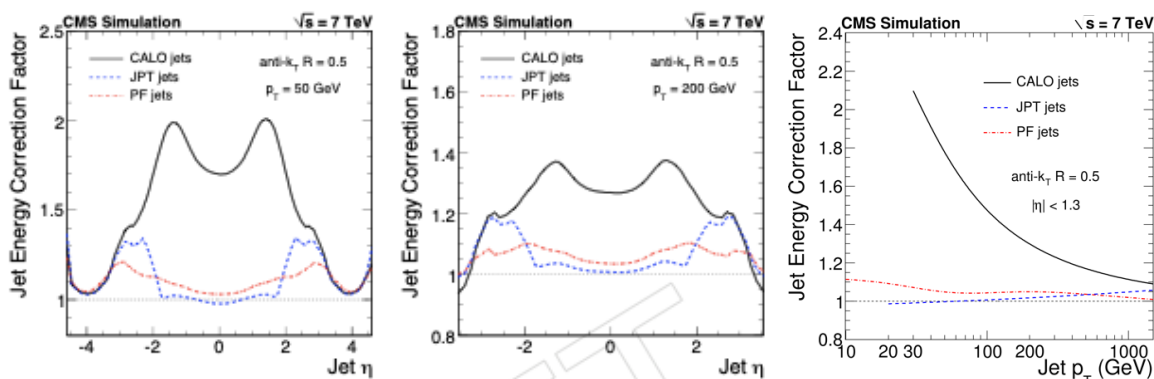


Рисунок 4. Зависимость коррекции от псевдобыстроты для разного типа струй с $p_T=50$ ГэВ (слева), $p_T=200$ ГэВ (центр), от p_T струй (слева), полученных с помощью моделирования события и детектора и реконструированных anti- K_T алгоритмом с $R=0.5$.

Итерационный алгоритм вычитания дополнительной энергии от события с большой множественностью (АА-взаимодействия) или большого потока дополнительных событий (высокая светимость БАК) представляет собой вариант итерационной техники «вычитания шума/пьедестала». Первоначально среднее значение энергии и средняя дисперсия в ячейке рассчитываются для всех η -колец, т.е. определяется пьедестал как функция η ($P(\eta)$). Затем значение функции пьедестала ($P(\eta)$) вычитается из всех ячеек, и струи находятся из оставшихся непустых ячеек любым алгоритмом поиска струй. Отбираются струи с $E_T > E_{Tcut}$, где E_{Tcut} определяется исходя из максимальной энергии от события, выделяющейся в области струи (30 ГэВ в событиях Pb-Pb, 10 ГэВ в pp). После отбора струй, пьедестал пересчитывается из ячеек, не занятых струями. На рисунке 4 представлено Число струй, реконструированных в центральном АА событии без вычитания подложки (слева), с вычитанием подложки (центр), восстановленная энергия струй в зависимости от истинной

энергии без АА события и с добавлением АА события, найденные с помощью итерационного алгоритма.

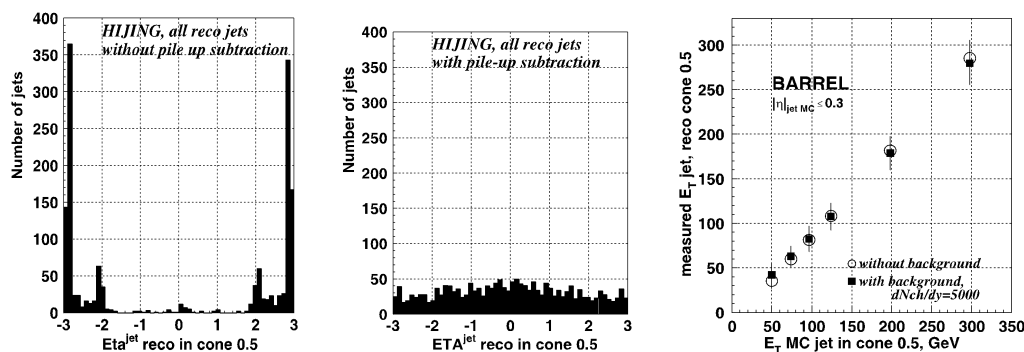


Рисунок 4. Число струй, реконструированных в центральном АА событии без вычитания подложки (слева), с вычитанием подложки (центр), восстановленная энергия струй в зависимости от истинной энергии без АА события и с добавлением АА события, найденные с помощью итерационного алгоритма.

Без итерационного вычитания подложки большой поток фальшивых струй концентрируется в передней области.

В Главе 6 представлены спектры и угловые распределения струй при энергии 7, 8 и 13 ТэВ. Измерение инклюзивного дифференциального поперечного сечения струи в зависимости от разных кинематических переменных (p_T , y , η) является важным методом проверки стандартной модели (СМ) на адронных коллайдерах [82] [83]. Энергия струй, доступная при энергиях столкновения на Большом адронном коллайдере (БАК), позволяет достичь наименьших возможных x , что в свою очередь дает возможность существенно ограничить плотность распределения поперечных импульсов партонов в протоне и константу сильной связи. Полностью скорректированное инклюзивное сечение струй представлено на **рис. 5**. На **5 (слева)** показаны спектры струи по p_T между 18 и 1100 ГэВ, падающие на 10 порядков величины, и для шести различных интервалов быстроты. Сравнение с теоретическим предсказанием в приближении NLO, скорректированное

ным с учетом непертурбативных эффектов, можно увидеть на рис. 5 (справа), который представляет отношение спектров по p_T струй, построенных для данных, к теоретическому предсказанию для каждого из шести интервалов быстроты. Общая теоретическая систематическая неопределенность для предсказаний накладывается в виде сплошных линий выше и ниже единицы, а общая систематическая неопределенность из-за экспериментальных эффектов центрируется вокруг данных в виде заштрихованной полосы. Основные предсказания даны для наборов CT10, MSTW2008NLO и NNPDF2.0 PDF. В пределах экспериментальной и теоретической неопределенности предсказания согласуются с данными для широкого диапазона p_T и быстроты струи, хотя, нужно отметить, что предсказания систематически превышают данные.

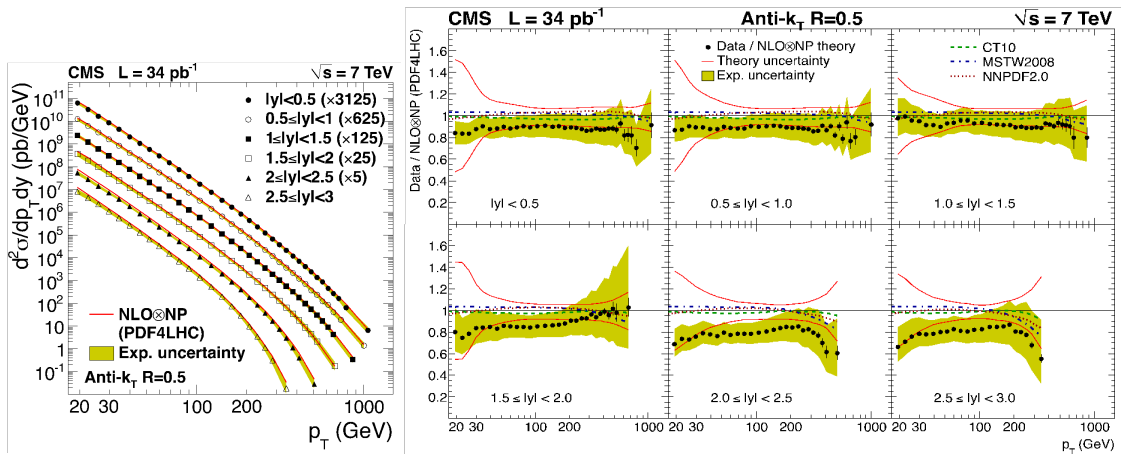


Рисунок 5. Зависимость восстановленных инклюзивных дифференциальных сечений рождения струй от p_T для шести различных интервалов быстроты, масштабированная с помощью факторов, показанных в легенде, для более удобного просмотра (слева). Зависимость отношения восстановленных дифференциальных сечений струи по p_T к теоретическому предсказанию от p_T (справа). Экспериментальные статистические неопределенности представлены в виде вертикальных линий. Экспериментальная систематическая неопределенность представлена заштрихованной областью.

Сплошные линии представляют общую теоретическую систематическую неопределенность.

