ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМЕНИ П. Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ШМАТОВ
Сергей Владимирович

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПАРНОГО РОЖДЕНИЯ МЮОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра
и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико–математических наук

Москва 2019

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий
имени В. И. Векслера и А. М. Балдина
Объединенного института ядерных исследований

Научный консультант: **Голутвин Игорь Анатольевич,**
доктор физико–математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Объединенный институт ядерных исследований

Официальные оппоненты: **Куденко Юрий Григорьевич,**
доктор физико–математических наук, профессор, заведующий Отделом физики высоких энергий, ФГБУН Институт ядерных исследований РАН

Мизюк Роман Владимирович,
член-корреспондент РАН, доктор физико–математических наук, главный научный сотрудник, ФГБУН Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН

Образцов Владимир Федорович,
член-корреспондент РАН, доктор физико–математических наук, главный научный сотрудник с возложением обязанностей начальника Лаборатории электрослабых процессов, ФГБУ Институт физики высоких энергий имени А. А. Логунова НИЦ «Курчатовский институт»

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова

Защита состоится «21» октября 2019 года в 12 часов 00 минут на заседании диссертационного совета Д 002.023.04 при ФГБУН Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук по адресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке Физического Института им. П. Н. Лебедева РАН и на сайте ФИАН `www.lebedev.ru`

Автореферат разослан «____»_____ 2019 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
Д 002.023.04, д.ф.-м.н. Баранов С.П.

Общая характеристика диссертации

Настоящая работа основана на результатах исследований, выполненных в 2002–2016 гг. в Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований (ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна). В диссертации представлены результаты подготовки и реализации программы физических исследований в канале с парой мюонов и с множественным образованием частиц на многоцелевом детекторном комплексе "Компактный мюонный соленоид" (Compact Muon Solenoid, CMS)[1], на Большом адронном коллайдере (LHC) в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева).

Актуальность темы

Процессы рождения пар мюонов с большими инвариантными массами в столкновениях адронов впервые наблюдались в конце 60-х годов XX века в экспериментах на синхротроне AGS (BNL, США), которые были нацелены на поиск переносчиков слабого взаимодействия. При энергии пучка протонов от 22 до 29.5 ГэВ в реакции $p + U \to \mu^+\mu^- + X$ впервые наблюдались конечные состояния с парами мюонов в массовом диапазоне $1 \leqslant m \leqslant 6.7$ ГэВ$/c^2$.

Теоретическое описание этого процесса было дано независимо С. Дреллом и Т.–М. Яном[2] и В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе[3]. В настоящее время под механизмом Дрелла–Яна понимают образование пар лептонов в результате аннигиляции кварк–антикваркой пары с обменом виртуальным фотоном или Z^0–бозоном $q\bar{q} \to \gamma^\star/Z^0 \to l^+l^-$. Этот процесс имеет исключительную важность для физики адронных коллайдеров, поскольку измерение его характеристик представляет собой один из критических тестов стандартной модели взаимодействий элементарных частиц (СМ) в новой области энергий. Предыдущие эксперименты позволили провести изучение этого процесса в области переданных четырехимпульсов Q порядка несколько сотен ГэВ/с. Современные данные экспериментов на Большом адронном коллайдере, ATLAS и CMS, позволяют существенно расширить эту область и впервые выйти за границу ТэВ-ного масштаба взаимодействий.

Кроме задач, связанных с проверкой предсказаний СМ, процесс Дрелла–Яна уже несколько десятков лет используется в качестве важнейшего инструмента при поиске новой физики за рамками СМ.

СМ была неоднократно проверена с замечательной точностью во мно-

[1] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).

[2] S. D. Drell and Tung–Mow Yan, PRL 25, 316 (1970).

[3] В. А. Матвеев, Р. М. Мурадян, А. Н. Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Р2-4543, Дубна, 1969.

гих экспериментах, вплоть до максимальных энергий столкновений, доступных современным ускорителям частиц. Подвергалась она проверкам и в неускорительных экспериментах. До сегодняшнего дня ни в одном случае не было обнаружено отклонений от предсказаний СМ, хотя для ряда специфических процессов существуют некоторые новые указания на подобные отклонения (эти указания надо трактовать с большой осторожностью, учитывая, что все они получены на пределе чувствительности действующих экспериментов). Эксперименты на LHC значительно способствуют достижению ясности в этом вопросе.

Вместе с тем, несмотря на отсутствие опровержений предсказаний СМ, их удивительную точность и открытие последнего краеугольного камня — бозона Хиггса, СМ обладает рядом внутренних недостатков и нерешенных проблем, которые не позволяют считать ее окончательным вариантом теории. В частности, она не дает объяснения космологическим наблюдениям темной материи и доминированию материи над антиматерией во Вселенной, а также не включает гравитацию, четвертое из существующих фундаментальных взаимодействий. Плюс к этому, в СМ присутствует более 20 свободных параметров, что с эстетической точки зрения выглядит не очень удовлетворительно, и электрослабое и сильное взаимодействия объединены в этой теории только формально. Кварки и лептоны одинаковым образом формируют три поколения, с фермионами верхнего и нижнего типов в каждом поколении, и принадлежат к фундаментальным дублетам (левые фермионы) или к скалярным представлениям (правые фермионы) относительно объединенного электрослабого взаимодействия. В остальном же их свойства совершенно различны (например, явление конфайнмента цветных кварков и сами по себе цветные фундаментальные триплеты относительно сильного взаимодействия, чему нет аналогов для лептонов). Теории Великого объединения (схемы «истинного» динамического объединения трех из четырех фундаментальных взаимодействий — сильного и электрослабого — на определенном энергетическом масштабе, называемом масштабом ТВО) призваны решить часть этих проблем. В частности, в ТВО можно уменьшить число констант взаимодействия, объединив их в одну, и поместить все фермионы в одно большое фундаментальное представление новой, более широкой калибровочной группы. На этом пути при энергиях ниже масштаба спонтанного нарушения ТВО (обычно рассматривается значение энергии $M_{\mathrm{GUT}} \sim 10^{16}$ ГэВ) большая калибровочная группа ТВО «разделяется» на несколько остаточных более узких подгрупп, отвечающих новым взаимодействиям со своими промежуточными характерными энергетическими масштабами. Каждая из них, в принципе, может

разделяться и далее, и в конце концов в одной из таких цепочек последовательного нарушения симметрии для изученных энергий порядка нескольких ТэВ получается группа СМ: $SU(3)_c \times SU(2)_{EW} \times U(1)_Y$. На каждом таком этапе возникают новые калибровочные бозоны (бозоны расширенного калибровочного сектора, РКС), в литературе обозначаемые как Z' и W', массы которых задаются новыми промежуточными масштабами. Поскольку величины новых энергетических масштабов (и, соответственно, предсказания для значений масс дополнительных калибровочных бозонов) в теории никак не фиксированы, единственные ограничения на значения масс — ограничения снизу, получаемые из данных по ненаблюдению таких бозонов, т. е. приходящие из эксперимента. По текущим данным массы бозонов РКС должны быть не менее нескольких ТэВ/c^2. В разных моделях вершины взаимодействия этих бозонов с частицами СМ и другие характеристики описываются по-разному, но константы взаимодействия с частицами СМ всегда отличаются от принятых в СМ для Z^0. Ожидается, что, по аналогии с Z^0, дополнительный калибровочный бозон Z' является короткоживущей частицей и может наблюдаться на коллайдерах в случае, если энергия сталкивающихся частиц будет достаточной для его рождения. Он может регистрироваться как тяжелый нейтральный узкий резонанс, распадающийся на частицы СМ. Обмен Z' дает дополнительный вклад в процесс Дрелла–Яна: $q\bar{q} \to \gamma^\star/Z^0/Z' \to l^+l^-$. В диссертации исследуется потенциал эксперимента CMS по обнаружению Z' на LHC в канале распада на пару мюонов для нескольких моделей РКС.

Помимо большого числа свободных параметров, в СМ присутствует также концептуальная проблема — очень большие (бесконечные, при отсутствии верхнего порога обрезания по энергиям, или масштаба применимости теории) петлевые поправки к массе хиггсовского бозона. По конструкции СМ, массы всех частиц, входящих в эту теорию, задаются масштабом нарушения электрослабой симметрии (значением вакуумного среднего хиггсовского поля) $M_{\mathrm{EW}} \simeq 260$ ГэВ. Это значение, умноженное на коэффициент, содержащий константу взаимодействия бозона Хиггса с другими частицами СМ (в первой степени или в квадрате, в зависимости от типа частиц), определяет наблюдаемые значения масс. В частности, полученное в экспериментах на LHC значение массы самого бозона Хиггса составляет $m_H = 125$ ГэВ/c^2. В соответствии с процедурами перенормировок, принятыми в квантовой теории поля, наблюдаемые величины (массы и заряды частиц) в СМ получаются из их «затравочных» значений с учетом полного вклада от квантовых поправок, полученных в разложении по теории возмущений. Но для скалярной частицы (бозона

Хиггса) вклад петлевых поправок не умножается на затравочное значение, позволяя выбрать другой «ноль энергии» и произвести перенормировку, получив в результате конечное наблюдаемое значение, как это имеет место быть для всех остальных частиц СМ. Петлевые поправки к массе бозона Хиггса в разложения по ТВ добавляются аддитивно (суммируются с квадратом затравочного значения массы), что дает очень большое значение наблюдаемой массы. Максимальное значение импульса, возникающее в петлях, регулируется значением энергии, до которого применимо квантовополевое описание и все используемые схемы (ультрафиолетовый масштаб обрезания). Обычно полагается, что этот масштаб соответствует энергии, начиная с которой существенны эффекты квантовой гравитации — $M_{\mathrm{Pl}} \simeq 10^{19}$ ГэВ. Таким образом, чтобы наблюдаемая масса бозона Хиггса не оказалась поднятой квантовыми поправками на планковскую шкалу, необходимо предпринять специальные действия, называемые в СМ «тонкой настройкой». Суть этих действий заключается в выборе вручную затравочного значения массы — очень большого и противоположного по знаку величине поправок, чтобы два больших разноименных вклада взаимно компенсировали друг друга на много порядков величин, но все же не до конца, а до очень малого (по сравнению с планковской шкалой) наблюдаемого значения порядка 10^2 ГэВ. Наличие двух столь сильно отличающихся по величине энергетических масштабов — 10^2 и 10^{19} ГэВ, как и вытекающая отсюда необходимость компенсировать большие петлевые поправки к массе бозона Хиггса, порождают упомянутую выше концептуальную проблему СМ как теоретической конструкции — «проблему иерархии». А настройку называют «тонкой», потому что поправки должны быть скомпенсированы с удивительной точностью: $M_{\mathrm{EW}}/M_{\mathrm{Pl}} \sim 10^2/10^{19} \sim 10^{-17}$, чтобы воспроизвести наблюдаемую величину массы.

В теоретической литературе известны три пути решения проблемы иерархии масштабов, каждый из которых неизбежно требует выхода за рамки СМ и создания более общих конструкций — суперсимметрия, техницвет и модели с дополнительными пространственными измерениями (ДПИ), иначе называемые моделями низкоэнергетической гравитации. Все три направления в настоящее время хорошо проработаны и предсказывают разные классы многочисленных новых явлений, которые могут быть изучены на коллайдерах. В диссертации исследуется потенциал эксперимента CMS по поиску новых явлений, возникающих в русле третьей концепции — моделей с ДПИ.

Суть подхода заключается в том, чтобы понизить значение верхнего энергетического масштаба, опустить его с планковского значения на

гораздо меньшие и приблизить к $M_{\rm EW}$, таким образом, просто устранив иерархию масштабов как таковую. Это реализуется за счет введения ДПИ и рассмотрения эффективных многомерных теорий, которые в пределе низких энергий (ниже значения фундаментального многомерного масштаба, полагаемого порядка ТэВ), сводятся к описанию в стиле контактных взаимодействий процессов с участием четырехмерных объектов — обычных частиц и четырехмерных калуца–клейновских (КК) возбуждений тех частиц, которые могут распространяться в дополнительных измерениях (в простейших вариантах подобных моделей это — только гравитоны). Исторически многомерные модели восходят к идеям Теодора Калуцы[4] и Оскара Клейна[5], предложивших для объединения в рамках единого описания двух фундаментальных взаимодействий (электромагнитного и гравитационного) расширить пространство Минковского до пятимерного, с добавлением одного компактного пространственного измерения. При этом пятимерная гравитация в пределе низких энергий (когда энергетического «разрешения» становилось недостаточно для обнаружения пятого лишнего измерения и связанной с ним физики) эффективно разбивалась на четырехмерную гравитацию и четырехмерные электромагнитные взаимодействия, объединенные общим многомерным происхождением. Позднее это направление получило дальнейшее развитие, многомерные модели были расширены на случай более одного дополнительного измерения, смогли вобрать в эту схему также неабелевы калибровочные взаимодействия (сильное и слабое) и оказались очень востребованы в теории струн. И, наконец, в конце 90-х гг. прошлого века было понято, как эти модели могут быть использованы для решения проблемы иерархии.

Сценарии с ДПИ предсказывают различные новые физические эффекты на масштабе энергий порядка ТэВ, которые, как отмечалось выше, в принципе могут быть доступны для изучения на LHC. Прежде всего, объектом наблюдения могут быть бесконечные спектры специфических четырехмерных состояний — КК–моды гравитона и, возможно, также частиц СМ: их полные копии по квантовым числам (заряду, спину, лептонному или барионному числу и пр.), но отличающиеся возрастающими массами. Это реализуется в том случае, когда все частицы СМ имеют КК–моды. В том случае, когда только избранным частицам СМ разрешено быть многомерными (например, только массивным калибровочным бозонам), получается набор КК–мод только для этих частиц. Если же рассматривать простейшие модели, допускающие только много-

[4]T. Kaluza, Sitzungsber Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Juli-Dezember 966, (1921); arXiv:1803.08616.

[5]O. Klein, Z. Phys. **37**, 895 (1926); Surveys High Energ.Phys. **5**, 241 (1986).

мерную гравитацию, то получается набор КК–мод только для гравитона. Причем обычный гравитон (нулевая мода) остается безмассовым, как того требует стандартная четырехмерная гравитация, а все возбужденные состояния, отделенные от нулевого массовой щелью, приобретают массы (КК–массы). В зависимости от модели и геометрии полного многомерного пространства, значения КК–масс и расщепление между уровнями будет различным, но присутствует одна общая черта: в силу понижения масштаба гравитации до величины порядка ТэВ виртуальные обмены и процессы прямого рождения КК–гравитонов должны учитываться в процессах СМ.

С феноменологической точки зрения, в одних моделях низкоэнергетической гравитации (например, так называемая модель Рэндалл–Сандрума, тип 1 — RS1[6]) тяжелые КК–моды гравитонов G^n_{KK} проявляют себя как новые индивидуальные частицы с характерными свойствами — массой, зарядом, спином, каналами распада и т.д. — и могут быть обнаружены, по аналогии с новым нейтральным калибровочным бозоном Z', по распадам, в том числе, на пару лептонов: $pp \to G^n_{KK} \to l^+l^-$ (сигнал резонансного типа). В других моделях (например, модель ADD[7]) КК–моды в спектре настолько легкие, и расстояния между ними настолько малые, что они не разделяются в эксперименте как индивидуальные резонансы, а формируют плавную огибающую — нерезонансное превышение над фоном СМ. В этих случаях виртуальный обмен КК–модами гравитона дает вклады в процессы рождения частиц СМ, например, в рождение пары мюонов в процессе Дрелла–Яна (сигнал нерезонансного типа). Так что у нас получается избыток рождающихся частиц, по сравнению с предсказаниями СМ.

Таким образом, поиск и систематическое исследование сигналов новой физики, наряду с исследованием свойств бозона Хиггса, являются основными задачами экспериментов на LHC. В частности, экспериментальный поиск бозонов РКС и сигналов от ДПИ, как и поиск сигналов от суперсимметрии, входят в качестве приоритетных задач в программу исследований эксперимента CMS.

Один из наиболее перспективных способов регистрации сигналов новой физики связан с измерением характеристик процесса рождения пары мюонов высоких энергий с противоположными зарядами (димюоны). Этот процесс является наиболее чистым наблюдаемым каналом, с точки зрения фоновых условий, и, кроме того, установка CMS (как следует даже из названия) специально оптимизирована для измерения мюонов.

[6]L. Randall and R. Sundrum, PRL 83, 3370 (1999); PRL 83, 4690 (1999).

[7]N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, PLB 429, 263 (1998).

Детектирующая аппаратура CMS позволяет регистрировать мюоны, обладающие энергией порядка ТэВ, с точностью порядка нескольких процентов и эффективностью, близкой к 100%.

Суммируя сказанное выше, можно констатировать, что исследования процесса Дрелла–Яна очень важны для реализации физической программы экспериментов на LHC. Этот процесс является не только важным тестом СМ и чувствительным инструментом для поиска сигналов новой физики за ее рамками, но, также, одним из источников фона при исследовании других критических для проверки СМ процессов: парного рождения топ–кварков, калибровочных бозонов, поиска и измерения свойств бозона Хиггса в канале распада на 4 лептона.

Что касается предыдущих ограничений на рассматриваемую новую физику, установленных до эры LHC, то поиски новых резонансных состояний в разных каналах предпринимались на электрон–позитронном коллайдере LEP (ЦЕРН) и протон-антипротонном коллайдере Тэватрон (Фермилаб). Измерения на LEP позволили установить пределы на массу нового нейтрального калибровочного бозона Z', которые составили 0.78–1.76 ТэВ/c^2 в зависимости от модели РКС, а попытки его обнаружить в экспериментах на Тэватроне привели к массовым ограничениям 0.82–1.01 ТэВ/c^2 в канале распада $\mu^+\mu^-$. В свою очередь, ограничения экспериментов D0 и CDF на массу КК–гравитонов в модели RS1 составили 0.56–1.05 ТэВ/c^2, в зависимости от констант связи.

Наиболее сильные ограничения на параметры модели ADD, дающей легкие КК–состояния гравитонов (с массами порядка или даже меньше эВ и до МэВ) и нерезонансный тип сигнала, проистекают из астрофизических и космологических наблюдений. Например, данные по суперновой SN1987A ограничивают фундаментальный масштаб многомерной гравитации M_D значением 27 ТэВ, а требование на ограниченность температуры нейтронной звезды — даже 1700 ТэВ для числа ДПИ $n = 2$. При большем числе n ограничения гораздо слабее: уже для n=3 эти пределы, соответственно, не превышают 2.4 и 76 ТэВ. Предыдущие коллайдерные эксперименты дают существенно более слабые ограничения, например, из данных LEP $M_D > 1.60$–0.66 ТэВ, соответственно, для $n = 2$–6.

Помимо КК–мод гравитона, еще одним интересным следствием понижения фундаментального масштаба гравитации в многомерных теориях является возможность рождения микроскопических многомерных черных дыр (МЧД) на ускорителях. Существование черных дыр, в которые должна коллапсировать материя при сильных гравитационных взаимодействиях, является характерным предсказанием не только указанных моделей, но и в принципе любой теории гравитации эйнштейновского (и

не только) типа. Доказательства существования макроскопических черных дыр из коллапса двойных звездных систем были получены в 2016 г. коллаборациями VIGO и LIRGO, одновременно открывшими существование гравитационных волн. Однако этот случай образования черных дыр очевидно не характерен для ускорительных экспериментов или, в более общем смысле, для процессов взаимодействия элементарных частиц, где плотность материи на единицу объема не так значительна. Специально для случая столкновений частиц в трансплановском режиме существует так называемая гипотеза К. Торна[8], согласно которой ультрарелятивистские частицы могут коллапсировать в черную дыру, если прицельный параметр их взаимодействия будет меньше, чем радиус Шварцшильда r_S для черной дыры с массой $M_{\rm BH}$, равной полной энергии, доступной при столкновении. И здесь в рассмотрении возникают именно модели низкоэнергетической гравитации, с их невысоким фундаментальным многомерным масштабом $M_D \sim$ ТэВ: для моделей типа ADD или RS1 трансплановский режим становится достижимым на ускорителях, так что при изучении подобных сценариев актуальной становится и гипотеза об образовании на ускорителях МЧД. Это теоретическое предположение, достаточно естественное в русле подхода моделей низкоэнергетической гравитации, и послужило стартом для поисковой программы МЧД на LHC.

Из-за крайне малого времени жизни и фактической «точечности» объекта (современные достижимые энергии не в состоянии разрешить размеры МЧД) с экспериментальной точки зрения все акты излучения по механизму Хокинга для МЧД регистрируются как единовременные события, без разрешения по «квантам» времени (актам излучения) и без фазового рассогласования из-за конечного размера МЧД. Множественность распадных частиц, как и в четырехмерном случае, полностью определяется энтропией (чем больше энтропия, т. е. число внутренних степеней свободы у МЧД, тем больше будет множественность распадных частиц). Доминирующую долю в излучение вносят кварки и глюоны, из-за наибольшего числа степеней свободы, отвечающих этим частицам. Поэтому характерной экспериментальной наблюдаемой для процессов с рождением и распадом МЧД является множественное рождение адронных струй (а также лептонов всех типов и других частиц, с долей примерно 25%), практически изотропно распределенных в пространстве. Подобные яркие необычные сигналы не имеют аналогов в рамках СМ и не должны быть пропущены в эксперименте.

[8]K. S. Thorne, "Black holes and time warps: Einstein's outrageous legac", London, UK (1994) 619 p.

Перед запуском LHC ограничения на массу M_{BH} были доступны только из экспериментов по исследованию процесса рассеяния космических нейтрино на нуклонах земной атмосферы (по недостатку величины потока нейтрино вследствие реакции типа $\nu N \to BH$). Фундаментальный масштаб гравитации M_D был ограничен значениями 1.0–1.4 ТэВ при числе ДПИ $n > 4$. Поиск подобных сигналов в предыдущих коллайдерных экспериментах успехом не увенчался, и их энергия не позволила установить существенные ограничения на модельные параметры.

Целями работы являются проверка предсказаний стандартной модели фундаментальных взаимодействий элементарных частиц и поиск сигналов за рамками СМ в процессах рождения пары мюонов; исследование множественного образования частиц в эксперименте CMS при энергиях LHC.

Научная новизна

В работе впервые систематически показана возможность измерений сечения и угловых характеристик процесса Дрелла–Яна в области инвариантных масс пары мюонов $m \sim$ 1–5 ТэВ/c^2 при энергиях сталкивающихся протонов 14 ТэВ в с.ц.м. Разработана методика поискового эксперимента для обнаружения сигналов новой физики нерезонансного и резонансного типов для состояний со спином 1 и 2. На примере моделей расширенного калибровочного сектора и сценариев низкоэнергетической гравитации впервые продемонстрирована возможность наблюдения подобных сигналов в канале с парой $\mu^+\mu^-$ в конечном состоянии. В терминах модельных параметров этих сценариев определен потенциал открытия эксперимента CMS при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

В работе получены новые уникальные данные о взаимодействиях частиц СМ при рекордных энергиях, которые были достигнуты во время первого этапа работы LHC RUN1 ($\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ): измерены дифференциальные и дважды дифференциальные сечения процесса Дрелла–Яна в областях переменной Бьёркена и переданного четырехимпульса, ранее недоступных для изучения, измерено значение асимметрии вылета лептонов в области рекордных инвариантных масс m до 2.0 ТэВ/c^2 и быстроты пары $|y| \leqslant 2.4$, с рекордной точностью измерены сечения Z^0–бозонов, получены принципиально новые ограничения в пространстве модельных параметров сценариев с расширенным калибровочным сектором и моделей многомерной гравитации ADD и RS1.

Практическая значимость и достоверность

Данная работа формулирует программу научных исследований эксперимента CMS в канале с парой мюонов в конечном состоянии. Предложенная программа исследований легла в основу соответствующих глав

проектов коллаборации CMS "CMS Physics Technical Design Report Vol. I: Detector performance and software" (PhTDR–I) [33] и "CMS Physics Technical Design Report Vol. II: Physics Performance" (PhTDR–II) [1], определяющих стратегию и методы научных исследований коллаборации. Разработанные в работе методы отбора и реконструкции мюонов с большими поперечными импульсами ($p_T \sim$ ТэВ/c) и мюонных пар с инвариантными массами до нескольких ТэВ/c^2, методы оценки величин систематических погрешностей сечений сигнальных и фоновых процессов были использованы в эксперименте CMS для реализации других направлений физической программы коллаборации в течение первого этапа работы LHC (RUN1): открытия бозона Хиггса в канале с четырьмя лептонами, наблюдения редких распадов $B_S^0 \to \mu^+\mu^-$, измерения функций распределения плотностей партонов (PDF) и др.

Начиная с 2015 г., на основании этих разработок осуществляются исследования второго цикла работы LHC (RUN2) при номинальных (проектных) значениях энергии и светимости, а, кроме того, проводится разработка новых направлений исследований как при повышенной светимости LHC (High Luminosity LHC), так и в других экспериментах физики высоких энергий на планируемых ускорительных комплексах.

Достоверность полученных результатов подтверждается их согласованностью с результатами второго многоцелевого эксперимента на LHC — ATLAS — и включением основных результатов по ограничению модельных параметров проанализированных сценариев новой физики в регулярные обзоры по физике частиц Particle Data Group за 2012–2018 гг.

Апробация работы

Результаты исследований, составивших диссертацию, докладывались автором на научных семинарах Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ), Научно–исследовательского института ядерной физики МГУ им. Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ), Петербургского института ядерной физики им. Б. П. Константинова (ПИЯФ); Института теоретической и экспериментальной физики им. А. И. Алиханова (ИТЭФ), рабочих совещаниях коллаборации CMS, проходивших в ЦЕРН, ОИЯИ, ИТЭФ, МГУ; ежегодных конференциях коллаборации RDMS CMS, на международных рабочих совещаниях, научных школах, конференциях и симпозиумах (всего более 80 выступлений), наиболее важными из которых являются доклады, сделанные от имени коллаборации CMS:

- Международная конференция по физике на LHC (Physics at LHC), 6–12 июля 2003 г., Прага, Чехия.

- 18 Международное рабочее совещание по физике высоких энер-

гий и квантовой теории поля (QFTHEP2004), 17–23 июня 2004 г., Санкт-Петербург, Россия.

- XXXIII Международная «рочестерская» конференция по физике высоких энергий (ICHEP'06), 26 июля – 2 августа, 2006 г., ОИЯИ–РАН, Москва, Россия.

- Симпозиум по физике на адронных коллайдерах (HCP2007), 20–26 мая 2007 г., Ла Бионда, Эльба, Италия.

- Сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий», 23–29 ноября 2009 г., ИТЭФ, Москва, Россия; 21–25 ноября 2011 г., ИТЭФ, Москва, Россия; 5–8 ноября 2013 г., ИФВЭ, Протвино, Россия; 17–21 ноября 2014 г., МИФИ, Москва, Россия; 12–15 апреля 2016 г., ОИЯИ, Дубна, Россия; 6–8 июня 2017 г., ИЯИ, г. Нальчик, Россия.

- Зимняя дубненская международная школа современной теоретической физики (DIAS-TH) «Физика на Большом адронном коллайдере», 30 января – 06 февраля, 2012 г., ОИЯИ, Дубна, Россия.

- XIII Международная школа–конференция «Актуальные проблемы физики микромира», 27 июля – 7 августа 2015 г., Гомель, Беларусь.

Публикации и личный вклад

Основные результаты диссертации изложены в 53 научных работах [1]–[53], из них 32 работы из списка ВАК и БД Скопус [1]–[32], 19 работ в виде электронных препринтов, материалов конференций и нот коллаборации CMS [33]–[50] и 2 публикации в главах монографий [52, 53].

Представленные в диссертации работы по подготовке программы исследований по изучению рождения мюонных пар на LHC выполнены под руководством и при определяющем участии автора. Автор являлся ответственным за проведение исследований, подготовку публикаций и разделов проектов эксперимента CMS по физической программе PhTDR–I [33] и PhTDR–II [1]. Автор руководил группой физического анализа ОИЯИ в эксперименте CMS и принимал личное непосредственное участие в проведении обработки и анализа экспериментальных данных первого этапа работы LHC. Также личный вклад автора в представленные результаты подтверждается цитируемыми внутриколлаборационными препринтами с ограниченным числом авторов [33]–[50] и выступлениями соискателя на конференциях, сделанных от имени коллаборации CMS.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, двух частей, включающих семь глав, заключения и пяти приложений. Список литературы содержит 277 наименований. Полный объем диссертации — 329 страниц, включая 46 таблиц и 194 рисунка.

Содержание работы

Во **Введении** обсуждаются мотивации и актуальность исследований, в частности, основные проблемы и задачи при описании процессов взаимодействий элементарных частиц и модели новой физики за рамками СМ — сценарии низкоэнергетической гравитации и РКС, а также новизна и практическая значимость полученных результатов.

Результаты, представленные в **Части 1**, основаны на исследованиях, посвященных анализу перспектив изучения процесса Дрелла–Яна и экспериментального обнаружения сигналов новой физики в канале с парой мюонов, образующихся в столкновениях пучков протонов Большого адронного коллайдера (LHC) при проектном значении энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Все исследования выполнены на основании моделирования методом Монте–Карло (МК) изучаемых процессов с учетом «отклика» экспериментальной установки на прохождение частиц через вещество детекторных систем.

В **Главе 1** приведены общие характеристики основных детекторных систем эксперимента CMS: магнитной системы, внутреннего трекера, электромагнитного и адронного калориметров, триггеров первого и высокого уровней. Продемонстрировано, что установка CMS обладает высокоэффективной системой идентификации и измерения характеристик мюонов, системой регистрации электронов и фотонов с высоким разрешением (электромагнитный калориметр) и высокоточным центральным трекером для прецизионных измерений импульса заряженных частиц.

Глава 2 содержит результаты исследований, направленных на изучение возможностей эксперимента CMS по отбору в режиме реального времени и оффлайн реконструкции событий с одиночными и парными мюонами [1, 33, 34, 35, 36]. Также в этой главе обсуждаются результаты широкомасштабного теста программного обеспечения (ПО) CMS, созданного для моделирования, реконструкции и отбора событий, содержащих мюоны с поперечными импульсами p_T до нескольких ТэВ/c [2, 33]. Тестирование ПО проводилось на данных Монте–Карло и данных тестов на пучках SPS и глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле [3].