Многоструйные конечные состояния играют важную роль в проверке СМ, а также в поисках новой физики. Теоретические предсказания многоструйных событий основаны на вычислении матричного элемента (МЕ) в соответствующем порядке теории возмущений, дополненном партонным ливнем (PS) и адронизацией для аппроксимации вкладов более высокого порядка в сечение процесса. Для изучения излучения струй в многоструйных событиях были введены две наблюдаемые, чувствительные к динамическим свойствам многоструйных конечных состояний: (1) отношение поперечного импульса третьей струи j_3 к поперечному импульсу второй струи j_2 (p_{T3}/p_{T2}); (2) угловое расстояние между осями струй j_2 и j_3 ($\Delta R_{23} = \sqrt{(y_3 - y_2)^2 + (\varphi_3 - \varphi_2)^2}$) в фазовом пространстве быстроты - азимутального угла, (y-φ). Эти переменные изучались на двух различных выборках событий: трехструйные события, при энергиях в центре масс 8 и 13 ТэВ ($p_{Tj1} > 510$ ГэВ, $|y_{j1}| < 2.5$; $p_{Tj2} > 30$ ГэВ, $|y_{j2}| < 2.5$; $p_{Tj3} > 30$ ГэВ, $|y_{j3}| < 2.5$, $2.14 < \Delta\phi_{12} < \pi$) и событиях $Z + 2$ струи при энергии в центре масс 8 ТэВ ($p_{TZ=j1} > 80$ ГэВ, $|y_Z| < 2$; $p_{Tj2} > 80$ ГэВ, $|y_{j2}| < 1$; $p_{Tj3} > 20$ ГэВ, $|y_{j3}| < 2.4$, $2 < |\Delta\phi_{Z,2}| < \pi$) в сравнении с теоретическими КХД расчетами в первом приближении теории возмущений (LO) или в следующем за первым (NLO) приближении, дополненными партонным ливнем, многопартонными рассеяниями и адронизацией. События разделялись по различным категориям, используя эти две наблюдаемые: (1) мягкое или жесткое излучение партонов определяется по величине отношения импульсов p_{T3}/p_{T2} ; (2) излучение под малым или большим углом определяется по величине углового расстояния ΔR_{23} . В соответствии с этой классификацией можно ожидать, что события с небольшим излученным поперечным импульсом, p_{Tj3} , и под небольшим углом излучения, ΔR_{23} , могут быть

хорошо описаны партонным ливнем, в то время как события с жестким p_{Tj3} и большим углом излучения зависит от матричного элемента. События с большим p_{Tj3} и небольшим ΔR_{23} , или небольшим p_{Tj3} и большим ΔR_{23} чувствительны как к описанию партонного ливня, так и к матричному элементу. На рисунках 6,7 представлены распределения по p_{Tj3}/p_{Tj2} при излучении под малым углом ($\Delta R_{23} < 1.0$) и большим углом ($\Delta R_{23} > 1.0$) для трехструйных событий (рис.6) и для событий Z+2 струи (рис.7). Трехструйные события нормированы на интеграл гистограммы, тогда как события Z+2 струи нормированы на число событий $Z + \geq 1$ струя.

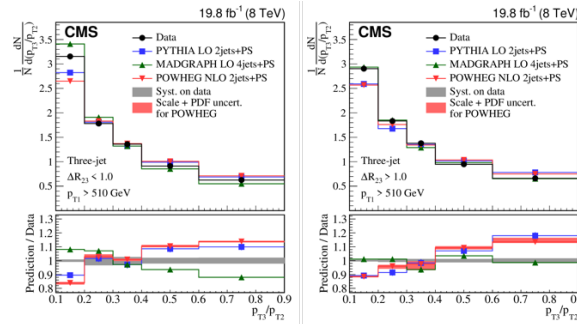


Рисунок 6: Распределение по p_{Tj3}/p_{Tj2} при излучении под малым углом ($\Delta R_{23} < 1.0$) слева, p_{Tj3}/p_{Tj2} при излучении под большим углом ($\Delta R_{23} > 1.0$) справа для трехструйных событий при энергии 8 ТэВ.

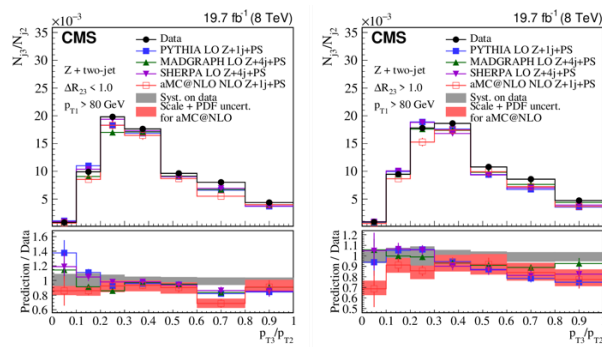


Рисунок 7. Распределение по p_{Tj3}/p_{Tj2} при излучении под малым углом ($\Delta R_{23} < 1.0$) слева, p_{Tj3}/p_{Tj2} при излучении под большим углом ($\Delta R_{23} > 1.0$) справа для событий Z+2 струи при энергии 8 ТэВ

Широкоугольное излучение (большой ΔR_{23}) и жесткое излучение

(большой p_{T3}/p_{T2}) хорошо описываются расчетами матричного элемента (LO4jets+PS) в то время, как описание излучения партона в подходе с развитием чисто партонного ливня не описывают данные. Коллинеарная область (малые ΔR_{23}) хорошо описывается подходом с развитием партонного ливня (LO2jets+PS и NLO2jets+PS) в то время, как расчеты матричного элемента в фиксированном порядке теории возмущений (LO4jets+PS) показывают четкие отклонения от измерений, сделанных в данных. В мягкой области (малый p_{T3}/p_{T2}) подходы развития партонного ливня описывают данные также в широкоугольной области (весь диапазон в ΔR_{23}), в то время как для больших p_{T3}/p_{T2} необходимы вычисления матричного элемента в приближении теории возмущений более высокого порядка. Формы распределения струй для процесса $Z + 2$ струи достаточно хорошо описаны всеми протестированными генераторами. Однако мы наблюдаем недооценку выхода третьей струи j_3 для случая жесткого излучения (большие p_{T3}/p_{T2}), как в коллинеарной, так и в широкоугольной областях, которая частично компенсируется за счет фоновых событий от рождения топ-кварков и дибозонов (вклад от 2 до 10%). Данное исследование показывает, насколько хорошо коллинеарные, мягкие и широкоугольные жесткие области описываются разными подходами, и ясно указывает на преимущества разных подходов. Различные кинематические области и различный начальный состав могут быть причиной того, что многоструйные измерения менее хорошо описываются теоретическими предсказаниями по сравнению с измерениями процесса $Z+2$ струи. Измерение также иллюстрирует, что испытанные методы объединения расчетов матричного элемента, дополненные вычислениями партонного ливня еще не являются оптимальными для описания всей области фазового пространства. Результаты представлены в HEPData.

В Главе 7 представлены измерения сечения электрослабого рождения Z

бозона в сопровождении двух струй, а также адронная активность в событиях Z -струи при энергии взаимодействий 7 и 8 ТэВ, при распаде Z -бозона на $\mu^+\mu^-$ или e^+e^- , используя выборку данных, соответствующей интегральной светимости 5.1 и 19.8 fb^{-1} для моды распада $\mu^+\mu^-$ и 5.0 и 19.8 fb^{-1} для моды распада e^+e^- , соответственно. При энергии взаимодействия протонов на БАК сечение процесса электрослабого рождения Z бозона в сопровождении струй (обозначение EW, в четвертом порядке теории возмущений по константе связи - α_{EW}^4) стало достаточно велико, чтобы отделить этот существующий в СМ процесс от процессов сильного взаимодействия СМ (процесс Дрелл-Яна, Zjj , во втором порядке теории возмущений по константе связи электрослабого взаимодействия и втором порядке теории возмущений по константе связи сильного взаимодействия - $\alpha_{EW}^2 \alpha_S^2$). Этот процесс становится возможным выделить из фона сильных взаимодействий, если отбирать определенную часть фазового пространства – две энергичные струи, разделенные по быстроте и, требуя подавленную адронную активность в быстрой промежуточной области между струями. Дополнительным требованием является большая инвариантная масса двух струй, M_{jj} [84] [85]. Сечение извлекается в предположении, что теория правильно описывает форму кинематических распределений доминирующего фона при рождении Z -бозона во втором порядке теории возмущений в процессе Дрелла – Яна, т. е. рождение Z бозона в сопровождении двух струй в СМ. События, собранные при 7 ТэВ, анализировались с использованием двух методов извлечения сигнала (аппроксимация двухструйной массы Монте-Карло распределениями и многофакторный анализ) и двух разных струйных алгоритмов ParticleFlow, JetPlusTrack. Для событий, собранных при 8 ТэВ, используется только многофакторный анализ. Также, в процедуру анализа были внесены значительные модификации. В частности, было проведено исследование по улучшению моделирования фоновых процессов, например, используя другие генераторы событий, а также

использовались контрольные области в данных для оценки основного фона $DY\ Zjj$. Дополнительно был использован метод оценки фона из данных, основанный на подобии процессов фотон+струи и Z +струи. Измеренное сечение при энергии столкновений 7 ТэВ, $\sigma_{\text{meas}} = s \times \sigma_{\text{MadGraph}}(EW\ lljj)$, где s – это сила сигнала, полученная с помощью многофакторного анализа, а $\sigma_{\text{MadGraph}}(EW\ lljj) = 162$ фб на каждый канал распада бозона на лептоны получено с помощью программы MadGraph с использованием распределения партонов CTEQ6L1 со следующими отборами на уровне партонов: $m_{ll} > 50$ ГэВ, $p_T^j > 25$ ГэВ, $|\eta^j| < 4.0$, $m_{jj} > 120$ ГэВ. Эти требования увеличивают эффективность выделения сигнала относительно отборов, используемых при анализе данных, в то же время сохраняя пренебрежимо малой фракцию событий, которые бы не прошли отборы на уровне партонов, но прошли отборы на уровне реконструированных объектов. Сечение в каналах $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- было скомбинировано и усредненное сечение для pp -столкновений при энергии 7 ТэВ равно:

$$\sigma^{EW} = 154 \pm 24 \text{ (стат)} \pm 46 \text{ (сист)} \pm 27 \text{ (теория)} \pm 3 \text{ (светимость)} \text{ фб.}$$

Измеренное сечение согласуется с теоретическим $\sigma_{\text{VBFNLO}}(EW\ lljj) = 166$ фб, рассчитанным в следующем приближении КХД, используя те же отборы на уровне партонов ($m_{ll} > 50$ ГэВ, $p_T^j > 25$ ГэВ, $|\eta^j| < 4.0$, $m_{jj} > 120$ ГэВ), что и в моделировании с помощью программы MadGraph, с функцией распределения партонов CT10. Значимость полученного сечения равна 2.6 стандартным отклонениям. Это первое измерение процесса электрослабого рождения бозона Z в сопровождении двух тагирующих струй. Аналогично, сечение в каналах $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- было скомбинировано для данных при энергии pp -столкновений 8 ТэВ и усредненное сечение для pp -столкновений при энергии 8 ТэВ для отборов $M_{ll} > 50$ GeV, $M_{jj} > 120$ GeV, $p_T^j > 25$ ГэВ, $|\eta^j| < 5$ равно:

$$\sigma(EW \parallel jj) = 174 \pm 15 \text{ (стат)} \pm 40 \text{ (сист)} \text{ фб} = 174 \pm 42 \text{ (суммарная)} \text{ фб},$$

что согласуется с предсказаниями СМ $\sigma_{LO}(EW \parallel jj) = 208 \pm 18 \text{ фб}$. Гипотеза об отсутствии сигнала исключается со значимостью 5σ .