В разделе 2.1 обсуждаются аспекты моделирования прохождения элементарных частиц через вещество детекторных систем CMS («отклика» детекторных систем). На данных комбинированного теста элементов торцевых детекторных систем CMS на пучках мюонов и пионов с энергией до 300 ГэВ в CERN было, во-первых, проверено соответствие ПО, описывающего геометрию установки, реальности, а во-вторых, были протестированы различные модели развития адронных ливней в `GEANT4`. Доказано, что наиболее подходящей для моделирования «отклика» систем на частицы высоких энергий является модель развития электромагнитных и адронных ливней LHEP. Данная модель была использована в созданном на основе программного пакета GEANT4 коллаборацией CMS программном обеспечении, позволяющем учесть специфику конструкции детекторных систем CMS: сначала в виде самостоятельного пакета программ OSCAR, а впоследствии — объединенной программной платформы, включающей программы моделирования, реконструкции и анализа CMSSW.

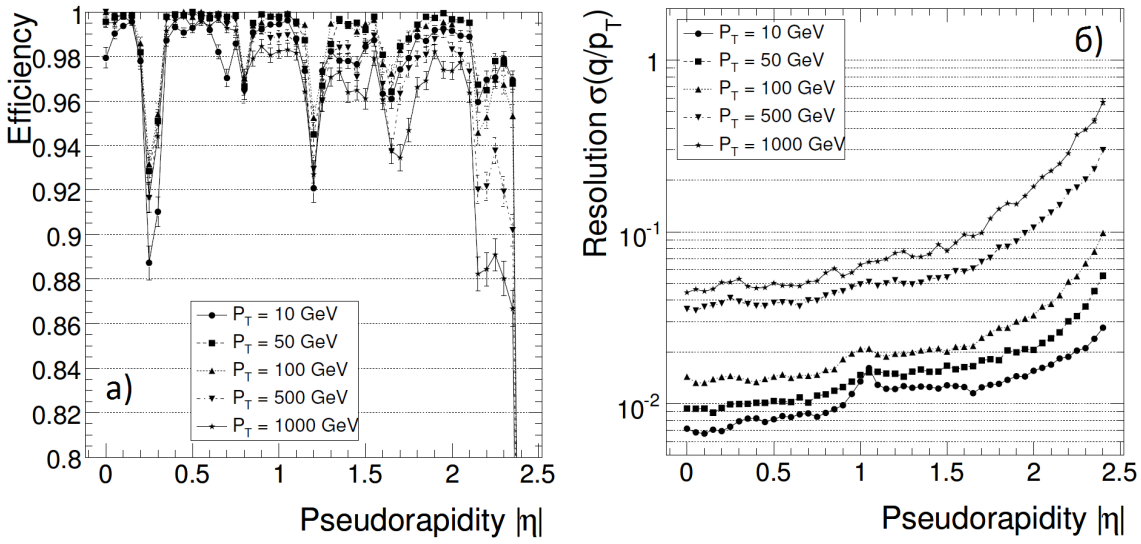

Рис. 1. (а) Эффективность реконструкции одиночного мюона и (б) импульсное разрешение одиночного мюона [33]. Использован алгоритм реконструкции GMR.

В разделе 2.2 и 2.3 анализируются методы и алгоритмы реконструкции и индентификации мюонов, особое внимание уделено оптимизации реконструкции мюонов высоких энергий (несколько сотен ГэВ и выше). Алгоритмы оффлайн реконструкции мюонов, используемые в эксперименте CMS, основаны на использовании информации как из мюонной (SA) и трекерной (Tracker–only) систем в отдельности, так и на совместном использовании трекерной и мюонной систем (GMR). На наборах данных моделирования одиночных мюонов и пар мюонов продемонстриро-

ваны точность и эффективность используемых методов: импульсное разрешение одиночных мюонов оказалось не хуже 8% в центральной части псевдобыстротного распределения ($|\eta| \leqslant 1.4$), а эффективность достигает 97% для p_T мюонов вплоть до 3 ТэВ/c (рис. 1). В торцевой части установки CMS (область псевдобыстрот $1.4 \leqslant |\eta| \leqslant 2.4$) разрешение составляет 9.4% при эффективности 99.1%.

В разделе 2.4 представлены результаты исследования критерия пространственной изолированности мюонных треков в калориметрической системе и трекере[9], используемого для подавления фонов, обусловленных процессами КХД. Показано, что, вследствие интенсивного КЭД–излучения в конечном состоянии (FSR), требование изолированности в электромагнитном калориметре существенно подавляют сигнальные мюоны, особенно высоких энергий (падение эффективности отбора пар мюонов составляет 2.5% при значении инвариантной массы пары $m = 1$ ТэВ/c^2 и достигает 10% в области больших значений $m = 3$–5 ТэВ/c^2). Поэтому при проведении исследований с мюонами высоких энергий используется критерий изолированности только в адронном калориметре и трекере (но не в электромагнитном калориметре).

Детальное изучение возможностей триггерной системы CMS по отбору событий с парой мюонов в области больших m было проведено в разделе 2.5. Путем комбинации возможных критериев отбора на различных уровнях принятия решений триггерной системы CMS была выработана методика отбора подобных событий.

Номинальные пороги триггера первого уровня (Level–1) в режиме начальной (низкой) светимости[10] установлены на уровне 7 (14) ГэВ/c в случае одиночных мюонов и по 3 (3) ГэВ/c для каждого мюона (так называемый *симметричный порог*) в случае пары мюонов. Порог на p_T, используемый в триггере высокого уровня (HLT), составляет 16 (19) ГэВ/c в случае одиночного мюона и по 3 (7) ГэВ/c для каждого мюона в случае мюонной пары. Комбинированная эффективность отбора одиночных и парных мюонов для Level–1 и HLT, соответственно, превышает 99% и достигает 97–98% (рис. 2).

Раздел 2.6. посвящен исследованию влияния невыравненности детекторных систем (НДС) на эффективность отбора, а также точность и эффективность оффлайн реконструкции. Для учета влияния НДС использовались три сценария, отвечающие выравниванию детекторных систем с помощью геодезических измерений с выключенным магнитным полем,

[9]Критерий налагает ограничение на величину полной поперечной энергии и импульса в заданном конусе вокруг трека мюона $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$.

[10]Режим начальной и низкой светимостей, соответственно, $\mathcal{L} = 10^{32}$ см$^{-2}$с$^{-1}$ и $2{\times}10^{33}$ см$^{-2}$с$^{-1}$.

а также выравниванию с помощью наборов экспериментальных данных с различной статистикой — начальный (First Data, FD), соответствующий $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$ пбн$^{-1}$, и долгосрочный (Long Term, LT) с $\mathcal{L}_{\text{int}} = 1$ фбн$^{-1}$.

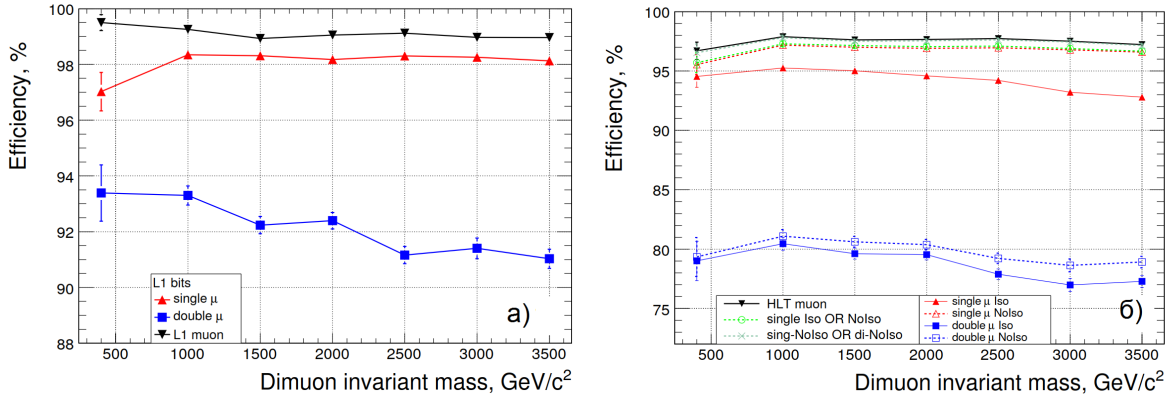

Рис. 2. Эффективность регистрации событий с парой мюонов триггером (а) Level–1 и (б) HLT. Рассмотрены случаи триггера на одиночный (изолированный или неизолированный) мюон, пару мюонов и их комбинации при $\mathcal{L}$= 10^{32} см$^{-2}$с$^{-1}$ [36].

Было продемонстрировано незначительное (в пределах 1%) влияние НДС на эффективность отбора и реконструкции одиночных мюонов и пар мюонов, образующихся в процессе Дрелла–Яна и в распадах J/ψ– и B_S^0–мезонов, Z^0–бозона, а также гипотетического нейтрального бозона Z'. В случае разрешения по p_T ситуация выглядит иначе: учет эффекта НДС по сценарию FD приводит к ухудшению разрешения одиночных мюонов во всей области η (от нескольких процентов для мягких мюонов до драматического падения в 2–5 раз для $p_T = 1.0$ ТэВ/c). По мере накопления данных (сценарий LT) происходит улучшение разрешения, его значения приближаются к случаю идеального выравнивания, хотя для больших значений p_T и η наблюдается превышение данных для LT приблизительно на 25% для $p_T = 100$ ГэВ/c и 30–40% для $p_T = 1.0$ ТэВ/c. В случае пар мюонов деградация массового разрешения составляет порядка 3–30% при $m = 0.10$–4.0 ТэВ/c^2 (в LT).

Раздел 2.7 включает в себя описание результатов для глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле CMS (CRAFT) [3], в котором были протестированы методы идентификации, реконструкции и отбора событий с помощью специального алгоритма реконструкции космических мюонов и алгоритма реконструкции мюонов в pp–соударениях (для имитации подобных событий из данных космического теста отбирались мюоны, пересекающие всю установку на расстоянии не более 10 см по радиусу и 50 см по оси пучка от номинальной точки взаимодействий). Было показано, что эффективность алго-

ритма глобальной реконструкции космических мюонов составляет 94.4 ± 0.6%, а pp–алгоритма — 98.3±0.5% для Tracker–only, 98.8±0.4% для SA, 97.1±0.6% для GMR; при этом разрешение по p_T составило 5–6% для $p_T > 200$ ГэВ/c. Это находится в хорошем согласии с результатами оценки эффективности на событиях МК.

В разделе 2.8 сформулированы основные результаты Главы 2.

В **Главе 3** с помощью моделирования физических процессов и отклика детекторных систем на вторичные частицы было проведено изучение процесса Дрелла–Яна и продемонстрирована возможность измерения в эксперименте CMS сечения этого процесса и асимметрии вылета мюона в области инвариантных масс до нескольких ТэВ/c^2, которые были недоступны для измерения до LHC [1, 4, 5, 6, 7, 37, 38]. В протон–протонных столкновениях сечение процесса Дрелла–Яна $p + p \to \gamma^\star/Z^0 \to \mu^+ + \mu^- + X$ определяется сверткой функций распределения кварков и антикварков (партонов) в протоне (PDF) $f_{q/p}(x_1, Q^2)$ и $f_{\bar{q}/p}(x_1, Q^2)$ с элементарным сечением аннигиляции кварк–антикварковой пары $\hat{\sigma}(q\bar{q} \to f\bar{f})$. С учетом всех порядков теории возмущений дважды дифференциальное сечение может быть записано в виде ряда по степеням бегущей константы связи КХД $\alpha_S(\mu_R^2)$:

$$\begin{aligned}\frac{d^2\sigma_{pp}}{dydm^2} &= \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_S^n(\mu_R^2) \sum_{i,j} \int dx_1 dx_2 f_{i/p}(x_1, Q^2, \mu_F^2) f_{j/p}(x_2, Q^2, \mu_F^2) \\ &\times \hat{\sigma}^{(n)}(ij \to \gamma^\star/Z^0 \to \mu^+\mu^- + X),\end{aligned}$$

где $\hat{\sigma}^{(n)}$ — сечение в n-ом порядке разложения по ТВ, μ_R — энергетический масштаб перенормировки, μ_F — энергетический масштаб (параметр шкалы факторизации) КХД. При этом суммирование по всем возможным партонным состояниям включает не только кварки, но и глюоны, так как, например, при вычислении вкладов первого порядка (NLO) КХД ($n = 1$) необходимо учитывать излучение в начальном состоянии, процессы комптоновского рассеяния в КХД с (анти)кварком в конечном состоянии и процессы с глюонами в конечном состоянии.

Перспективы исследования процесса Дрелла–Яна изучались на данных МК, смоделированных в главном порядке (LO) ТВ генератором `PYTHIA6` с использованием PDF CTEQ5L. Вклад высших порядков учитывался домножением сечений в LO на множитель $K = 1.3$. Детальный учет высших порядков показывает, что NLO–вклад КХД в области m_{Z^0} составляет ∼15% и может превышать 30% для бóльших m. Учет вкладов второго порядка (NNLO) КХД изменяет сечения уже не столь значительно (на ∼ 2–3% в районе m_{Z^0} и 4–7% для бóльших m [1]). Учет вклада

электрослабых (ЭС) диаграмм высших порядков приводит к поправкам в сечение рождения пары мюонов порядка 9–20% в интервале m от 1.0 до 5.0 ТэВ/c^2 [1, 4, 37].

Таблица 1. Число событий рождения пар разноименно заряженных мюонов с $m \geqslant$ 400 ГэВ/c^2 в различных процессах СМ до и после применения критериев подавления фона [36, 35]. Вычисления сделаны в LO ТВ при $\sqrt{s}$=14 ТэВ для $\mathcal{L}_{\rm int} = 100$ пбн$^{-1}$.

Процессы	До отбора	После отбора
Дрелл–Ян	13.7 ± 0.2	13.5 ± 0.2
Струи КХД	16.7 ± 9.2	0.11 ± 0.08
$W + jets$	2.1 ± 0.4	1.2 ± 0.3
$t\bar{t} + jets$	4.1 ± 0.3	3.4 ± 0.3
WW	1.1 ± 0.1	1.0 ± 0.3
WZ	0.15 ± 0.05	0.15 ± 0.05
ZZ	0.06 ± 0.03	0.06 ± 0.03

В разделе 3.1 приводятся результаты моделирования и реконструкции событий рождения пар мюонов в процессе Дрелла–Яна. На примере анализа распределений событий по различным кинематическим переменным демонстрируется согласие наборов данных на уровне физических генераторов (предсказания СМ) и реконструированных событий.

В разделе 3.2 анализируются различные источники фоновых событий: процессы образования пар калибровочных бозонов VV ($V = Z^0, W^{\pm}$), парного рождения t–кварков, ассоциированного рождения струй и калибровочного бозона $W + jets$, мягких и жестких двухструйных событий КХД и инклюзивные события $pp \to \mu X$ (см. табл. 1).