Нужно отметить, что впервые было достоверно измерено электрослабое рождение Z-бозона при энергиях 7 и 8 ТэВ – процесс, предсказанный в СМ.

Для измерения адронной активности в процессе $Z + \text{jets}$ вводятся наблюдаемые, называемые «область глюонной радиации»: (i) число струй, N_j , (ii) полная скалярная сумма поперечных импульсов струй, восстановленных в пределах $|\eta| < 4.7$, HT, (iii) $\Delta\eta_{j1j2}$ между двумя струями с $p_T > 40$ ГэВ, которые охватывают наибольший промежуток псевдобыстроты в событии (необязательно, чтобы это были две струи с наибольшим p_T), и (iv) косинус азимутальной разности углов, $\cos|\varphi_{j1} - \varphi_{j2}| = \cos(\Delta\varphi_{j1j2})$, для двух струй с критерием (iii). Эти наблюдаемые исследуются в соответствии с предписаниями и предложениями в работе [86], где зависимость модели оценивается путем сравнения прогнозов из программ MCFM, PYTHIA, ALPGEN [87] + PYTHIA и HEJ [88]. Наблюдаемые значения N_j , HT, $\Delta\eta_{j1j2}$ и $\cos(\Delta\varphi_{j1j2})$ измеряются для струй с $p_T > 40$ ГэВ. События должны соответствовать критериям отбора бозонов $Z_{\mu\mu}$ и Z_{ee} . При энергии взаимодействия 8 ТэВ, при которой сигнал от электрослабого рождения Z-бозона выделен с достаточной достоверностью, измерения были дополнены исследованием дополнительной адронной активности, а также исследованием количества и характеристик струй между двумя тагирующими струями. Измерения струйной активности были проведены разными методами при энергиях взаимодействия 7 и 8 ТэВ и находятся в согласии с моделированием с помощью генератора элементарного взаимодействия MADGRAPH с партономным ливнем и адронизацией с помощью PYTHIA.

Данный результат важен не только с точки зрения проверки КХД, но и для оптимизации запрета на выход центральных струй при поиске бозона Хиггса.

Работа была опубликована в CERN Courier [89].

Глава 8 посвящена поиску бозона Хиггса с распадом на два мюона или на два электрона, который в сочетании с убедительными доказательствами распадов нового бозона на $\tau^+\tau^-$ [90] [91], может дать ответ на вопрос пропорциональны ли константы связи при распаде нового бозона на лептоны массе лептона, как предсказывается в СМ. Кроме того, измерение распада $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ позволяет исследовать константы связи Юкавы бозона Хиггса с фермионами второго поколения, что является важным вкладом в понимание механизма нарушения электрослабой симметрии в СМ [92] [93]. Отклонения от ожиданий СМ могут быть индикацией реализации сценария расширения СМ (BSM) [94] [95]. Поиск распада $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ в рамках СМ выполнялся по данным, соответствующим интегральной светимости $5.0 \pm 0.1 \text{ фб}^{-1}$ при энергии центра масс 7 ТэВ и $19.7 \pm 0.5 \text{ фб}^{-1}$ при энергии центра масс 8 ТэВ, а для распада $H \rightarrow e^+e^-$ поиск выполнялся только по данным при энергии центра масс 8 ТэВ. Резонанс в обоих модах распада искался, как пик в спектре масс дилептонов, m_{ll} , поверх плавно падающего спектра фоновых событий, в котором преобладают вклады от процессов Дрелла-Яна, процессов рождения топ-анти топ пар и процессов образования пар векторных бозонов. Для распада на два электрона рассматривались также фоновые события, связанные с неправильной идентификацией электронов и с $H \rightarrow \gamma\gamma$, вклад от которого оценивался по Монте-Карло и является незначительным по сравнению с другими фонами, но превышает сигнал от $H \rightarrow e^+e^-$. Фракция фазового пространства сигнала в апертуре установки и эффективность отбора оцениваются с помощью моделирования методом Монте-Карло (МС), а фон определяется путем

подгонки наблюдаемого спектра масс, m_{ll} , в данных, используя гладкую функциональную форму. Для повышения эффективности отбора сигнала события были разделены на отдельные категории, оптимизированные для улучшения возможности регистрации доминирующего канала рождения Хиггса через слияние глюонов (GF) и следующего за ним по вероятности канала рождения бозона Хиггс через слияние векторов бозонов (VBF). Рождение бозона Хиггса в сочетании с векторным бозоном (VH) учитывался в анализе $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$, хотя специальной оптимизации категорий для этого канала рождения не производилось. Помимо m_{ll} , наиболее существенными переменными для разделения сигнала бозона Хиггса и фона от процесса Дрелла – Яна и рождения топ-антитоп пар, $t\bar{t}$, являются множественность струй, поперечный импульс дилептона (p_T^{ll}) и инвариантная масса двух струй с наибольшим поперечным импульсом (m_{jj}). События также разделяются на категории по разрешению по m_{ll} , по кинематике струй и лептонов. Для оценки выхода сигнала спектр инвариантной массы двух мюонов (m_{ll}) представлялся, как сумма параметризованного сигнала и функции, описывающей форму фона. Фитирование выполнялось одновременно во всех категориях. Поскольку в интересующем диапазоне масс естественная ширина бозона Хиггса уже, чем разрешение детектора, форма m_{ll} зависит только от разрешения детектора и излучения в конечном состоянии. Двойная функция Гаусса выбрана для параметризации формы сигнала. Параметры, которые определяют форму сигнала, оцениваются путем подгонки функции двойного Гаусса к моделированным выборкам сигнала. Форма фона, в которой доминирует процесс Дрелл – Яна, моделируется функцией $f(m_{ll})$, которая является суммой функции Брейта – Вигнера и функции $1/m_{ll}^2$, для моделирования вклада Z-бозона и фотона, оба вклада умножаются на экспоненциальную функцию, чтобы учесть влияние функций распределения партонов, на распределение m_{ll} . Эта

функция представлена в следующем уравнении и включает в себя параметры λ , β , m_Z и Γ :

$$f(m_{ll}) = \beta C_1 e^{-m_{ll}} \frac{1}{(m_{ll}-m_Z)^2 + \frac{m_{ll}^2}{4}} + (1 - \beta) C_2 e^{-m_{ll}} \frac{1}{m_{ll}^2} \quad (1)$$

Коэффициенты C_1 и C_2 оцениваются для каждой категории и взяты так, чтобы интеграл каждого из двух членов уравнения был нормирован на единицу в диапазоне масс от 110 до 160 ГэВ.

Ожидаемые и наблюдаемые верхние пределы на сечения СМ

($\sigma(8 \text{ ТэВ}) B(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)$, $\sigma(8 \text{ ТэВ}) B(H \rightarrow e^+ e^-)$, $\sigma(7 \text{ ТэВ} + 8 \text{ ТэВ}) B(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)$) для интервала массы бозона Хиггса от 120 до 150 ГэВ показаны на рис. 8.

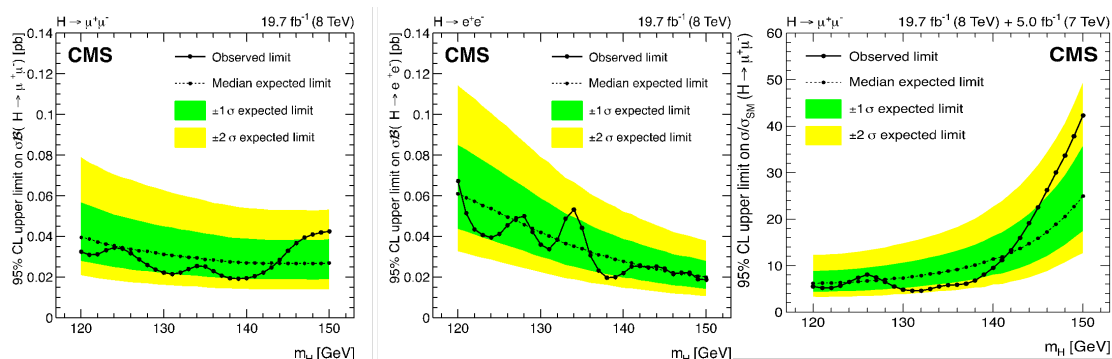


Рисунок 8. Наблюдаемое на 95% уровне достоверности ограничение

на сечение рождения бозона Хиггс с распадом $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ при энергии 8 ТэВ (слева), с распадом $H \rightarrow e^+ e^-$ (центр) при энергии 8 ТэВ, с распадом $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ при энергии 7 и 8 ТэВ в сравнении с ожидаемыми ограничениями в предположении фона от СМ для диапазона масс 120-150 ГэВ. Теоретические неопределенности сечений и вероятности распада не учитываются, а относительные вклады GF, VBF и VH такие, как предсказаны в СМ.

Никакого значимого сигнала $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ не наблюдалось. Верхние пределы установлены для уровня сигнала на 95% доверительном уровне. Результаты представлены для массы бозона Хиггса между 120 и 150 ГэВ. Суммарный наблюдаемый предел силы сигнала для бозона Хиггса с

массой 125 ГэВ составляет 7.4, в то время как ожидаемый предел составляет $6.5^{+2.8}_{-1.9}$. Предполагая сечение процесса в СМ, это значение соответствует верхнему пределу 0.0016 для $V(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)$. Для массы бозона Хиггса, равной 125 ГэВ, наилучшая сила сигнала составляет $0.8^{+3.5}_{-3.4}$. В канале $H \rightarrow e^+ e^-$ распады бозона Хиггса в СМ слишком редки, чтобы их обнаружить, и сигнал не наблюдается. Для массы бозона Хиггса 125 ГэВ верхний предел с доверительным уровнем в 95%, равный 0.041 пб, установлен при энергии 8 ТэВ. Предполагая сечение процесса в СМ, это значение соответствует верхнему пределу $V(H \rightarrow e^+ e^-)$ равному 0.0019, что примерно в 3.7×10^5 раз превышает предсказание СМ. Для сравнения, для $H \rightarrow \mu^+ \mu^-$ наблюдаемый верхний предел 95% доверительного уровня для $\sigma V(H \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ составляет 0.033 пб (используя только данные 8 ТэВ), что в 7.0 раз превышает ожидаемое сечение бозона Хиггса в СМ.

В Главе 9 представлены результаты поиска димюонных резонансов с массой 20-70 ГэВ, рожденных в сопровождении b-струй. В процессе поиска псевдоскалярного бозона в интервале масс 20-70 ГэВ, рожденного в ассоциации с двумя струями и распадающегося на два разнозарядных мюона $pp \rightarrow bbA$, $A \rightarrow \mu\mu$, при энергии столкновений $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ [96] было обнаружено превышение числа событий в спектре масс димюонов над предсказаниями СМ для событий с 1 b- струей с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| \leq 2.4$ и запретом на существование других струй с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| \leq 2.4$. Экссесс событий относительно фона увеличился после добавления требования на существование струй с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ в передней области, $|\eta| > 2.4$ (SR1). Была рассмотрена также и другая категория событий (SR2) с двумя мюонами противоположного знака, 1 b-струей и дополнительная струя с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| \leq 2.4$, отсутствие струй с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| > 2.4$, порог на потерянную поперечную энергию $< 40 \text{ ГэВ}$. На рисунке 9 представлены спектры масс двух мюонов для двух категорий событий SR1, SR2. На

рисунке видно хорошее согласие между данными и моделированием в диапазоне масс от 12 до 24 ГэВ и выше 34 ГэВ. Превышение данных над фоном от СМ наблюдается в диапазоне масс $\approx 26\text{--}32$ ГэВ, что шире, чем можно было ожидать от узкого резонанса.

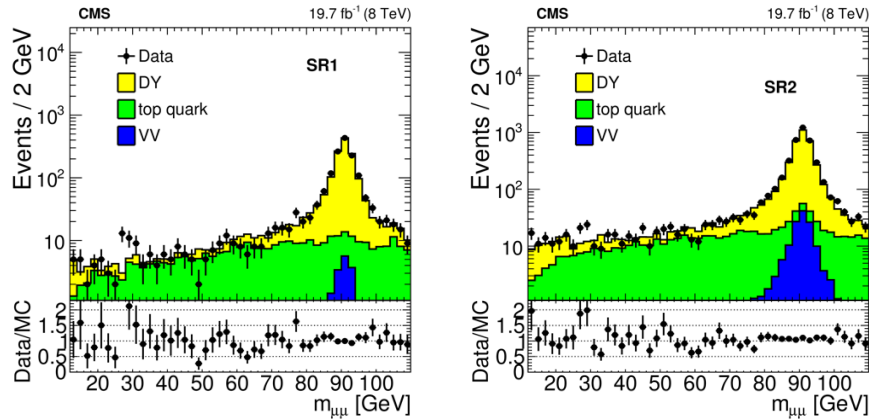


Рисунок 9. Распределение по массе двух мюонов в SR1 (слева) и SR2 (справа) при энергии столкновений 8 ТэВ вместе с ожиданием фоновых событий, основанном на моделировании.

Для оценки характеристик возможного сигнала в области, где виден избыток событий, спектры по массе в данных были аппроксимированы функцией, представляющей из себя сумму сигнала, свертка функции Брейта – Вигнера (форма резонанса) и распределения Гаусса (детекторное разрешение), и фона (полином). Чтобы количественно охарактеризовать потенциальный избыток событий, использовалась функция максимального правдоподобия для спектра масс димюонов $m_{\mu\mu}$ в диапазоне 12–70 ГэВ:

Результаты подгонки SR1 и SR2 в диапазоне $12 < m_{\mu\mu} < 70$ ГэВ для анализа при энергии столкновений 8 ТэВ показаны на рисунке 10. Локальная значимость избытка событий, обнаруженного в SR1 с массой 28.4 ± 0.6 ГэВ и шириной 1.9 ± 1.3 при энергии центра масс 8 ТэВ, составляет 4.2 стандартных отклонения. Глобальная значимость, 3.0 стандартных отклонений, оценивается с учетом эффекта поиска в другом месте (Look-elsewhere-

effect или LEE) [97] для данного диапазона масс димюонов и диапазона ширины сигнала 0.5–2.0 ТэВ. При оценке глобального значения не учитывались все критерии отбора события, а потому данная величина может рассматриваться только как частичный учет LEE. Величина локальной значимости, наблюдаемая в SR2 с массой 28.2 ± 0.7 и шириной 1.9 ± 1.1 при энергии 8 ТэВ, составляет 2.9 стандартных отклонений.

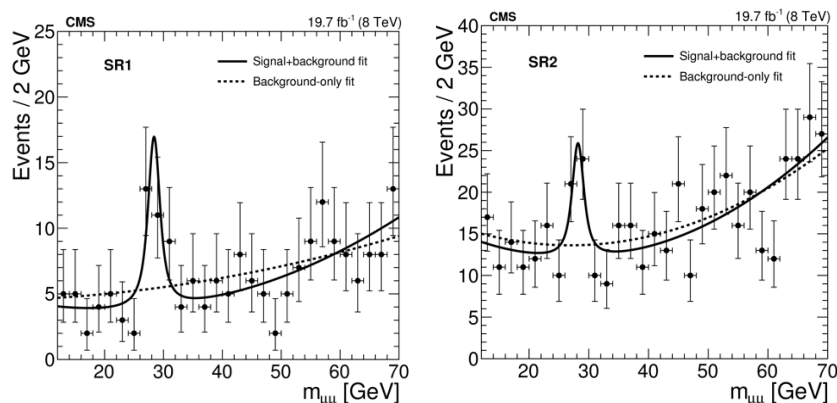


Рисунок 10. Распределение по массе двух мюонов в SR1 (слева) и SR2 (справа) при энергии столкновений 8 ТэВ вместе с результатом аппроксимации суммой сигнала и полинома.

В дальнейшем, без каких-либо изменений эти категории были применены к событиям, набранным при энергии БАК 13 ТэВ в 2016 году. Небольшое превышение данных над фоном в первой категории событий наблюдается при массе 27.2 ± 0.6 и шириной 0.7 ± 1.0 при энергии 13 ТэВ и соответствует локальной значимости 2.0 стандартного отклонения, тогда как во второй категории наблюдался дефицит событий с локальной значимостью 1.4 стандартных отклонения. Были оценены сечения и верхние пределы для них на 95% уровне достоверности для значений массы и ширины, полученных в результате комбинированной аппроксимации по двум категориям событий в данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. На рисунке 11 представлены измеренные сечения в фазовом объеме и верхние пределы с 95% CL для SR1 (слева) и SR2 (справа). На рисунке также показаны

ожидаемые сечения и их неопределенности при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, которые были получены масштабированием измеренных сечений в 1.5 раза или 2.5 при энергии взаимодействия 8 ТэВ, что указывает на ожидаемое увеличение сечения при возрастании энергии взаимодействия от $\sqrt{s} = 8$ до 13 ТэВ для qq или gg механизма рождения резонанса, соответственно, в диапазоне масс между 30 ГэВ и массой топ-кварка [98] [99].

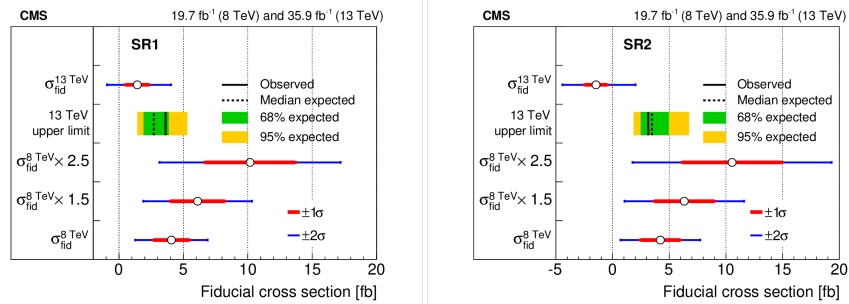


Рисунок 11. Измеренные поперечные сечения сигнала и верхние пределы 95% CL для SR1 (слева) и SR2 (справа). Ожидаемые (наблюдаемые) верхние пределы показаны вертикальными пунктирными (сплошными) линиями вместе с неопределенностями CL 68 и 95% в ожидаемых пределах (при исключительно фоновой гипотезе). Также показаны ожидаемые сечения при энергии 13 ТэВ и их неопределенности, полученные путем масштабирования измеренных сечений при энергии 8 ТэВ в 1.5 и 2.5 раза.