Для уменьшения вклада процессов КХД используют критерий изолированности мюонного трека в трекере. В качестве критерия изолированности было использовано ограничение (использовалось пороговое значение 10 ГэВ/c) на сумму p_T всех треков частиц сопровождения вокруг траектории мюона в конусе $\Delta R < 0.3$. Требование изоляции приводит к сильному подавлению фона от ложных мюонов и процессов КХД, оставляя события Дрелла–Яна без изменений (подавление не более 1–2%) (табл. 1). Оставшийся неподавляемый фон обусловлен, в основном, процессами $t\bar{t}$, $W + jet$ и VV. Отметим, что вклад от парного рождения τ–лептонов не превышает 0.8% в области масс Z^0–бозона и 0.7% для $m \geqslant$ 1 ТэВ/c^2.

Возможные погрешности измерения сечения процесса Дрелла–Яна обсуждаются в разделах 3.3 и 3.4. В различных областях m проанализированы как статистические, так и систематические погрешности. При

изучении систематических погрешностей учитывались как различные аспекты экспериментальных измерений (влияние величины массового разрешения, точности отбора событий, эффекта НДС, ошибки измерения светимости), так и неточность расчетов сечения процесса Дрелла–Яна, обусловленная поправками высших порядков ТВ, а также неопределенностями, связанными с неточным знанием функций распределения кварков и глюонов $f(x, Q^2)$, неоднозначностью выбора шкалы факторизации КХД и масштаба перенормировки μ^2 и конечной точностью определения бегущей константы связи КХД α_S [1, 5, 6, 37].

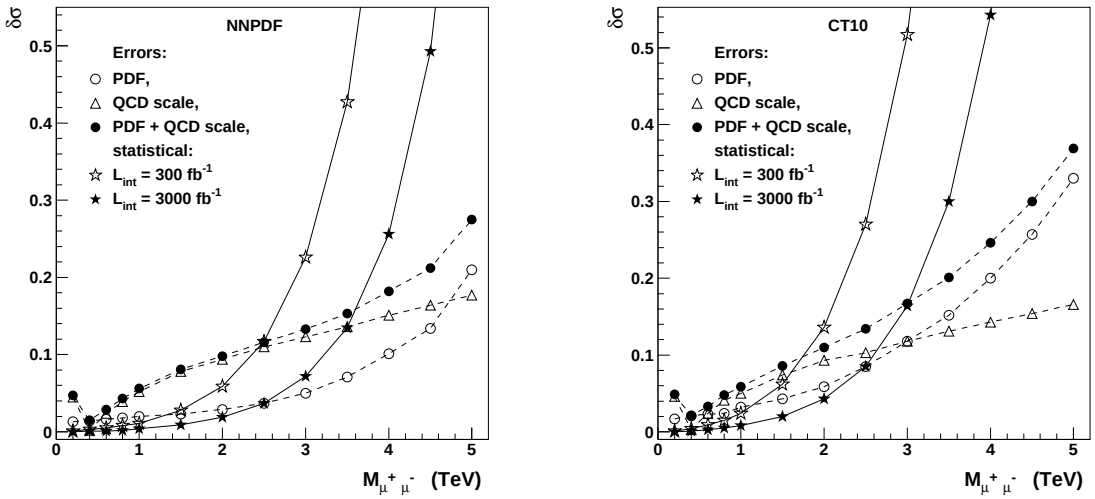

Рис. 3. Значения неопределенностей (PDF, QCD, комбинированная) как функция $M_{\mu^+\mu^-}$ для набора PDF (левый) NNPDF2.3 и (правый) CT10 [5, 6]. Приведены статистические погрешности, соответствующие значениям $\mathcal{L}_{\text{int}}$ 300 фбн$^{-1}$ и 3000 фбн$^{-1}$.

Теоретические погрешности вычисления сечения процесса Дрелла–Яна систематизированы на рисунке 3. Кроме теоретических неопределенностей, приведены статистические погрешности, ожидаемые при $\mathcal{L}_{\text{int}} =$ 300 фбн$^{-1}$ и 3000 фбн$^{-1}$. В области инвариантных масс ~ 2.5 ТэВ/c^2 для всех наборов PDF доминируют погрешности PDF, выше — неопределенности шкалы факторизации и перенормировки КХД. При $\mathcal{L}_{\text{int}}$=300 фбн$^{-1}$ погрешности расчетов сечения в рамках СМ превышают потенциальную точность измерения этого сечения в областях значений инвариантных масс до 1.8 ТэВ/c^2 и 2.5 ТэВ/c^2 для наборов CT10nlo и NNPDF2.3 соответственно. В области больших значений инвариантных масс ситуация меняется — точная проверка предсказаний СМ становится невозможной из-за доминирования статистической ошибки. С увеличением значения интегральной светимости $\mathcal{L}_{\text{int}}$ до 3000 фбн$^{-1}$ эта область, соответственно, расширяется до 3.0 и 3.5 ТэВ/c^2.

Также исследованы теоретические ошибки расчета сечения рождения

струй КХД с применением NLO–генератора партон–партонных взаимодействий JETRAD и наборов партонных структурных функций семейства CTEQ. Неопределенности PDF вносят в сечения процессов КХД относительную ошибку величиной 11–15%, а при вариации α_S в пределах $\pm 1.7\%$ неопределенность сечения составляет $\pm 4.3\%$ [7].

Раздел 3.5 посвящен перспективам изучения пространственной асимметрии вылета лептонов A_{FB} [1, 38]. Были предложены методы коррекции влияния систематических эффектов, с помощью которых была продемонстрирована возможность измерения значения A_{FB} в широком диапазоне значений m. В зависимости от величины ожидаемой интегральной светимости, было исследовано влияние статистических и систематических погрешностей.

Значение асимметрии может быть определено путем одномерной аппроксимации угловых распределений лептонов (1D–аппроксимация):

$$P(\cos\theta^\star, A_{FB}, b) = \frac{3}{2(3+b)}(1+\cos^2\theta^\star) + A_{FB}\cos\theta^\star,$$

или, альтернативно, аппроксимации с помощью многомерной функции максимального правдоподобия (5D–аппроксимация), в которой учтены зависимости угловых распределений от быстроты и массы пары, а также эффективность аксептанса A, триггера и реконструкции ϵ. Угол $\theta^\star$ задается направлением вылета отрицательного мюона относительно направления движения кварка q в с.ц.м. пары мюонов. В обоих подходах угловые распределения корректируются для компенсации возможной ошибки ω определения знака $\cos\theta^\star$, т. е. направления «вперед» («назад»).

Таблица 2. Значения A_{FB} и b из 1D– и 5D–аппроксимаций для $m \geqslant 1$ ТэВ/c^2 [38].

Метод	1D–аппроксимация		5D–аппроксимация	
	A_{FB}	b	A_{FB}	b
$m > 1$ ТэВ/c^2	0.541 ± 0.019	0.815 ± 0.117	0.608 ± 0.015	0.833 ± 0.066
$m > 3$ ТэВ/c^2	0.557 ± 0.024	1.003 ± 0.162	0.619 ± 0.016	1.088 ± 0.076
$m > 5$ ТэВ/c^2	0.580 ± 0.020	0.937 ± 0.118	0.602 ± 0.015	1.049 ± 0.067

Во всех областях $m > 1$ ТэВ/c^2 результаты 5D–аппроксимации дают лучшее согласие полученного значения A_{FB} с теоретическими ожиданиями в СМ ($A_{FB}^{theor} = 0.61$), чем оценки, сделанные из одномерной аппроксимации (табл. 2). К тому же, статистическая ошибка 5D–аппроксимации примерно на 30% меньше, чем в альтернативном подходе. Для интеграль-

ной светимости $\mathcal{L}_{\rm int} = 10$ фбн$^{-1}$ статистическая ошибка (5–40%) доминирует над систематической погрешностью, которая не превышает 5% во всем интервале m, а для $\mathcal{L}_{\rm int} = 100$ фбн$^{-1}$ — только в области $m \geqslant 800$ ГэВ/c^2. Рассмотренная систематика связана, в основном, с зависимостью ω от PDF и погрешностями отбора и реконструкции пар мюонов.

В разделе 3.6 сформулированы основные результаты Главы 3.

В **Главе 4** анализируются перспективы экспериментального обнаружения при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ сигналов новой физики резонансного и нерезонансного типов в каналах с парой мюонов в конечном состоянии [1, 8, 9, 10, 11, 36, 39, 40, 48, 49, 50, 52, 53].

В качестве возможных проявлений новой физики за рамками СМ были рассмотрены три альтернативных сценария: нерезонансные сигналы и узкие резонансы со спином 2 (КК–моды гравитона G_{KK}) в сценариях с ДПИ и узкие резонансы со спином 1 (новые нейтральные калибровочные бозоны Z' в моделях РКС).

Моделирование сигнала осуществлялось с помощью различных версий пакета `PYTHIA6` с модифицированными константами связи для различных теоретических сценариев или с новыми матричными элементами. Было осуществлено полное моделирование событий, учитывающее с помощью ПО CMS, основанного на GEANT4, взаимодействие элементарных частиц с веществом детекторных систем установки CMS и полностью воспроизводящее условия набора данных, включая наложение событий (pile–up), условия отбора событий, алгоритмы реконструкции в условиях реального времени (триггера) и алгоритмы оффлайн реконструкции.

Для всех проанализированных теоретических сценариев основным неподавляемым фоном является процесс Дрелла–Яна, другие возможные фоновые процессы имеют сечения на порядки меньшие (см. Главу 3).

Ожидаемая статистическая значимость S превышения сигнала над фоном вычислялась методом подсчета числа сигнальных s и фоновых b событий (МПС) в некоторой фиксированной (сигнальной) области масс. В случае резонансной природы сигнала (раздел 4.2 и 4.3) число сигнальных и фоновых событий вычислялось в массовом интервале $2\sigma_{obs}$ вокруг массы резонанса m, σ_{obs} — наблюдаемая при измерении ширина резонанса. Для нерезонансных сигналов (раздел 4.1) s и b вычислялись в области, ограниченной только снизу. В качестве численной оценки S использовалась вероятность флуктуации фоновых событий b, описываемых распределением Пуассона, до наблюдаемого числа событий $s+b$ (значимость S_{cP}). Величины вычисленной значимости S_{cP} не противоречат результа-

там оценок $S_{c12} = 2(\sqrt{s+b} - \sqrt{b})$ и $S_{cL} = \sqrt{2\left((s+b)ln(1+\frac{s}{b}) - s\right)}$, но зависят от выбора границ сигнальной области. Для поиска резонансных сигналов в качестве альтернативного способа, не зависящего от сигнальной области, был применен метод разделения гипотез с критерием значимости $S_{\mathcal{L}} = \sqrt{2ln(\mathcal{L}_{s+b}/\mathcal{L}_b)}$, где $\mathcal{L}_b$ — наиболее вероятное значение функции правдоподобия для нулевой гипотезы H_0 (только фон), а $\mathcal{L}_b$ — наиболее вероятное значение для альтернативной гипотезы H_1 (сигнал + фон). Данный метод основан только на анализе формы распределений фона и сигнала и не зависит от абсолютной нормировки распределений. Значения $S_{\mathcal{L}}$ также согласуются с S_{cP}, S_{c12}, S_{cL}.

При вычислении учтены возможные систематические погрешности, связанные как с теоретическими неопределенностями вычислений сигнала и фона (см. Главу 3), так и с точностью и эффективностью отбора и реконструкции событий (см. Главу 2).

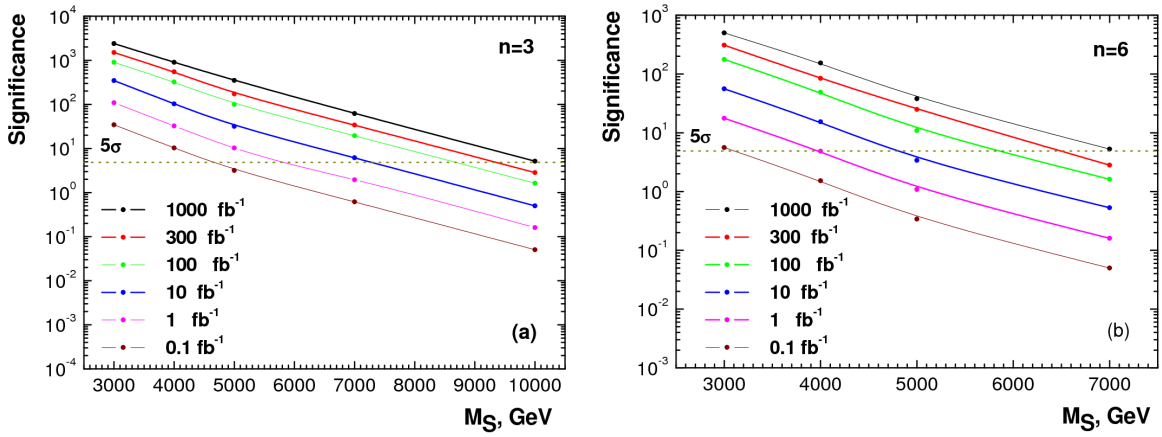

Рис. 4. Статистическая значимость S_{cP} наблюдения сигнала ADD в зависимости от струнного масштаба M_S для числа дополнительных измерений (а) $n = 3$ и (б) $n = 6$ [1, 39]. Проанализированы сценарии набора данных, соответствующие различным значениям $\mathcal{L}_{\text{int}}$.

В разделе 4.1 показана возможность наблюдения сигналов от многомерной гравитации, предсказываемых сценарием с большими ДПИ (модель ADD) [1, 8, 9, 39, 48, 49, 52, 53]. Вычисления сечений рождения ADD–гравитонов и моделирование соответствующих LO–вкладов в процессы образования пар лептонов проводились в рамках эффективной теории низкоэнергетической гравитации со схемой перенормировки, зависящей от двух параметров: струнного масштаба M_S и числа ДПИ n (схема HLZ). Этот подход в главном порядке ТВ эквивалентен эффективной теории, регулируемой одним параметром Λ_T (схема GRW). В обоих случаях предполагается, что $M_S(\Lambda_T)$ имеет значение порядка фундаментального масштаба гравитации M_D. Учет высших порядков ТВ

осуществлялся введением в сечение множителя $K = 1.3 \pm 0.05$. Ошибки вычисления сечений, связанные с учетом высших порядков ТВ, с неопределенностью шкалы факторизации КХД и с неточностью знания PDF, были оценены, соответственно, как 3.8%, 4.8–7.7% и 4.8–5.8%.

В зависимости от числа n при $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$ (300 фбн$^{-1}$) ADD–гравитоны могут наблюдаться со статистической значимостью $S_{cP} \geqslant 5\sigma$ в случае $M_S \leqslant 5.8$–8.7 (6.5–9.3) ТэВ (рис. 4). Результаты вычислений величины значимости с помощью других критериев дают разброс величины S в 2–40%, что приводит к неопределенности (8.6%) в оценке предела на M_S.