Надо отметить, что при энергии 13 ТэВ фон от рождения пар топ-кварков (основной фон) возрос в 3.3 раза, в то время, как порядок роста сигнала неизвестен из-за отсутствия информации о его природе. Светимость пучков увеличилась в два раза, что привело к проблемам идентификации струй от первичной вершины в передней области, где нет покрытия трекером. Возникает необходимость пересмотреть анализ данных при энергии 13 ТэВ с учетом новых условий наблюдения.

Глава 10 посвящена измерению кваркониумов в АА столкновениях при энергии 5.5 ТэВ/н-н на установке CMS. Моделирование тяжелоионных событий при такой энергии с помощью генератора событий HIJING и официальных инструментов коллаборации CMS основанных на GEANT4, для отслеживания вторичных компонентов вместе с реконструкцией события программой, использовавшейся коллаборацией CMS на момент подготовки Physics TDR, требовало огромной вычислительной мощности, недоступной на момент подготовки эксперимента. Для решения этой задачи была создана программа быстрого моделирования. Отдельной задачей было показать, что возможно найти и реконструировать димюнные резонансы малой массы при условии загрузки трекера в центральных Pb-Pb событиях, множественность частиц которых достигала $dN^{\pm}/d\eta = 5000$ при $\eta = 0$. Был создан специализированный алгоритм реконструкции димюнных резонансов. В качестве начальных значений траекторий брались параметры триггера первого и второго уровня ($P^{L1/L2}_T$, $P^{L1/L2}_Z$, $\phi_{L1/L2}$), сработавших при попадании частиц в мюонные камеры. Частицы пропагируются в объем трекера с помощью “Look-up” таблиц $|\phi_{L1/L2} - \phi_{\mu}^{\text{tracker layer}}|$ в зависимости $P^{L1/L2}_T$ для области цилиндра или $|\phi_{L1/L2} - \phi_{\mu}^{\text{tracker layer}}|$ в зависимости от $P^{L1/L2}_Z$ для торцевых мюонных станций, полученных из детального моделирования (быстрый мюонный пропагатор) на основе выборок мюонов от распадов Y и J/ψ . Быстрый пропагатор мюонов выдает в качестве выходных данных положение и направление трека на внешнем слое трекера, а также абсолютное значение импульса. Каждый реконструированный кластер, обнаруженный внутри широкого окна, рассматривается, как возможное продолжение мюонной траектории с импульсом, определяемым мюонными станциями. Ширина окна поиска является параметром алгоритма и может быть сделана шире или уже в зависимости от загрузки на внешнем слое трекера. Начальная апертура окна соответствует трем – пяти сигмам угла многократного рассеяния в материале калориметра для мюонов с

импульсом 3–4 ГэВ/с. Обновление импульса траектории для каждого кластера выполняется с помощью таблиц, построенных в предположении, что частицы двигаются по окружности в азимутальной плоскости и по прямой в продольной плоскости: $|\varphi_{L1/L2} - \varphi_{\mu}^{\text{rechit}}|$ в зависимости p_T^{gen} для трекерной области, соответствующей цилиндрической части мюонных станций, $|\eta| < 1.2$, или $|\varphi_{L1/L2} - \varphi_{\mu}^{\text{rechit}}|$ в зависимости от p_Z^{gen} для трекерной области, перекрытой торцевыми мюонными станциями. Эти таблицы построены с той же выборкой мюонов от распада Y и J/ψ . Если разница величин обновленного импульса и импульса, измеренного триггером превышает допустимый предел, то кластер выкидывается из рассмотрения.

При прохождении слоев трекера обновление параметров трека во время прохождения через последовательные слои выполняется с помощью простой параметризации, выполненной в цилиндрических координатах (r , φ , z). Параметризация разделена в поперечной и продольной плоскостях и зависит от того, пересекает ли трек цилиндрические ($\delta\varphi(i, j) =$

$$\arcsin \arcsin \left(\frac{r_i}{2R} \right) - \arcsin \arcsin \left(\frac{r_j}{2R} \right) \sim K \frac{\delta r_{i,j}}{p_T} \text{ или дисковые слои}$$

$(\delta\varphi(i, j) = K \frac{\delta z_{i,j}}{p_L})$. При этом $\delta\varphi(i, j)$, между азимутальными углами двух кластеров (i, j), расположенных на разных слоях, а $\delta r_{i,j} = |r_i - r_j|$ - разница в радиусах кластеров, $\delta z_{i,j} = |z_i - z_j|$ - разница продольных координат кластеров, $K = qB$. Во время распространения траектории от слоя к слою применяются отборы по разнице между прогнозируемым положением трека и реконструированными кластерами. Как только отбирается возможные кандидаты в мюоны, их траектории аппроксимируются фильтром Калмана. Каждая пара кандидатов противоположных знаков отбирается и находится общая вершина с помощью алгоритма поиска вершин. При этом осуществляются отборы на качество, как обоих треков, так и вершины с помощью порогов на χ^2 . Все пороги являются

параметрами алгоритма и зависят от загрузки слоев трекера. Процесс реконструкции итерационный. Предполагается, что для первого прохода, треки пересекают все последующие слои без каких-либо промежутков. Если вершина не реконструируется, то проход траектории начинается снова, оставляя по одному промежутку для каждого трека. Слои считаются пропущенными один за другим, и для каждой конфигурации слоев проверяется наличие вершины. Все успешные треки пропагируются обратно на мюонные станции либо в цилиндр с радиусом, равным радиусу первой точки трека мюона в цилиндре мюонных станций, либо в Z -координату, соответствующую Z -координате первой точки трека мюона в торцевых мюонных станциях. Отбор по разнице между координатами трека мюона, восстановленными триггером и предсказанными при пропагации в мюонные камеры, определяется с помощью выборки мюонов от распада кваркониев.

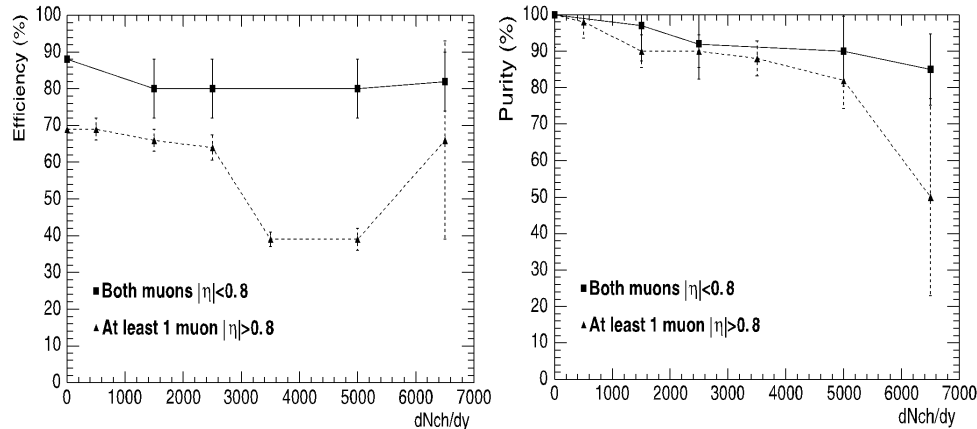


Рисунок 12. Зависимость эффективности восстановления (слева) и чистоты выборки (справа) кваркониев от множественности событий.

Зависимость эффективности реконструкции и чистоты выборки кваркониев от множественности тяжелоионного события представлены на рисунке 12. Более жесткие ограничения на качество траектории,

примененные к траекториям с $|\eta| > 0.8$ для множественности $dN_{ch}/dy > 2500$, приводят к падению эффективности.

Была разработана быстрая программа моделирования событий в детекторе на основе таблиц эффективности триггера и реконструкции, созданных для различных видов частиц. Возможность использования быстрой программы моделирования была подтверждена путем сравнения с детальным моделированием. Спектры масс димюонов были получены с помощью быстрой программы Монте-Карло для событий Pb – Pb с минимальными отборами (Рис. 13). Более высокие массы семейства Y позволяют их измерению в центральной части, где порог обнаружения мюонов по p_T ограничен 3.5 ГэВ/с, тогда как измерение J/ψ требует $p_T > 6$ ГэВ/с.

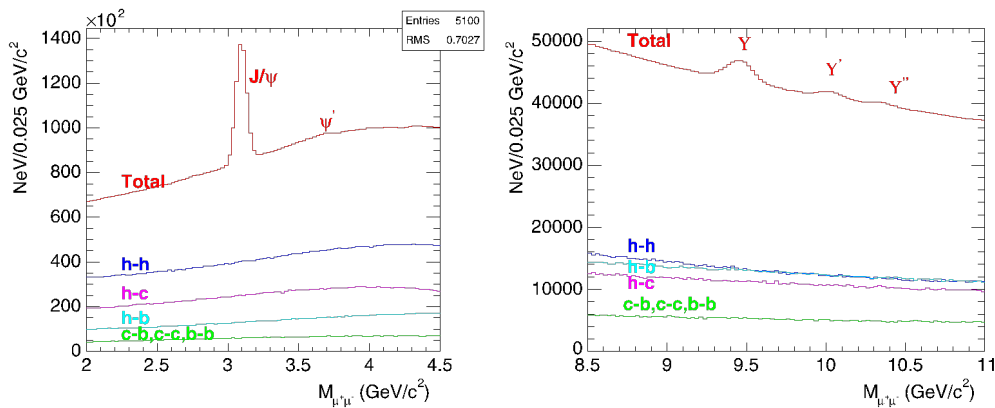


Рисунок 13. Инвариантная масса пар мюонов противоположного знака в событиях с множественностью $dN^{\pm}/d\eta = 5000$ в области J/ψ (слева) и Y (справа). Показаны основные вклады фона. Знак h имеет идентифицирует пары, сформированные при распаде π , K. Оба мюона имеют $|\eta| < 2.4$.

Спектры масс димюонов были получены с помощью быстрой программы Монте-Карло для событий Pb – Pb с минимальными отборами. Более высокие массы семейства Y позволяют их измерению в центральной части, где порог обнаружения мюонов по p_T ограничен 3.5 ГэВ/с, тогда как измерение J/ψ требует $p_T > 6$ ГэВ/с. Предполагая только эффект затенения при взаимодействии ядер, ожидаемое количество событий (20000 или

25000 для Y в зависимости от множественности и 140000 или 170000 для J/ψ за один месяц сбора данных (0.5 нб^{-1}) достаточно велико, чтобы обеспечить сравнение для нескольких интервалов по прицельному параметру и провести исследование более дифференциального анализа (dN/dy , dN/dp_T). Таким образом, была доказана принципиальная возможность поиска проявлений плотной материи с использованием процессов рождения кваркониев.

В Заключение диссертации суммируются следующие основные результаты и выводы:

1. На этапе подготовки эксперимента CMS при непосредственном участии автора был разработан план калибровки адронного калориметра с помощью физических процессов во время экспозиции калориметра на пучках, который работает по настоящее время. Автоматом была предложена, разработана процедура установки азимутальной симметрии отклика адронного калориметра с использованием метода моментов. В сочетании с итерационным методом азимутальная симметрия устанавливается в широком диапазоне энергий с точностью 2-4%. Данная процедура успешно работает, с 2010 года и по настоящее время.
2. При непосредственном участии автора был предложен и разработан алгоритм восстановления энергии и направления адронных струй с использованием комбинации калориметрических и трекерных поддетекторов методом вычитания ожидаемого отклика калориметра на энергию частиц. Автор осуществляет калибровку и поддержку алгоритма в программном обеспечении эксперимента CMS. В процессе разработки были добавлены опции идентификации струй из первичной вершины, дискриминатор кварковых и глюонных струй, иденти-

фикация струи от b -кварков. Алгоритм используется в ряде физических анализов.

3. При непосредственном участии автора был предложен и разработан алгоритм поиска струй и восстановление энергии струй в событиях с большой множественностью методом итерационного вычитания энергии события. Данная процедура была широко использована при анализе тяжело-ионных событий на установке CMS в первом и втором запусках БАК.
4. Впервые были исследованы спектры струй при энергии БАК 7 ТэВ в многоструйных событиях в сравнении с результатами вычисления в LO и NLO приближениях по α_s в рамках Стандартной Модели. Измеренные сечения согласуются с предсказаниями пертурбативной КХД, посчитанной в следующем порядке теории возмущений с использованием пяти различных наборов PDF. Теоретические и экспериментальные неопределенности сопоставимы в пределах экспериментального фазового пространства, поэтому эти результаты могут быть использованы для оценки PDF.
5. Впервые были получены сечения электрослабого рождения Z бозона в сопровождении двух струй, предсказанного в СМ, для pp взаимодействий при энергии пучков 7 ТэВ с отборами $M_{ll} > 50 \text{ GeV}$, $M_{jj} > 120 \text{ GeV}$, $p_T^j > 25 \text{ GeV}$, $|\eta_j| < 4$ и 8 ТэВ с отборами $M_{ll} > 50 \text{ GeV}$, $M_{jj} > 120 \text{ GeV}$, $p_T^j > 25 \text{ GeV}$, $|\eta_j| < 5$. Сечения этого процесса, $\sigma(\text{EW } lljj) = 154 \pm 24 \text{ (stat.)} \pm 46 \text{ (exp. syst.)} \pm 27 \text{ (th. syst.)} \pm 3 \text{ (lum.) фб}$ при 7 ТэВ и $\sigma(\text{EW } lljj) = 174 \pm 15 \text{ (stat)} \pm 40 \text{ (syst) фб}$ при 8 ТэВ, совпадают с предсказаниями СМ (166 фб в NLO приближении для 7 ТэВ и $208 \pm 18 \text{ фб}$ LO приближении для 8 ТэВ). Было проведено систематическое исследование рождения струй в процессах слияния двух векторных бозонов, которое позволило подтвердить предсказания КХД, имплементированные в различных моделях элементарного взаимо-

действия. Данный результат важен не только с точки зрения проверки КХД, но и для оптимизации запрета на выход центральных струй при поиске бозона Хиггса.

6. Получены верхние пределы на 95% доверительном уровне для процесса распада бозона Хиггса на $\mu^+\mu^-$ и, впервые, также и для распада на e^+e^- в рамках СМ на данных, собранных экспериментом CMS соответствующих интегральной светимости $5.0 \pm 0.1 \text{ фб}^{-1}$ при энергии пусков 7 ТэВ, и $19.7 \pm 0.5 \text{ фб}^{-1}$ при энергии пучков 8 ТэВ для распада на два мюона и $19.7 \pm 0.5 \text{ фб}^{-1}$ при энергии пучков 8 ТэВ для распада на e^+e^- . Суммарный наблюдаемый верхний предел сечения для бозона Хиггса с распадом на $\mu^+\mu^-$ и с массой 125 ГэВ составляет 7.4 сечений СМ, в то время как ожидаемый предел составляет $6.5^{+2.8}_{-1.9}$, что соответствует верхнему пределу 0.0016 для $V(H \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Наблюдаемый верхний предел сечения для бозона Хиггса 125 ГэВ и с распадом на e^+e^- равен 0.041 пб при энергии 8 ТэВ. Предполагая сечение процесса в СМ, это значение соответствует верхнему пределу $V(H \rightarrow e^+e^-)$ равному 0.0019, что примерно в 3.7×10^5 раз превышает предсказание СМ. Для сравнения, для $H \rightarrow \mu^+\mu^-$ наблюдаемый верхний предел 95% доверительного уровня для $\sigma V(H \rightarrow \mu^+\mu^-)$ составляет 0.033 пб (используя только данные 8 ТэВ), что в 7.0 раз превышает ожидаемое сечение бозона Хиггса в СМ.
7. Наблюдалось превышение числа событий над фоном с массой 28.3 ГэВ и шириной 1.8 ГэВ в спектре масс двух мюонов в двух категориях событий: (категория 1) 1 b струя с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| \leq 2.4$ и второй струей с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ с $|\eta| > 2.4$; (категория 2) 1 b-струя и дополнительная струя с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| \leq 2.4$, отсутствием струй с $p_T > 30 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| > 2.4$, порогом на потерянную поперечную энергию $< 40 \text{ ГэВ}$ – при энергии взаимодействий 8 ТэВ и интегральной светимости 19.7 фб^{-1} , соответствующее локальным значимостям 4.2 и 2.9

стандартного отклонения, соответственно. Небольшое превышение данных над фоном в первой категории событий наблюдается также в данных с энергией 13 ТэВ и интегральной светимости 35.6 фб^{-1} , соответствующее локальной значимости 2.0 стандартного отклонения, тогда как вторая категория приводит к дефициту с локальной значимостью 1.4 стандартных отклонения. Были оценены сечения и верхние пределы для них на уровне 95% уровень достоверности, оцениваемый для значений массы и ширины, полученных в результате комбинированной аппроксимации по двум категориям событий в данных $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$. Из-за отсутствия реалистичной модели сигнала результатов при энергии 13 ТэВ недостаточно, чтобы сделать однозначный вывод о происхождении избытка энергии 8 ТэВ. Для полного понимания процесса требуется больше данных и дополнительная теоретическая информация.

8. В процессе подготовки тяжелоионной программы CMS был разработан алгоритм реконструкции димюонов во взаимодействиях тяжелых ионов при энергии 5.5 ТэВ/н-н, оценена его эффективность, которая была в диапазоне от 90% до 84% для димюонов с обоими мюонами с $|\eta| < 0.8$ для множественности событий до $dN_{ch}/d\eta = 5000$. Для пар мюонов с хотя бы одним мюоном в диапазоне $0.8 < |\eta| < 2.4$ эффективность составляла 70% для множественности $N_{ch}/d\eta = 2500$ и падала до 40% для множественности выше 2500 на единицу псевдобыстроты. Чистота выборки поддерживалась выше 80%. Разрешение по массе составляло 56 МэВ для димюонов с обоими мюонами в диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 0.8$. Для всей области псевдобыстрот $|\eta| < 2.4$ разрешение по массе составляло 85 МэВ, а разрешение по массе J/ψ составляло 35 МэВ. Была разработана быстрая программа моделирования событий в детекторе на основе таблиц эффективности триггера и реконструкции, созданных для различных видов час-

тиц. Возможность использования быстрой программы моделирования была подтверждена путем сравнения с детальным моделированием. Было оценено ожидаемое количество событий и доказана принципиальная возможность регистрировать семейства Y и J/ψ во взаимодействиях тяжелых ионов и, соответственно, регистрации возникновения кварк-глюонной плазмы (КГП) в этом канале.