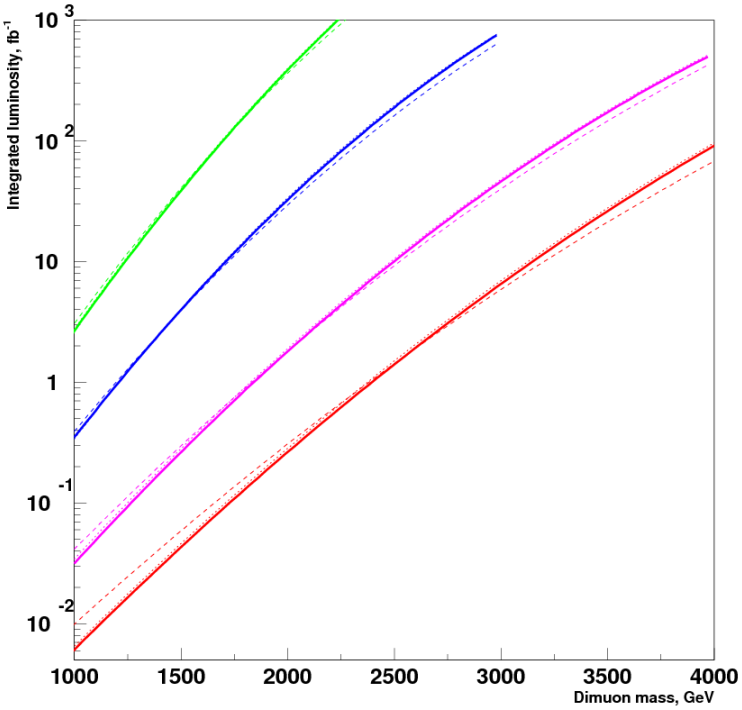

Рис. 5. Интегральная светимость $\mathcal{L}_{\text{int}}$ как функция массового предела 5σ на массу RS1–гравитона при распаде на $\mu^+\mu^-$ для констант связи (сверху вниз) $c = 0.01$, 0.02, 0.05, 0.1 [1, 40]. Приведены результаты для методов оценки статистической значимости S_{cP} (сплошная линия), S_{cL} (точечная линия) и S_L (штриховая линия).

В разделе 4.2 продемонстрирована [1, 8, 9, 10, 36, 40, 49, 52, 53] возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином 2 на примере модели многомерной гравитации RS1. Потенциал открытия RS1–гравитона (первой КК–моды G^1_{KK}) в эксперименте CMS представлен в виде зависимости $\mathcal{L}_{\text{int}}$, необходимой для наблюдения RS1–гравитона со статистической значимостью S более 5σ, от его массы (рис. 5). Были проанализированы случаи с различными значениями безразмерной константы связи гравитона с частицами СМ $c = \kappa/M_{5D}$ (M_{5D} — многомерный планковский масштаб). Значение S практически не зависит от собственной ширины резонанса Г ($\lesssim 2\%$) и определяется массовым разрешением детекторных систем. Для режима работы при низкой светимости с $\mathcal{L}_{\text{int}} = 10$ фбн$^{-1}$ предсказывается возможность наблюдения RS1–резонанса с массой, не превышающей 1.23 ТэВ/c^2 (c =0.01) и 3.16 ТэВ/c^2 ($c = 0.1$). Начальная фаза работы при высокой светимости $\mathcal{L}_{\text{int}} = 100$ фбн$^{-1}$ может обеспечить достижение диапазона масс 1.73–4.23 ТэВ/c^2($c = 0.01$–0.1), а на конец третьего этапа ра-

боты LHC можно ожидать, что будет исследован массовый диапазон до 1.99–4.73 ТэВ/c^2. Учет возможных систематических погрешностей практически не меняет предсказанные массовые пределы, их вариация не превышает 5%.

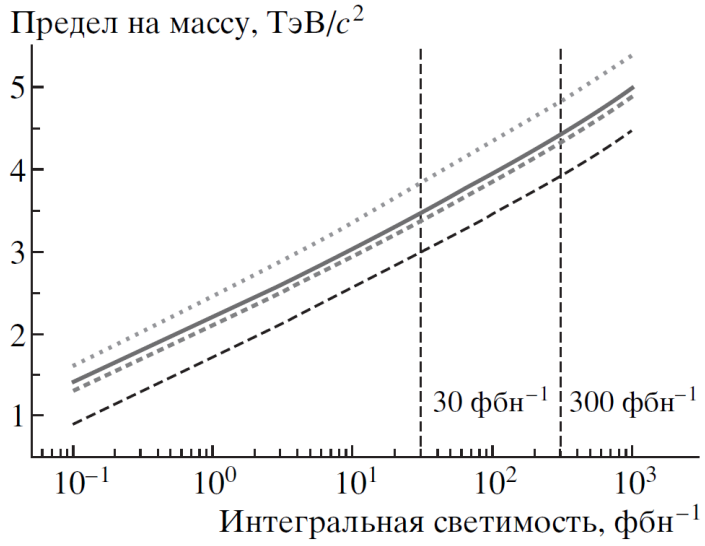

Рис. 6. Верхний предел при распаде на $\mu^+\mu^-$ со статистической значимостью более 5σ на массу Z' бозона для SSM, χ-модели, ALRM и ψ-модели (кривые сверху вниз соответственно) для pp-соударений при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ [11].

Предсказания расширенных калибровочных моделей, основанных на группах ТВО E_6 и $SO(10)$[11], анализируются в разделе 4.3 [11, 36, 50, 52]. Расчеты процессов рождения и распадов новых бозонов Z' проводились с помощью пакета генерации событий `PYTHIA6`, в который были имплементированы константы связи g_V и g_A, соответствующие различным моделям РКС.

Как и для RS1–гравитона, наблюдаемая ширина резонанса σ_{obs} в основном определяется массовым разрешением установки, она такого же порядка или больше естественной ожидаемой ширины Z' ($\Gamma \approx$ 3–4%). Как демонстрирует рисунок 6, LHC обеспечивает условия для наблюдения Z'–бозона вплоть до масс 2.5–3.3 ТэВ/c^2, в зависимости от рассматриваемой модели, даже при интегральной светимости 10 фбн$^{-1}$. Для более интенсивного режима работы ускорителя, так называемого режима высокой светимости (100 фбн$^{-1}$ за один год), достижимый массовый предел расширяется до 3.5–4.4 ТэВ/c^2.

Возможность определения спиновой структуры резонанса была обсуждена в разделе 4.4 на примере разделения тестовой нулевой гипотезы H_1 со спином 2 (RS1–гравитон) и альтернативной H_2 со спином 1 (Z'). Каждая из гипотез была определена с учетом примеси фоновых событий и кинематических ограничений, искажающих первоначальные сигнальные распределения. Для подавления вклада фона для анализа отбирались события в массовом интервале $m \pm 2\sigma_{obs}$. Статистика, соответствующая $\int \mathcal{L}dt = 100$ (300) фбн$^{-1}$, позволяет провести разделение

[11] J.L. Rosner, PRD 35, 2244 (1987); PRD 54, 1078 (1996), D. London, PRD 34, 1530 (1986).

H_1 и H_2 со статистической значимостью 2σ при массе $m_{Z'} \leq$ 1.13–2.52 (1.26–3.0) ТэВ/c^2 в зависимости от c =0.01–0.1.

В разделе 4.5 сформулированы основные результаты Главы 4.

В **Части 2** диссертации приведены результаты исследований эксперимента CMS по образованию пары мюонов и многочастичных событий в столкновениях пучков протонов во время первого этапа работы LHC (2009–2012 гг.) при энергии сталкивающих протонов $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Для увеличения статистической точности финальные результаты по данным в канале с парой мюонов комбинировались с данными по рождению пары электронов[12]. Все результаты, представленные в данной части диссертации, находятся в очень хорошем согласии с результатами другого многоцелевого эксперимента на LHC — ATLAS.

В **Главе 5** приведены результаты изучения характеристик рождения пар лептонов в процессе Дрелла–Яна в pp–столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20, 41, 51].

В разделе 5.1 приведены результаты оценки числа сигнальных и фоновых событий. Сигнальные процессы с $Z^0/\gamma^\star \to e^+e^-$ и $\mu^+\mu^-$ моделировались в NLO порядке ТВ генераторами событий `POWHEG` и `PYTHIA6`, последний также использовался для моделирования партонных ливней и КЭД–излучения в конечном состоянии (рис. 7). Пакет `POWHEG` включает матричные элементы, посчитанные с точностью до NLO КХД и NLO ЭС. Учет NNLO КХД осуществлялся перевзвешиванием событий корректирующими коэффициентами, вычисленными с помощью пакета `FEWZ` в различных интерва-

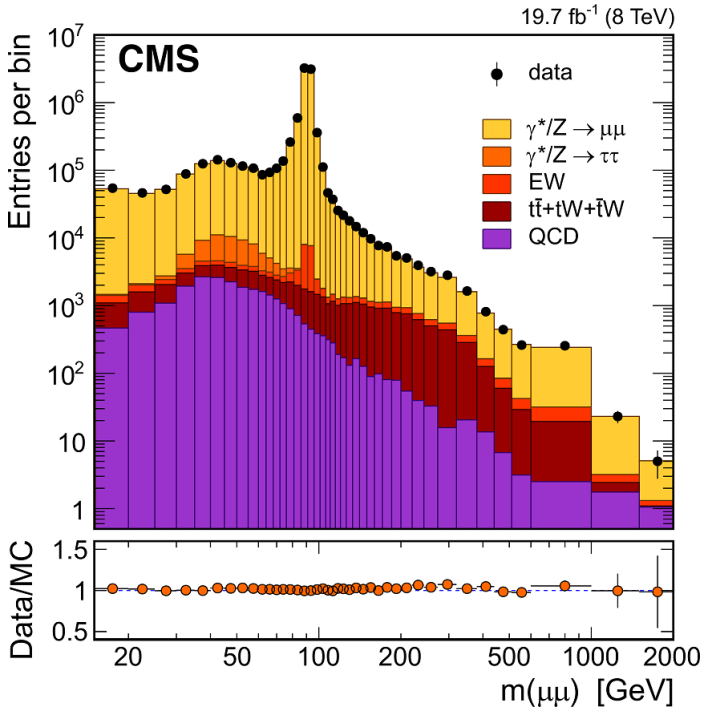

Рис. 7. Распределение событий по инвариантной массе пар мюонов при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (точки) [12]. Показаны результаты моделирования сигнала и вклад доминирующих фоновых процессов. Сигнал смоделирован с учетом NNLO–вкладов. Электрослабые фоновые процессы включают парное рождение калибровочных бозонов и события $W + jet$.

[12]Методические аспекты идентификации и регистрации электронов в данной работе не обсуждаются и на защиту не выносятся.

лах инвариантной массы пары лептонов m в зависимости от поперечного импульса p_T и быстроты y пары.

Доминирующие фоновые процессы СМ были смоделированы с использованием генераторов POWHEG ($\tau^+\tau^-$ и одиночное рождение t–кварка) и MADGRAPH ($t\bar{t}$ и парное рождение калибровочных бозонов WW, WZ, ZZ). Распады τ–лептонов осуществлялись с помощью пакета TAUOLA. Для учета вкладов высших порядков в процессы парного рождения t–кварков наборы данных $t\bar{t}$ нормировались на величину сечения этого процесса. При моделировании как сигнальных, так и фоновых процессов был использован набор функций PDF CT10.

Ввиду ограниченной точности моделирования процессов КХД величина фона от множественного рождения струй извлекалась из контрольного набора данных (КНД) с использованием в качестве дискриминатора фона критериев изолированности трека и требования противоположности заряда двух мюонов. В частности, было использовано обстоятельство, что, во-первых, события с мюонами с относительной изоляцией $I_{rel}^{comb} > 0.2$[13] относятся преимущественно к фоновым и, во-вторых, для фоновых событий отношение числа событий с мюонами разных знаков ($\mu^+\mu^-$) к числу событий с мюонами одинаковых знаков ($\mu^\pm\mu^\pm$) не зависит от значения I_{rel}^{comb}.

Кроме того, для уменьшения систематических погрешностей, связанных с неточностями моделирования, величина фона от ЭС процессов была определена $e\mu$–методом оценки фона (который также является разновидностью метода КНД), основанном на сравнении числа событий с парой лептонов одного аромата (в нашем случае $\mu^+\mu^-$) и событий с парой лептонов разных ароматов $e^\pm\mu^\mp$ в контрольном наборе данных и в наборе МК. Число фоновых событий, оцененных $e\mu$–методом, в пределах ошибок согласуется с предсказаниями МК.

При небольших инвариантных массах суммарный вклад фоновых процессов не превышает 5% в обоих каналах (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$), при росте масс влияние фоновых процессов становится более существенным и достигает 30% в мюонном канале (см. «хвосты» распределений слева и справа от пика Z^0 на рисунке 7). Важным нередуцируемым фоном является рождение пар лептонов в процессах $\gamma\gamma$. Согласно вычислениям, выполненным с FEWZ с PDF NNPDF2.3, вклад этого процесса для $\sqrt{s} =$ 8 (7) ТэВ варьируется от долей процента в области пика Z^0 до 20 (40)% при m порядка нескольких ТэВ/c^2 (на рис. 7 суммируется с сигнальными событиями).

[13] $I_{rel}^{comb} = \sum(E_T^{cal} + p_T^{trk})/p_T$, где E_T^{cal} и p_T^{trk} — соответственно, поперечная энергия и поперечный импульс частиц в конусе $\Delta R \leqslant 0.3$ вокруг трека мюона, p_T — поперечный импульс мюона.

Отбор и реконструкция пар мюонов обсуждается в разделе 5.2. Для отбора событий рождения пар мюонов триггерной системой применялись асимметричные условия отбора, согласно которым при $\sqrt{s} = 8$ (7) ТэВ после триггера HLT требовалось наличие одного (лидирующего) лептона с поперечным импульсом $p_T^{(1)}$, превышающим 17 (6 или 13) ГэВ/c, и второго (сублидирующего) лептона с минимальным поперечным импульсом $p_T^{(2)} \geqslant 8$ (6 или 13) ГэВ/c. Для подавления процессов, в которых мюоны образуются в результате распадов тяжелых кварков, а также непрямых адронных распадов, применяется пространственная изоляция мюонного трека от других частиц в конусе $\Delta R \leqslant 0.3$ вокруг трека.

Итоговый отбор событий с парой мюонов при $\sqrt{s} = 8(7)$ ТэВ осуществлялся в интервале значений псевдобыстроты $|\eta| \leqslant 2.4$, при этом поперечный импульс $p_T^{(1)}$ лидирующего лептона должен быть не менее 20 (14) ГэВ/c, а для второго лептона требовалось выполнение условия $p_T^{(2)} \geqslant 10(9)$ ГэВ/c, что соответствует насыщению эффективности триггера [12, 14]. Для дальнейшего анализа отбираются кандидаты с разноименными зарядами и максимальным χ^2 их аппроксимации в вершину мюонной пары.

В разделе 5.3 обсуждены методы корректировки систематических эффектов, остаточное влияние которых оценено в разделе 5.4. Для компенсации неидеальности измерения энергии электрона и импульса мюона, вызванной, в основном, тремя эффектами (НДС, перераспределением числа событий по интервалам инвариантной массы пары m вследствие конечного разрешения детекторных систем и излучением в конечном состоянии (FSR)), была разработана процедура последовательной коррекции данных (ПКД). ПКД подразумевает пошаговое применение корректирующих коэффициентов, отвечающих каждому из эффектов и извлекаемых с помощью матрицы «отклика» T. Данные матрицы определяются из МК и представляют собой корреляционные зависимости числа событий до и после FSR в каждом интервале инвариантной массы лептонной пары (для учета FSR) и корреляционные зависимости числа событий до и после реконструкции (для учета конечного разрешения). Величина поправок на FSR в области Z^0 достигает 30–50% для мюонов и существенно меньше (10–15% для обоих каналов) в других массовых областях. Поправки на конечное разрешение имеют несколько меньшую величину — соответственно, 20% и 5%.

Метод ПКД вносит дополнительную систематику в измерение сечений, которая включает неопределенности наших знаний величины эффективности аксептанса, реконструкции и отбора событий, конечную

точность процедур коррекции данных (коррекции импульса мюона, разрешения, излучения в конечном состоянии), неопределенность величины фона, ошибку измерения светимости и т. д. Значения полных систематических погрешностей измерения сечения $d\sigma/dm$, определяемых различными эффектами, для трех интервалов m приведены в табл. 3.

Таблица 3. Систематические погрешности $d\sigma/dm$ (%) в области малых масс ($m \leqslant 40$ ГэВ/c^2), области Z^0–пика ($40 \leqslant m \leqslant 120$ ГэВ/c^2) и в области больших масс $m \geqslant 200$ ГэВ/c^2) при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [12].

Источник погрешности	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$
Эффективность $A \times \epsilon$	2.9, 0.5, 0.7	1.0, 0.4, 1.8
Разрешение детекторных систем	1.2, 5.4, 1.8	0.6, 1.8, 1.6
Фон	2.2, 0.1, 13.8	1.0, 0.1, 4.6
Коррекция энергии электрона	0.2, 2.4, 2.0	
Коррекция импульса мюона		0.2, 1.7, 1.6
Излучение в конечном состоянии (FSR)	0.4, 0.3, 0.3	0.4, 0.2, 0.5
Полная экспериментальная	3.7, 2.5, 14.0	1.6, 2.5, 5.4
Полная теоретическая (PDF, масштабы перенормировки и факторизации)	4.2, 1.6, 5.3	4.1, 1.6, 5.3
Светимость	2.6	2.6
Полная	6.3, 6.7, 15.3	5.1, 3.9, 8.0

Раздел 5.5 посвящен обсуждению основных результатов измерения дифференциального сечения $d\sigma/dm$ и дважды дифференциального сечения $d^2\sigma/dmdy$ процесса Дрелла–Яна при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, а также результатов измерения энергетической зависимости этих сечений [12, 13, 14, 15, 51]. Кроме того, в разделе приведены результаты измерения инклюзивных сечений процесса рождения Z^0–бозона при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

Сечение рождения пар лептонов определялось в интервалах инвариантной массы лептонов m_i как

$$\sigma_i = \frac{N_u^i}{A^i \epsilon^i \mathcal{L}_{int}},$$

где N_u^i — число событий после вычитания фона и процедуры ПКД, A^i и ϵ^i — эффективности аксептанса и реконструкции пары лептонов, $\mathcal{L}_{int}$ — полная интегральная светимость. Результаты нормированы на ширину массового интервала Δm_i. Зависимость сечения при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ от инвариантной массы пары m показана на рисунке 8.

Величины измеренных сечений находятся в хорошем согласии с предсказаниями СМ (NNLO КХД и NLO ЭС) во всей области инвариантных

масс от 15 до 2000 ГэВ/c^2. В частности, в области пика Z^0–бозона (60–120 ГэВ/c^2) значение сечения (для e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) составило $\sigma_Z = 986.4 \pm 0.6$ (стат.) $\pm$ 5.9 (сист.) $\pm$ 21.7 (теор.) $\pm$ 21.7 (свет.) пбн при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [14] и $\sigma_Z = 1138 \pm 8$ (эксп.) $\pm$ 25 (теор.) $\pm$ 30 (свет.) пбн при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [12, 13], что является наиболее точным измерением на адронных коллайдерах[14] и хорошо согласуется как с вычислениями СМ в NNLO (соответственно, σ_Z (7 ТэВ) = 1009 $\pm$ 32 пбн и σ_Z (8 ТэВ) = 1137 $\pm$ 36 пбн), так и с предыдущими измерениями в эксперименте CMS. Результаты, полученные независимо в канале с парой электронов и в канале с парой мюонов, также совпадают.

В диапазоне значений быстроты пары $|y| \leqslant 2.4$ и значений инвариантных масс m от 20 до 1500 ГэВ/c^2 впервые измерено дважды дифференциальное сечение $d^2\sigma/dmdy$ (рис. 9). Во всех диапазонах масс и быстрот результаты измерений совпадают в пределах ошибок с предсказаниями стандартной модели. Исследованные кинематические области соответствуют ранее недоступным для измерения в предыдущих экспериментах диапазонам значений масштабной переменной Бьёркена $3 \times 10^{-4} \leqslant x \leqslant 1.0$ и переданного четырехимпульса $6.0 \times 10^2 \leqslant Q^2 \leqslant 7.5 \times 10^5$ ГэВ^2/c^2. Дифференциальное сечение $d\sigma/dm$ измерено в более широком интервале $3 \times 10^2 \leqslant Q^2 \leqslant 3 \times 10^6$ ГэВ^2/c^2.

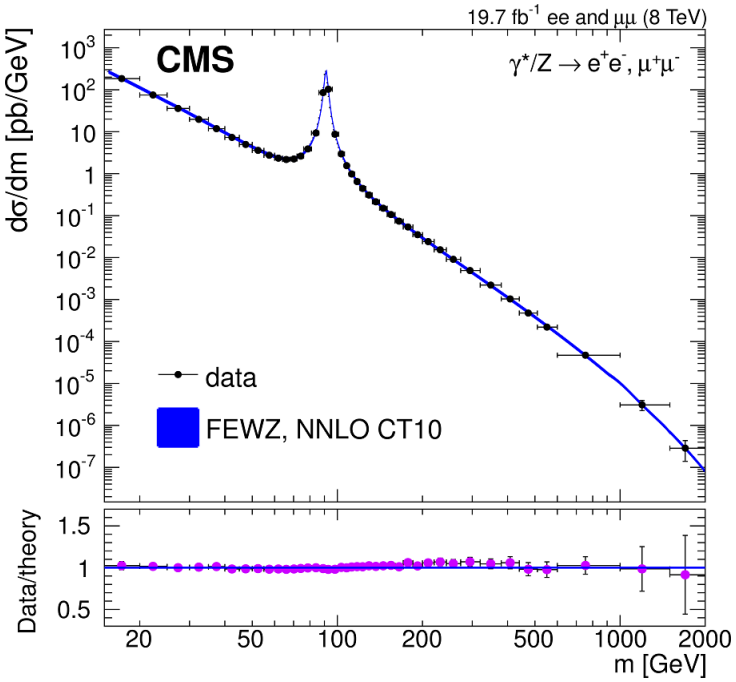

Рис. 8. Дифференциальное сечение $1/\sigma_Z d\sigma/dm$ рождения пар лептонов (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) в процессе Дрелла–Яна при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [12, 51].

Важной для тестирования PDF характеристикой является энергетическая зависимость сечений, которая, к тому же, чрезвычайно чувствительна к эффектам высших порядков КХД. Эта зависимость изучалась с помощью измерения отношения (обозначаемого R) сечений, нормированных на σ_Z, для $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Форма распределений R (см., например, рис. 10) не противоречит ожиданиям СМ (сплошная жирная кривая) с

[14]На момент написания диссертационной работы

учетом зависимости PDF от энергетического масштаба взаимодействий Q и переменной x: в области малых x наблюдается линейный рост отношения к функции логарифма массы (при этом в области Z^0–пика отношение равно 1 по определению), а, начиная с $x \sim 0.3$ ($m \sim 200$ ГэВ/c^2), следует быстрый рост, обусловленный повышением доступного масштаба взаимодействия для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Мы констатируем согласие в пределах ошибок измерения отношения R с теоретическим предсказанием.

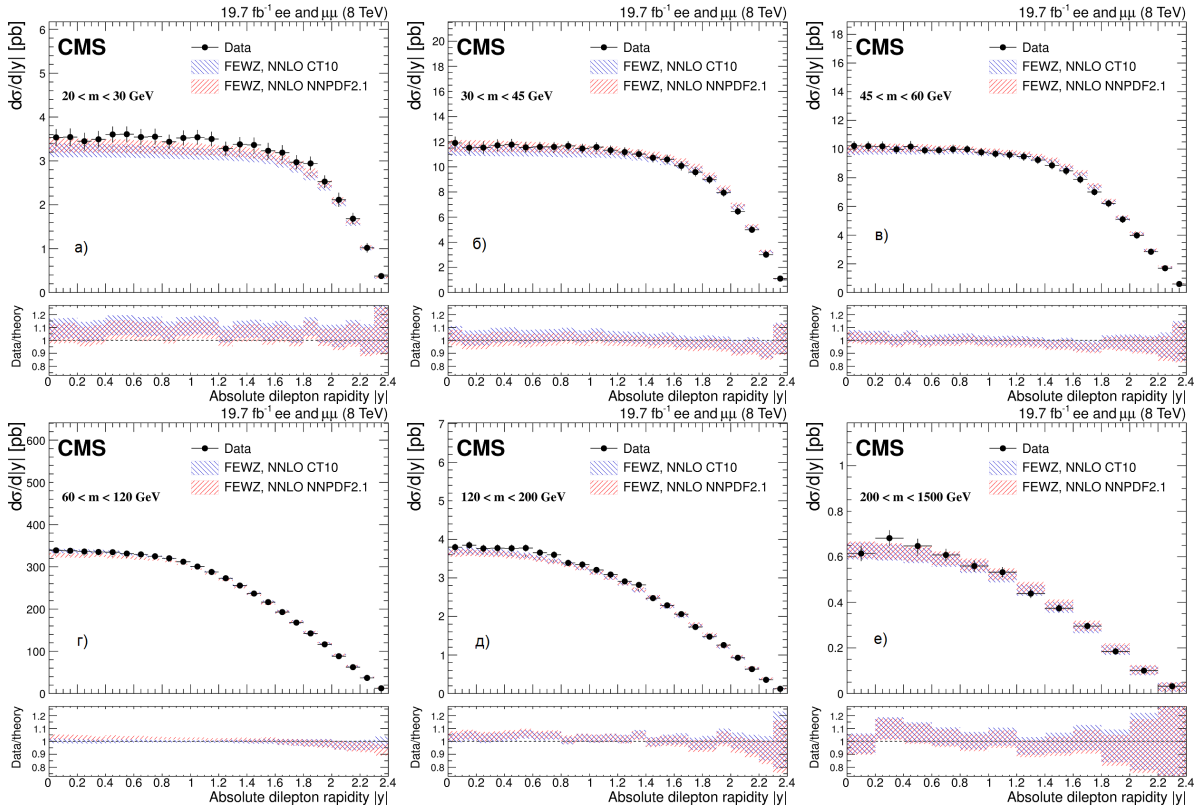

Рис. 9. Дифференциальное сечение $d\sigma/dy$ рождения пар лептонов (e^+e^- и $\mu^+\mu^-$) в процессе Дрелла–Яна в различных интервалах m при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [12]. Сечения нормированы на сечение в области Z^0–пика. Приведено сравнение экспериментальных данных и предсказаний СМ в NLO ЭС и NNLO КХД с наборами PDF NNLO CT10 и NNLO NNPDF2.1. В нижних частях рисунков представлено отношение измеренного сечения к вычисленному в СМ.

Исследование пространственной асимметрии вылета лептонов A_{FB} проводилось в разделе 5.6 [16, 17, 18, 19, 20, 41, 51]. Величина асимметрии определялась методом независимого подсчета числа событий в двух областях угловых распределений лептонов:

$$A_{FB} = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B},$$

где σ_F и σ_B — полные сечения рождения пар лептонов в интервалах $\cos\theta^\star \geqslant 0$ (направление «вперед») и $\cos\theta^\star \leqslant 0$ (направление «назад»).

Для уменьшения влияния поперечных импульсов кварков в начальном состоянии угол $\theta^\star$ определен в системе координат Коллинса-Сопера[15].

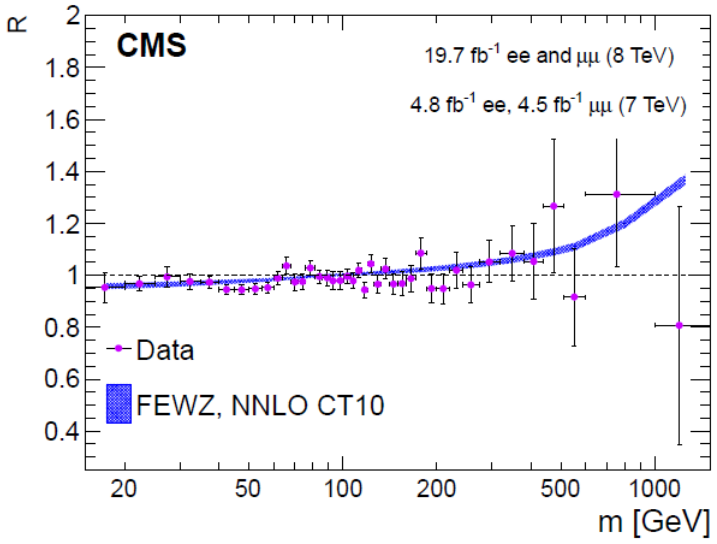

Рис. 10. Зависимость отношения R от инвариантной массы лептонной пары [12, 51]. Приведены NNLO–вычисления СМ с PDF NNLO CT10.

При $\sqrt{s} = 7$ ТэВ измерение A_{FB} проводилось в интервале значений инвариантной массы лептонной пары $40 \leqslant m \leqslant 400$ ГэВ/c^2 и в четырех интервалах абсолютного значения быстроты пары $|y|$: 0–1, 1–1.25, 1.25–1.5, 1.5–2.4 [17, 18, 19]. Данные, набранные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [16, 41], позволили существенно расширить кинематическую область измерений, которая охватывает гораздо больший массовый диапазон до 2000 ГэВ/c^2 в тех же интервалах y (рис. 11).

Как и при измерении сечений, для корректного определения величины A_{FB} применялась процедура ПКД, которая позволила минимизировать влияние ряда систематических эффектов, таких, как конечное разрешение, неэффективности детекторных систем, FSR. Данные коррекции не учитывали ошибку в определении направления кварка (знака $\cos\theta^\star$). Следует также отметить, что измерения при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ учитывают влияние ограниченного аксептанса на форму угловых распределений.

В пределах среднеквадратичного отклонения 2σ результаты измерения A_{FB} при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в комбинированном канале $(\mu^+\mu^- \oplus e^+e^-)$ не противоречат NLO–предсказаниям СМ с PDF CT10.

Многопараметрическая аппроксимация методом максимального правдоподобия (ММП) угловых распределений мюонов также позволила определить слабый угла смешивания $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ [20, 18, 19, 51]: $\sin^2\theta_{\text{eff}} = 0.2287 \pm 0.0020$ (стат.) $\pm$ 0.0025 (сист.), что находится в хорошем согласии с данными других экспериментов и лежит в пределах ожиданий NLO СМ $\sin^2\theta_{\text{eff}}$ (теор.) $= 0.23154 \pm 0.00003$.