Список литературы

- [1] E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, G. Miller, L. W. Mo, R. E. Taylor, M. Breidenbach, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, and H. W. Kendall, "High-Energy Inelastic e-p Scattering at 6° and 10°," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 930-934, 1969.
- [2] G. Miller, E. D. Bloom, G. Buschhorn, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, C. L. Jordan, L. W. Mo, R. E. Taylor, J. I. Friedman, G. C. Hartmann, H. W. Kendall, and R. Verdier, "Inelastic Electron-Proton Scattering at Large Momentum Transfers and the Inelastic Structure Functions of the Proton," *Phys. Rev. D*, vol. 5, p. 528, 1972.
- [3] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, and R. E. Taylor, "Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 23, pp. 935-939, 1969.
- [4] M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons," *Phys. Lett.*, vol. 8, p. 214, 1964.
- [5] G. Zweig, "An SU3 Model for strong interaction symmetry and its breaking," CERN Report TH 412, 1964.
- [6] S. Glashow, "Partial-symmetries of weak interactions," *Nuclear Physics*, vol. 22, no. 4, p. 579, 1961.
- [7] S. Weinberg, "A model of leptons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 19, no. 21, p. 1264-1266, 1967.
- [8] P. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields," *Phys. Lett.*, vol. 12, p. 132, 1964.
- [9] P. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 508, 1964.

- [10] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 321, 1964.
- [11] G.S. Guralnik, C.R. Hagen and T.W.B. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 13, p. 585, 1964.
- [12] A. Salam, "Weak and electromagnetic interactions," in *Elementary Particle Physics: Relativistic Groups and Analyticity, Eighth Nobel Symposium*, Stockholm, 1968.
- [13] H. Fritzsch and M. Gell-Mann, "Current Algebra: Quarks and What Else?," in *Proceedings, 16th Int. Conference on High Energy Physics, eConf C720906V2*, Batavia IL, 1972.
- [14] H. Fritzsch, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, "Advantages of the Color Octet Gluon Picture," *Phys. Lett. B*, vol. 47, p. 365, 1973.
- [15] D. J. Gross and F. Wilczek, "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, p. 1343, 1973.
- [16] H. D. Politzer, "Reliable Perturbative Results for Strong Interactions?," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, p. 1346, 1973.
- [17] S. W. Herb, D. C. Hom, L. M. Lederman, J. C. Sens, H. D. Snyder, J. K. Yoh, J. A. Appel, B. C. Brown, C. N. Brown, W. R. Innes, K. Ueno, T. Yamanouchi, A. S. Ito, H. Jöstlein, D. M. Kaplan, and R. D. Kephart, "Observation of a Dimuon resonance at 9.5 GeV in 400 GeV proton-nucleus collisions," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 39, p. 252, 1977.
- [18] F. Abe et al. (CDF Collaboration), "Observation of top quark production in pp-collisions with the Collider-Detector at Fermilab," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, no. 14, p. 2626–2631, 1995.
- [19] S. Abachi et al. (DØ Collaboration), "Observation of the Top Quark," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, no. 14, p. 2632–2637, 1995.
- [20] M.L. Perl, G. Abrams, A. Boyarski, M. Breidenbach, D. Briggs, F. Bulos, W. Chinowsky, J. Dakin, G. Feldman, "Evidence for anomalous lepton production in e^+e^- annihilation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 35, no. 22, p. 1489, 1975.
- [21] CMS Collaboration, "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," *Phys. Lett. B*, vol. 716, no. 1, pp. 30-61, 2012.
- [22] 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*, vol. 716, no. 1, pp. 1-29, 2012.
- [23] D. Kazakov, "Beyond the Standard Model' 17," in *CERN Yellow Rep. School Proc. 3*, 2018.
- [24] G. Hanson et al. (SLAC-LBL Collaboration), "Evidence for Jet Structure in Hadron Production by e^+e^- Annihilation," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 35, p. 1609, 1975.
- [25] G. Hanson et al. (SLAC-LBL Collaboration), "Hadron Production by e^+e^- Annihilation at Center-of-Mass Energies between 2.6 GeV and 7.8 GeV, Part 2: Jet Structure and Related Inclusive Distributions," *Phys. Rev. D*, vol. 26, p. 991, 1982.
- [26] R. Brandelik et al. (TASSO Collaboration), "Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at High Energies," *Phys. Lett. B*, vol. 86, p. 418, 1979.
- [27] D. P. Barber et al. (Mark-J Collaboration), "Discovery of Three Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at Petra Energies," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 43, p. 830, 1979.
- [28] C. Berger et al. (PLUTO Collaboration), "Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilations at High-Energies," *Phys. Lett. B*, vol. 86, p. 418, 1979.

- [29] W. Bartel et al. (JADE Collaboration), "Observation of Planar Three Jet Events in e^+e^- Annihilation and Evidence for Gluon Bremsstrahlung," *Phys.Lett. B*, vol. 91, p. 142, 1980.
- [30] S. Bethke, "QCD studies at LEP," *Phys.Rept.*, vol. 203, pp. 403-404, 2004.
- [31] A. Breakstone et al. (Ames-Bologna-CERN-Dortmund-Heidelberg-Warsaw Collaboration), "High pt Hadrons as Leading Particles in Jets Produced at the ISR. 1. Momentum Distribution of Secondaries in the Trigger Jet," *Z. Phys. C*, vol. 23, no. 9, p. 73, 1984.
- [32] W. G. Scott (UA1 Collaboration), "Jets in the UA1 Experiment," in *Proceedings, Proton Antiproton Collider Physics*, Berne, 1984.
- [33] S.Geer, "Physics at the Fermilab Tevatron Proton-Antiproton Collider," FERMILAB-Conf-94/275-E.
- [34] O.L.Kodolova, "Jet energy measurement in CMS," *Physics of Particles and Nuclei Letters*, vol. 5, no. 1, pp. 13-20, 2008.
- [35] M Bedjidian and O Kodolova, "Quarkonia measurements in heavy-ion collisions in CMS," *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, vol. 34, no. 4, pp. 143-175, 2007.
- [36] O.Kodolova, I.Vardanyan, A.Nikitenko, A.Oulianov, "The performance of the jet identification and reconstruction in heavy ions collisions with CMS detector," *Eur. Phys. J. C*, vol. 50, pp. 117-123, 2007.
- [37] G.Baur et al, "Heavy Ion Programme in CMS," *Eur. Phys. J. C*, vol. 32, pp. 69-202, 2004.
- [38] CMS Collaboration, "CMS physics technical design report: Addendum on high density QCD with heavy ions," *J. Phys. G*, vol. 34, pp. 2307-2455, 2007.
- [39] CMS Collaboration, "Calibration of the CMS Calorimeters using proton-proton collision data at $\sqrt{s}=13$ TeV," *JINST*, vol. 15, p. 05002, 2020.
- [40] O. Kodolova et al., "Jet energy correction with charged particle tracks in CMS," vol. Eur. Phys. J. C, no. 40, pp. 33-42, 2005.
- [41] CMS Collaboration, "Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS," *JINST*, vol. 6, p. 11002, 2011.
- [42] O.L.Kodolova, "Measurements in very high multiplicity conditions," *Phys. Part. Nucl.*, p. 675, 2004.
- [43] CMS Collaboration, "Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in pp Collisions at 7 TeV," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 13, p. 132001, 2011.
- [44] CMS Collaboration, "Measurements of angular distance and momentum ratio distributions in three-jet and Z + two-jet final states in pp collisions," *Eur. Phys. J. C*, vol. 81, p. 852, 2021.
- [45] CMS Collaboration, "Measurement of the hadronic activity in events with a Z and two jets and extraction of the cross section for the electroweak production of a Z with two jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV," *JHEP*, vol. 10, p. 101, 2013.
- [46] CMS Collaboration, "Measurement of electroweak production of two jets in association with a Z boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s}= 8$ TeV," *Eur. Phys. J. C*, vol. 75, p. 66, 2015.
- [47] CMS Collaboration, "Search for a standard model-like Higgs boson in the $\mu^+ \mu^-$ and $e^+ e^-$ decay channels at the LHC," *Phys. Lett. B*, vol. 744, p. 184, 2015.

- [48] CMS Collaboration, "Search for resonances in the mass spectrum of muon pairs produced in association with b quark jets in proton-proton collisions at $\sqrt{s}=8$ and 13 TeV," *JHEP*, vol. 11, p. 161, 2018.
- [49] CMS Collaboration, "CMS technical design report, volume II: Physics performance," *J.Phys. G*, vol. 34, pp. 995-1579, 2007.
- [50] CMS Collaboration, CMS Physics: Technical design report Volume 1, CERN, 2006, p. 547.
- [51] CMS Collaboration, "Technical proposal," *CERN-LHCC-94-38; LHCC-P-1*, 1994.
- [52] M. Bedjidian, O. Kodolova, "Pattern recognition and track reconstruction in heavy ion collisions," *CMS TN-1995/124*, 1995.
- [53] O.Kodolova, M.Bedjidian, "Dimuon reconstruction in heavy ion collisions," *CMS NOTE-1997/095*, 1997.
- [54] M. Bedjidian, O. Kodolova, S. Petrouchanko, "Dimuon reconstruction in heavy ion collisions using a detailed description of CMS geometry," *CMS NOTE-1999/004*, 1999.
- [55] O. Kodolova, V. Korotkikh, N. Kruglov, I. Lokhtin, L. Sarycheva, "Transverse energy and jets in the S-S collisions in CMS," *CMS TN-1994/244*, 1994.
- [56] O. Kodolova, V. Korotkikh, N. Kruglov, I. Lokhtin, L. Sarycheva, "Jet and dijet extraction in S-S collisions in CMS," *CMS TN-1995/033*, 1995.
- [57] O.L. Kodolova, I.P. Lokhtin, L.I. Sarycheva, A.M. Snigirev,, "Study of Gamma+jet channel in Heavy Ion Collisions with CMS," *CMS NOTE-1998/063*, 1998.
- [58] O.L. Kodolova, I.P. Lokhtin, L.I. Sarycheva, A.M. Snigirev, I.N. Vardanian, "Estimations of L1 Calo Trigger Rates in Heavy Ion Collisions at CMS," *CMS NOTE-1998/078*, 1998.
- [59] M. Bedjidian, O.L. Kodolova, I.P. Lokhtin, L.I. Sarycheva, A.M. Snigirev, I.N. Vardanian, R. Kvatadze, Georgia V. Kartvelishvili, A. Nikitenko, "Jet Physics in CMS Heavy Ion Program," 1999.
- [60] O.L.Kodolova, I.P.Lokhtin, A.Nikitenko, "Photon-jet correlation in heavy ion collisions at the LHC," 2002.
- [61] V.Gavrilov, O.Kodolova, A.Oulianov, I.Vardanyan, "Jet Reconstruction with Pileup Subtraction," 2003.
- [62] O.Kodolova, I.Vardanyan, A.Nikitenko, A.Oulianov, "Algorithm for jet identification and reconstruction in densely populated calorimetric system," 2006.
- [63] A. Racz, M. Bedjidian, O. Kodolova, D. Kotlinski, G. Wrochna, "Data Acquisition for Heavy Ion Physics," 2000.
- [64] O. Kodolova, I. Tomalin, P. Yepes, "Expected Data Rates from the Silicon Strip Tracker," 2002.
- [65] G.Baur et al, "Heavy Ion Physics in CMS," *CMS NOTE 2000/060*, 2000.
- [66] F. Arleo, et al. (35 co-authors), "Photon Physics in Heavy Ion Collisions at the LHC," 2003.
- [67] M. Bedjidian et al (29 co-authors), "Hard probes in heavy ion collisions at the LHC: heavy flavor physics," 2003.
- [68] CMS Collaboration, "Plan for Jet Energy Corrections at CMS," *CMS-PAS-JME-07-002*, 2007.