В разделе 5.7 сформулированы основные результаты Главы 5.

[15] J.C. Collins, D.E. Soper, PRD 16, 2219 (1977).

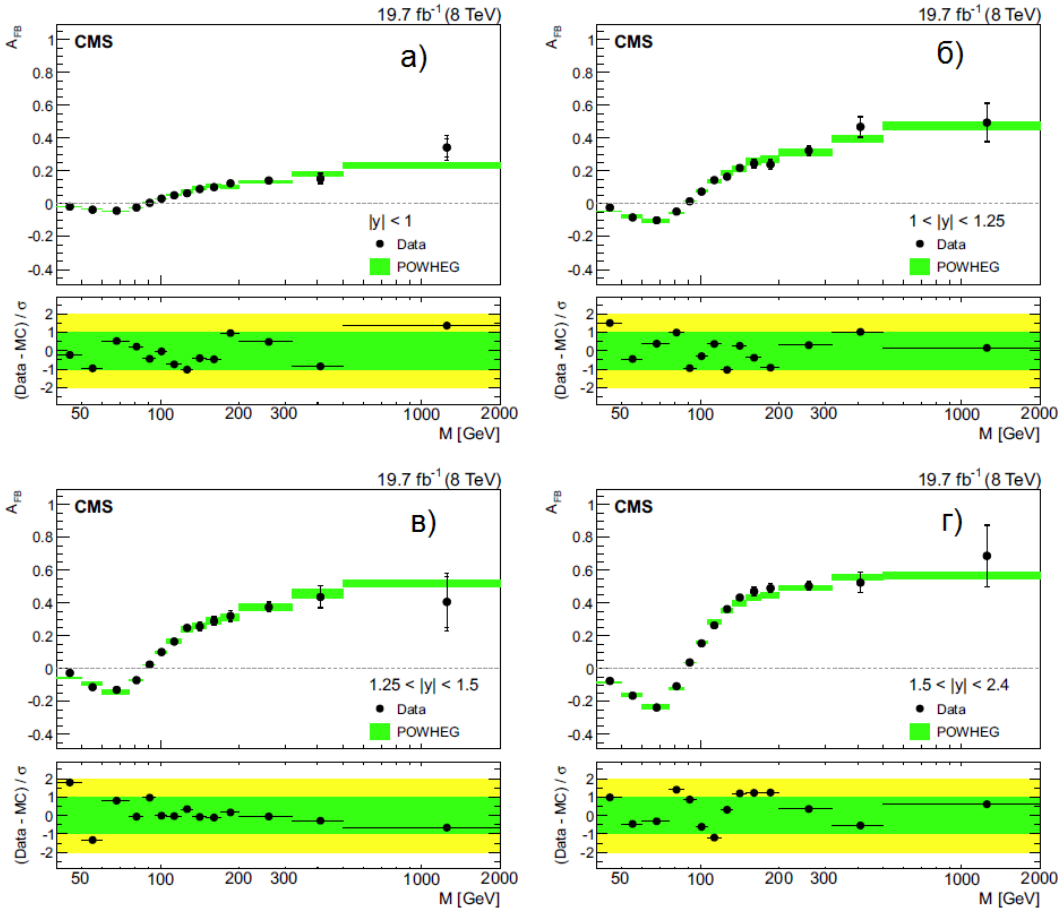

Рис. 11. Асимметрия «вперед-назад», измеренная в объединенном канале e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, в зависимости от инвариантной массы лептонной пары в четырех интервалах быстроты пары: (а) $|y| < 1$, (б) $1 < |y| < 1.25$, (в) $1.25 < |y| < 1.5$, (г) $1.5 < |y| < 2.4$ [16, 41]. На нижних графиках показана разница между данными и теорией, нормированная на полную погрешность измерений.

В **Главе 6** приведены результаты поиска сигналов физики за рамками стандартной модели в канале рождения пары мюонов при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [21, 22, 23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 42, 43, 44, 45, 51]. Соответственно, полная проанализированная статистика составила $\mathcal{L}_{\text{int}} = 5.1$ фбн$^{-1}$ и 20.6 фбн$^{-1}$.

В разделе 6.1 описаны методы реконструкции и условия отбора событий, проведена оценка величины фона с помощью моделирования и на данных и представлены результаты сравнения экспериментальных данных с предсказаниями СМ, полученными с помощью моделирования МК.

Процедура поиска сигналов новой физики в случае резонансного и нерезонансного сигналов и методы статистической интерпретации результатов описаны в разделе 6.2. Поиск новых резонансов проводился с помощью ММП путем анализа формы распределения пар лептонов по их инвариантной массе m (рис. 7). Такой подход обеспечивает незави-

симость результатов от погрешности определения абсолютной величины фона. Для уменьшения влияния других систематических эффектов (светимости, аксептанса, эффективностей триггера и оффлайн реконструкции) сечение рождения пар лептонов было нормировано на сечение рождения Z^0–бозона. Например, в случае Z'–бозона:

$$\begin{aligned} R_\sigma &= \frac{\sigma(pp \to Z' + X \to l^+l^- + X)}{\sigma(pp \to Z^0 + X \to l^+l^- + X)} \\ &= \frac{N(Z' \to l^+l^-)}{N(Z^0 \to l^+l^-)} \times \frac{A(Z' \to l^+l^-)}{A(Z^0 \to l^+l^-)} \times \frac{\varepsilon(Z' \to l^+l^-)}{\varepsilon(Z^0 \to l^+l^-)}, \end{aligned}$$

где N — число событий в заданном интервале инвариантных масс, A и ε, соответственно, эффективность аксептанса и полная эффективность реконструкции и отбора событий. При отсутствии сигнала (превышения числа событий над ожиданиями в рамках СМ) вычислялись верхние пределы на отношения сечений изучаемых процессов R_σ со статистической достоверностью (CL) 95%. Отношение эффективностей регистрации новых резонансов и Z^0–бозона определялось из моделирования.

Сечения вычислялись в массовых интервалах $\pm 5\% \sqrt{\hat{s}}$ вокруг массы нового резонанса и ± 30 ГэВ$/c^2$ вокруг массы Z^0. Такой выбор обусловлен стремлением сократить влияние модельно–зависимых эффектов, таких, как модификация «хвоста» массового распределения в области ниже значения $\sqrt{\hat{s}}$ вследствие интерференции $\gamma^\star/Z^0/Z'$. Данный подход (приближение узкого резонанса, NWA) нацелен на получение модельно–независимых результатов, позволяющих проводить их прямую реинтерпретацию в рамках моделей, не рассмотренных в данном анализе.

Интерпретация формы распределений по инвариантной массе осуществлялась в рамках байесовского подхода к оценке вероятностей. В случае резонансного сигнала расширенная функция ММП для спектра инвариантных масс состоит из суммы функций плотности вероятности (p.d.f.) сигнала p_S и фона p_B:

$$\begin{aligned} &\mathcal{L}(m|R_\sigma, M, \Gamma, \sigma(m), \alpha, \beta, \kappa, \mu_B) = \\ &= \frac{\mu^N e^{-N}}{N!} \prod_{i=1}^{N} \left(\frac{\mu_S(R_\sigma)}{\mu} p_S(m_i|M, \Gamma, \omega) + \frac{\mu_B}{\mu} p_B(m_i|\alpha, \beta, \kappa) \right), \end{aligned} \qquad (1)$$

где N — полное число зарегистрированных событий в массовом интервале, где производится аппроксимация, а $\mu = \mu_S + \mu_B$ — сумма средних значений распределений Пуассона для сигнала μ_S и фона μ_B.

В данном анализе плотность вероятности сигнала $p_S(m|\Gamma, M, \sigma(m))$ параметризуется сверткой функции Брейта–Вигнера с шириной Γ и массой M (описывающей естественную ширину резонанса) и распределения Гаусса, учитывающего конечное разрешение по инвариантной массе $\sigma(m)$. Типичная ширина искомого резонанса не превышает 3–4% (например, 3% для Z'_{SSM} и 0.6% для Z'_{ψ}), что сравнимо с разрешением регистрирующих систем во всех диапазонах m (от 3% при $m = 0.5$ ТэВ/c^2 до 9% при $m = 3.0$ ТэВ/c^2).

Форма спектра фоновых событий фиксировалась на основе аппроксимации распределений событий, полученных с помощью моделирования всех возможных процессов СМ, в области m от 200 до 3000 ГэВ/c^2. При этом p.d.f. для фона имеет вид $p_B(m|\alpha, \beta, \kappa) = m^{\kappa} e^{\alpha m + \beta m^2}$. Полученная результирующая функция p.d.f. для фона во всем массовом диапазоне отличается от распределения фоновых событий не более, чем на 2%.

Таблица 4. Систематические погрешности в канале с парой мюонов. Для резонансного сигнала приводятся оценки в интервале $m_{\mu\mu}$ = 1000–3000 ГэВ/c^2, а для нерезонансного — для $m_{ll}^{\min}$ = 1900 ГэВ/c^2 [21].

Источник погрешности	Резонансный сигнал	Нерезонансный сигнал
Эфф. реконструкции и отбора	$1-3$%	3%
Влияние НДС на величину фона	$0.6-10$%	5%
Коррекция p_T мюона	$5-15$%	41%
PDF	$8-33$%	17%
ЭС NLO поправки фона	$3.2-12$%	10%
КХД NNLO поправки фона	$2-3$%	3%
Светимость	–	4.4%

Для поиска нерезонансных сигналов используют методику, основанную на подсчете числа событий в определенном массовом интервале (с инвариантной массой больше заданного порогового значения $m_{ll}^{\min}$). Вероятность наблюдения числа событий N_{obs} задается распределением Пуассона, где в среднее значение распределения a дают вклад как фоновые, так и ожидаемые сигнальные события, соответственно, с сечениями σ_s и σ_b и полной (включая аксептанс) эффективностью реконструкции и отбора событий ϵ_s и ϵ_b. При этом осуществляется нормировка спектра инвариантных масс на число событий вокруг пика Z^0–бозона $N_{obs,Z}$ в массовом интервале ± 30 ГэВ/c^2.

Раздел 6.3 посвящен обсуждению систематических погрешностей результатов анализа. Рассмотрено влияние эффективности реконструкции

и отбора событий, эффекта невыравненности детекторных систем, неопределенности PDF и эффектов высших порядков ТВ и пр. (см. табл. 4).

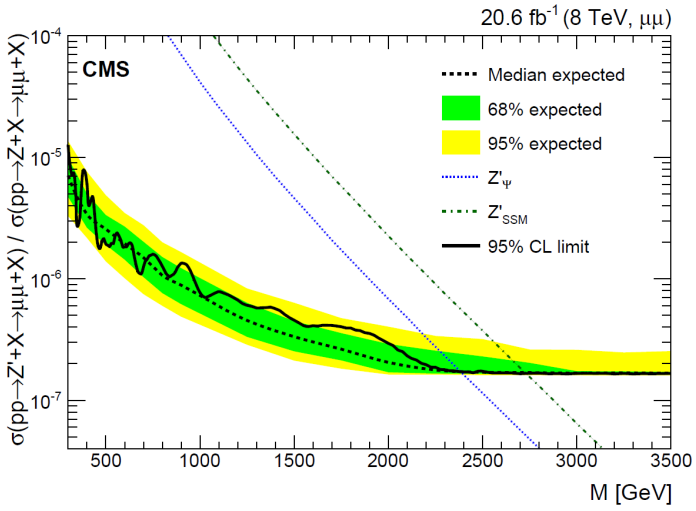

Рис. 12. Верхний предел (95% CL) на сечение рождения пар $\mu^+\mu^-$, нормированное на сечение рождения Z^0–бозона (сплошная черная линия), для резонансов со спином 1 [21, 51]. Пунктирная линия отвечает ожидаемому пределу в случае СМ. Закрашенные области соответствуют 68% и 95% стандартным отклонениям ожидаемого предела. Приведены предсказываемые сечения рождения новых калибровочных бозонов в моделях Z'_ψ и Z'_{SSM}.

В разделе 6.4 приводятся результаты извлечения модельно–независимых верхних пределов (95% CL) на сечения рождения резонансных состояний со спином 1 и спином 2 с учетом вероятности распада на пару лептонов (мюонов и электронов). Верхний наблюдаемый (экспериментально установленный) предел на отношение сечений R_σ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в канале $\mu^+\mu^-$ представлен на рисунке 12 [21, 42]. В канале $\mu^+\mu^-$ (e^+e^-) существование новых нейтральных калибровочных бозонов исключено в области масс менее 2.73 (2.67) ТэВ/c^2 для модели SSM и 2.39 (2.34) ТэВ/c^2 для ψ–модели. При объединении данных каналов рождения пар мюонов и пар электронов эти пределы расширяются, соответственно, до 2.90 ТэВ/c^2 и 2.57 ТэВ/c^2.

В качестве референсного сценария резонанса со спином 2 была рассмотрена RS1–модель. Ограничения на массу первого КК–состояния в сценарии RS1 составили, в зависимости от величины константы связи модели c (0.01–0.1), 1.13–2.56 ТэВ/c^2 и 1.25–2.50 ТэВ/c^2, соответственно, в каналах $\mu^+\mu^-$ и e^+e^-, при этом комбинированный предел достигает 1.27–2.73 ТэВ/c^2. Эти результаты существенно улучшают предыдущие измерения в дилептонном канале при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [24, 25, 26, 27, 28, 29, 42, 43, 44, 45].

Как мы уже отмечали выше, в общем случае модельно–независимый предел, приведенный на рисунке 12, может быть использован в рамках любой теоретической модели для установления ограничений на массу новых узких резонансов со спином 1 и спином 2. Так, в приближении NWA сечение рождения пар лептонов посредством обмена векторным

бозоном V может быть представлено как

$$\sigma_{l^+l^-} = \frac{\pi}{48s}[c_u w_u(s, M_V^2) + c_d w_d(s, M_V^2)],$$

где c_u и c_d — коэффициенты, зависящие от модельных констант связи бозона V для, соответственно, верхних и нижних кварков:

$$c_u = \frac{g'^2}{2}(g_V^{u2} + g_A^{u2})\mathcal{B}(l^+l^-),$$
$$c_d = \frac{g'^2}{2}(g_V^{d2} + g_A^{d2})\mathcal{B}(l^+l^-).$$

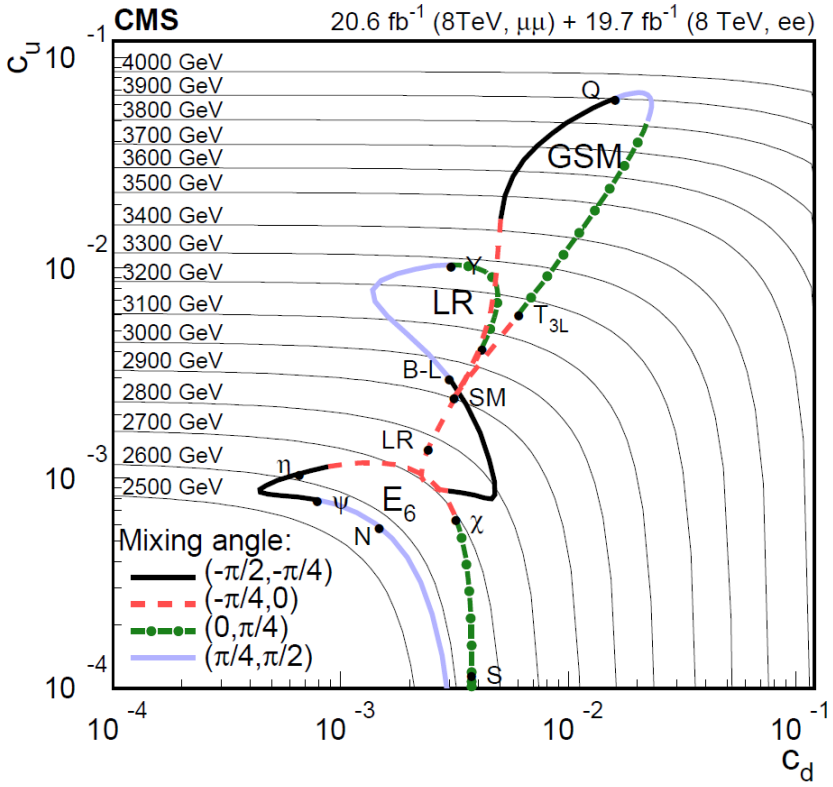

Рис. 13. Предел (95% CL) на массы бозона Z' в пространстве параметров (c_u, c_d) [21, 51]. Тонкими линиями показаны контуры экспериментальных верхних пределов на величину (c_u, c_d) для различных масс резонанса. Жирные цветные кривые соответствуют предсказаниям расширенных калибровочных моделей GSM, LR и E_6 при различных значениях параметра смешивания.