- [69] O.Kodolova, S.Kunori, A.Oulianov, I.N.Vardanian, "Jet Energy Correction Using Weights on Calorimeter Logitudinal readouts," 2002.
- [70] I. Golutvin, V. Palichik, V. Kryshkin, A. Krokhotine, V.Gavrilov, O. Kodolova, "Simulation of Radiation Damage in HE Scintillating Tiles and Pion Energy Resolution After 10 Years of LHC Operation," 2002.
- [71] V.F. Konoplyanikov, A.R. Urkinbaev and O.L. Kodolova,, "Study of the background for the gamma + jet process in the CMS detector at low luminosity," *Phys. Part. Nucl. Lett.*, vol. 2, pp. 45-53, 2005.
- [72] V.Konopliyanikov, O.Kodolova, A.Ulyanov, "Jet Calibration using gamma+jet Events in the CMS Detector," 2006.
- [73] A. Heister, O. Kodolova, V. Konopliyanikov, S. Petrushanko, J. Rohlf, C. Tully, and A. Ulyanov, "Measurement of Jets with the CMS Detector at the LHC," *CMS-NOTE-2006-036; CERN-CMS-NOTE-2006-036*, 2006.
- [74] D. Green et al., "Energy Flow Objects and Usage of Tracks for Energy Measurement in CMS," *CMS NOTE- 2002/036*, 2002.
- [75] CMS Collaboration, "Jets in 0.9 and 2.36 TeV pp Collisions," *CMS-PAS-JME-10-001*, 2010.
- [76] S. Obraztsov1, O. Kodolova, I. Vardanyan, V. Gavrilov, A. Nikitenko, N. Lychkovskaya, M. Toms, "The Operating Principles of an Algorithm for Jet Reconstruction Using a Calorimeter and Trackers in Collisions of High-Energy Particles," *Moscow University Physics Bulletin*, vol. 73, no. 3, p. 243, 2018.
- [77] C.Grandi et al., "CMS Grid Implementation Plan - 2002," 2002.
- [78] G.Bagliesi et al., "Debugging transfers in CMS," *J. Phys.: Conf. Ser.* , vol. 219, p. 062055, 2010.
- [79] O.Kodolova, V.Kolosov, N.Kruglov, "Experience with OO Database for CMS events distributed between two sites", *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 502, pp. 456-457, 2003.
- [80] Julia Andreeva et al, "Dashboard for the LHC experiments," *J. Phys. Conf. Ser.* , vol. 119, p. 062008, 2008.
- [81] CMS Collaboration, "Shape , transverse size, and charged hadron multiplicity of jets in pp collisions at s=7 TeV," *JHEP*, vol. 06, p. 160, 2012.
- [82] UA1 Collaboration, "Hadronic Jet Production at the CERN Proton-Antiproton Collider," *Phys. Lett. B*, vol. 132, p. 214, 1983.
- [83] UA2 Collaboration, "Observation of Very Large Transverse Momentum Jets at the CERN pp Collider," *Phys. Lett. B*, vol. 118, p. 203, 1982.
- [84] D. L. Rainwater, R. Szalapski, and D. Zeppenfeld, "Probing color-singlet exchange in $Z + 2$ jet events at the CERN LHC," *Phys. Rev. B*, vol. 54, p. 6680, 1996.
- [85] V. A. Khoze, M. G. Ryskin, W. J. Stirling, and P. H. Williams, "A Z-monitor to calibrate Higgs production via vector boson fusion with rapidity gaps at the LHC," *УзкюЗрныю Ою C*, vol. 26, p. 429, 2003.
- [86] T. Binoth et al., "The SM and NLO multileg working group: Summary report," *arXiv:1003.1241*, 2010.
- [87] M. L. Mangano et al., "ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions," *JHEP*, vol. 07, p. 001, 2003.
- [88] J. R. Andersen and J. M. Smillie, "Multiple jets at the LHC with high energy Jets," *JHEP*, vol. 06, p. 010, 2011.

- [89] CMS Collaboration, "First measurements of electroweak boson fusion," *CERN COURIER*, 20 February 2013.
- [90] CMS Collaboration, "Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons," *JHEP*, vol. 05, p. 104, 2014.
- [91] ATLAS Collaboration, "Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector," *JHEP*, vol. 4, p. 117, 2015.
- [92] T. Plehn and D. L. Rainwater, "Higgs decays to muons in weak boson fusion," *Phys.Lett. B*, vol. 520, p. 108, 2001.
- [93] T. Han and B. McElrath, " $h \rightarrow \mu + \mu^-$ via gluon fusion at the LHC," *Phys.Lett. B*, vol. 528, p. 81, 2002.
- [94] N. Vignaroli, "Searching for a dilaton decaying to muon pairs at the LHC," *Phys.Rev.D*, vol. 80, p. 095023, 2009.
- [95] A. Dery, A. Efrati, Y. Hochberg, and Y. Nir, "What if $BR(h \rightarrow \mu\mu) / BR(h \rightarrow \tau\tau) \neq m_{2\mu}/m_{2\tau}$?," *JHEP*, vol. 05, p. 039, 2013.
- [96] CMS Collaboration, "Search for a light pseudoscalar Higgs boson produced in association with bottom quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV," *JHEP*, vol. 11, p. 010, 2017.
- [97] L. Lyons, "Open statistical issues in Particle Physics," *Ann. Appl. Stat.*, vol. 2, p. 887, 2008.
- [98] V. Bertone, S. Carrazza, and J. Rojo, "APFEL: A PDF Evolution Library with QED corrections," *Comput. Phys. Commun.*, vol. 185, p. 1647, 2014.
- [99] S. Carrazza, A. Ferrara, D. Palazzo, and J. Rojo, "APFEL Web," *J. Phys. G*, vol. 42, p. 057001, 2015.
- [100] V.V.Abramov et al, "Studies of the response of the prototype CMS hadron calorimeter, including magnetic field effects, to pion, electron and muon beams," *CMS NOTE 2000/03*, 2000.
- [101] D. Green, "Calibration of the CMS Calorimeter," *Fermilab-FN-0704*, 2001.
- [102] D. de Florian and M. Grazzini, "Higgs production at the LHC: updated cross sections at $s = 8$ TeV," *Phys. Lett. B*, vol. 718, p. 117, 2012.
- [103] LHC Higgs Cross Section Working Group, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 1. Inclusive Observables," *arXiv:1101.0593*, 2011.
- [104] LHC Higgs Cross Section Working Group, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions," *arXiv:1201.3084*, 2011.
- [105] LHC Higgs Cross Section Working Group, "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties," *arXiv:1307.1347*, 2013.
- [106] A. L. Read, "Presentation of search results: the CLs technique," *J. Phys. G*, vol. 28, p. 2693, 2002.
- [107] T. Junk, "Confidence level computation for combining searches with small statistics," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 434, p. 435, 1999.
- [108] G. Cowan, K. Cranmer, E. Gross, and O. Vitells, "Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics," *Eur. Phys. J. C*, vol. 71, p. 1554, 2011.
- [109] ATLAS and CMS Collaborations, and LHC Higgs Combination Group, "Procedure for the LHC Higgs boson search combination in summer 2011," *CMS-NOTE-2011/005 ATL-PHYS-PUB-2011-011*, 2011.

- [110] CMS Collaboration, "Combined results of searches for the standard model Higgs boson," *Phys. Lett. B*, vol. 710, p. 26, 2012.
- [111] CMS Collaboration, "Search for the Higgs Boson Decaying to Two Muons in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, p. 021801, 2019.
- [112] ATLAS Collaboration, "A search for the dimuon decay of the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector," *Phys. Lett. B*, vol. 812, p. 135980, 2021.
- [113] C. Oleari and D. Zeppenfeld, "QCD corrections to electroweak $l\nu l j j$ and $l+l-jj$ production," *ЗрныюКумюВ*, vol. 69, p. 093004, 2004.