Коэффициенты w_u и w_d содержат информацию о структурных функциях PDF и являются модельно–независимыми величинами, т. к. зависят только от энергии взаимодействия $\sqrt{s}$ и массы нового бозона V. Принимая во внимание конечную естественную ширину резонанса, экспериментальные пределы на сечения рождения пар лептонов могут быть

преобразованы в экспериментальные ограничения для массы бозона V (рис. 13), которые могут быть представлены в виде двумерных кривых в пространстве (c_u,c_d). Каждая модель соответствует своему конкретному выбору значений c_u и c_d.

В разделе 6.5 приводятся результаты интерпретации данных эксперимента в контексте контактных взаимодействий, которые предсказывают модификацию формы распределений пар лептонов, задаваемой СМ, в широкой области инвариантных масс (нерезонансный тип сигнала). В рамках сценария низкоэнергетической гравитации с четырехфермионным эффективным взаимодействием с обменом ADD–гравитонами установлен верхний предел на сечение этого процесса. В различных схемах перенормировки получены принципиально новые экспериментальные ограничения на фундаментальный масштаб Λ_T и M_S в зависимости от числа ДПИ n.

Аналогично случаю поиска резонансного сигнала, пределы на сечения процессов, а также на Λ_T и (M_S,n) устанавливались как независимо в каналах $\mu^+\mu^-$ и e^+e^-, так и в объединенном дилептонном канале. Ограничения на значение M_S для числа n=2–7 на уровне 95% CL составили для мюонного (электронного) канала 3.07–4.58 (3.09–4.63) ТэВ, а на величину Λ_T в альтернативной параметризации GRW — 3.85 (3.89) ТэВ [21, 27]. Комбинированный анализ мюонного и электронного каналов установил более сильные пределы: $M_S \geqslant$ 3.30–4.93 ТэВ и $\Lambda_T \geqslant$ 4.14 ТэВ.

В разделе 6.6 сформулированы основные результаты Главы 6.

Глава 7 посвящена изучению процессов множественного рождения жестких частиц (МРЧ) при $\sqrt{s}$= 7 и 8 ТэВ и поиску сигналов от микроскопических многомерных черных дыр [30, 31, 32, 27, 28, 46, 47, 51].

Характерной чертой изучаемых в этой главе процессов является повышенная сферичность в событиях, связанная с отсутствием выделенной оси в процессе взаимодействия. Сферичность же прямо связана с резким увеличением значения и изменением формы спектра по суммарной поперечной энергии всех частиц в событии ($S_T = \sum_i^N E_T^i$, причем поперечная энергия частиц E_T^i с положительным полярным углом θ берется со знаком «+», а с отрицательным — со знаком «−»). Проводимый анализ формы распределений по S_T учитывает и использует для разделения форму сигнала и фона СМ.

В разделе 7.1 обсуждаются методы моделирования микроскопических черных дыр, реконструкции и отбора событий множественного рождения частиц. Приводится сравнение результатов вычислений сечений МЧД в рамках различных теоретических сценариев.

Для моделирования процессов образования квазиклассических МЧД использовались генераторы событий BLACKMAX и CHARYBDIS2, квантовые МЧД моделировались с помощью генератора QBH. Все три генератора разыгрывали события на партонном уровне, а дальнейшая адронизация и распады частиц осуществлялись в PYTHIA6. При моделировании сигнальных процессов использовались наборы PDF MSTW2008lo68cl и CTEQ6l.

Для анализа были использованы события, отобранные триггерной системой CMS, с величиной полной суммы E_T всех калориметрических струй в событий H_T больше некоторого порога, который в разный период набора данных составлял от 200 до 750 ГэВ. Данный отбор имеет эффективность на уровне 100% для событий с величиной $S_T > 1$ ТэВ. Для реконструкции струй и идентификации заряженных и нейтральных частиц была использована методика «particle–flow», которая основана на использовании информации от всех детекторных систем установки CMS. Струи реконструируются кластерным анти–k_T–алгоритмом с радиусом в пространстве (η,ϕ), равным 0.5.

При $\sqrt{s} = 8$ ТэВ все физические объекты (струи, мюоны, электроны и фотоны) отбирались с $p_T > 50$ ГэВ/c в диапазоне $\eta \leqslant 2.6$ (струи), $\eta \leqslant 2.1$ (мюоны), $\eta \leqslant 1.4$ и $1.56 \leqslant \eta \leqslant 2.4$ (электроны и фотоны) [30, 46][16].

Раздел 7.2 посвящен методам оценки формы распределений фоновых событий по величине полной поперечной энергии всех частиц в событии. В настоящее время точность расчетов процессов КХД ограничена вторым порядком ТВ, поэтому оценка формы распределений доминирующих в СМ событий множественного рождения струй производилась методом КНД с использованием свойства инвариантности (независимости) с точностью до масштабного коэффициента распределений событий по S_T от множественности (рис. 14). Вклад остальных недоминирующих фонов пренебрежимо мал (их суммарный вклад не превышает 1%).

На основании контрольного набора данных при низких значениях S_T (1.8–2.7 ТэВ)[17] с малой множественностью ($N \geqslant 2$) выполнена экстраполяция распределений фоновых событий в области больших S_T (до 5.0 ТэВ) с полной множественностью $N \geqslant 3$–10.

В разделе 7.3 приводятся результаты вычислений систематических погрешностей, включая неопределенности формы распределения фоновых событий, обусловленные выбором функции аппроксимации и границ контрольной области (1–200%), ошибку определения значений масштаб-

[16]Анализ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ проводился с другими кинематическими порогами [31, 47, 32].

[17]Область, в которой предыдущие исследования спектра событий с двумя струями в конечном состоянии продемонстрировали отсутствие сигналов новой физики.

ных коэффициентов нормировки распределений (0.9–7.7%), точность метода коррекции энергии струй (8%). Кроме того, были учтены неопределенность эффективности аксептанса, связанная с выбором функций распределений PDF (6%), и неопределенность измерения интегральной светимости (4.4%).

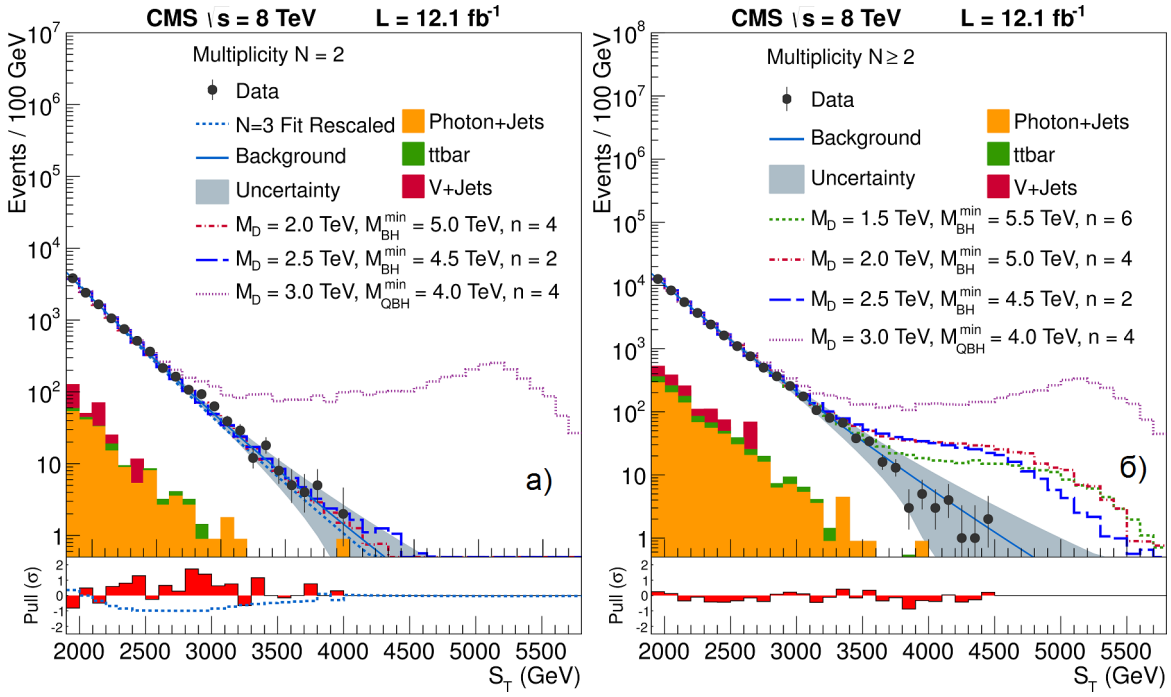

Рис. 14. Распределение S_T для событий с числом частиц (а) $N = 2$ и (б) $N \geqslant 2$ [30, 46]. Представлены экспериментальные данные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (черные точки), вклад от фоновых процессов КХД с систематическими неопределенностями (сплошная линия с закрашенным расширяющимся коридором ошибок) и других фоновых процессов (гистограммы). Приведены также теоретические предсказания сценариев квазиклассических МЧД и квантовых черных дыр. На нижних графиках даны распределения по S_T невязки, вычисленной как разница между числом экспериментальных и фоновых событий, отнормированная на ошибку (статистическую и систематическую) определения этой разницы $(data - background)/\sigma(data - background)$.

Результаты измерения модельно–зависимых верхних пределов (95% CL) на сечения процессов МРЧ при образовании микроскопических черных дыр обсуждаются в разделе 7.4. Интерпретация проводилась в рамках сценариев ADD и RS1 для квазиклассических и квантовых МЧД, а также струнных шаров в различных модельных предположениях.

Для исследования использовался модифицированный частотный метод оценки статистической достоверности CL_s с пуассоновскими функциями вероятности для сигнала и фона $\mathcal{P}$ с учетом «мешающих» параметров, связанных с различными систематическими эффектами и описываемых априорным логарифмически нормальным распределением. В

нашем случае «мешающие» параметры включает эффективность аксептанса, интегральную светимость и число оцененных методом КНД фоновых событий.

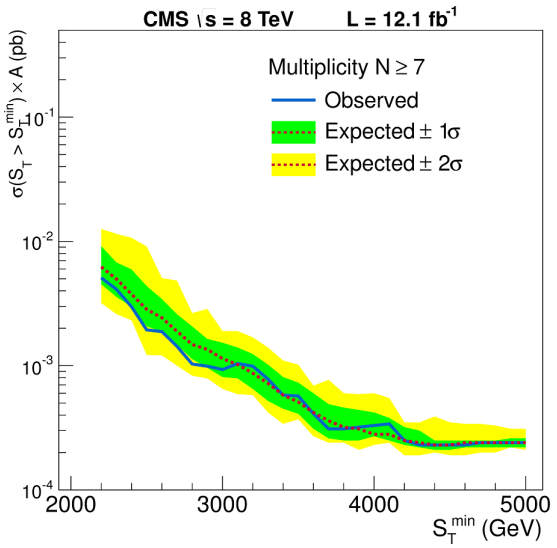

Рис. 15. Модельно–независимый верхний предел (95% CL) на сечения множественного рождения частиц с $S_T > S_T^{\min}$ при $\sqrt{s}$ =8 ТэВ в зависимости от $S_T^{\min}$ для значения множественности $N \geqslant 7$ [30, 46]. Экспериментальный передел показан сплошной линией, а ожидаемый в СМ — пунктирной. Закрашенные области соответствуют неопределенности ожидаемого предела в границах $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$.

Наиболее сильные ограничения были получены для $\sqrt{s}$ =8 ТэВ, так, например, пределы на значение $M_{\rm SB}^{\min}$ для струнных шаров составили 5.5–5.7 ТэВ/c^2 в зависимости от величины фундаментального масштаба многомерной гравитации M_D, значения струнного масштаба M_S и струнной константы связи g_S, ограничения на минимальную массу квазиклассической МЧД $M_{\rm BH}^{\min}$ достигли 4.3–6.2 ТэВ/c^2 при $M_D \leqslant 5.0$ ТэВ и числе ДПИ $\leqslant 6$, а существование квантовых МЧД исключено в области параметров $M_{\rm QBH} < 4.65$–6.25 ТэВ/c^2 и $M_D < 5$ ТэВ в зависимости от числа ДПИ [30, 46, 51].

Результаты модельно–независимых измерений верхних пределов (95% CL) сечений процессов МРЧ в рамках СМ (с учетом эффективности аксептанса детекторных систем A) представлены в разделе 7.5. Измерения проведены в области значений S_T от 1.5–5.0 ТэВ для классов событий с множественностью $N \geqslant 3$, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10 (см., например, рис. 15 [30, 46]). Все результаты также получены с использованием модифицированного метода вычисления статистической достоверности CL_s. Результаты совпадают с ожиданиями в СМ.

При значении S_T более 4.5 ТэВ (в области, где не было обнаружено экспериментальных событий) величина модельно–независимого сечения (95% CL) составляет 0.2 фбн (0.6 фбн для $\sqrt{s}$ =7 ТэВ).

В разделе 7.6 сформулированы основные результаты Главы 7.

В **Приложении А** представлены более подробные результаты изучения влияния эффекта невыравненности детекторных систем на эффективность триггера с учетом и без ошибки позиционирования детекторных систем. Там же даны результаты исследований влияния НДС на

разные алгоритмы реконструкции с учетом всех сценариев НДС.

В **Приложении Б** приведены сечения и веса всех смоделированных фоновых процессов СМ при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

В **Приложении В** рассмотрено влияние корреляционных эффектов при измерении асимметрии A_{FB}.

В **Приложении Г** проводится сравнение результатов измерения сечения процесса Дрелла–Яна в $\mu^+\mu^-$ и e^+e^- каналах.

В **Приложении Д** приведены примеры измеренных верхних пределов (95% CL) на сечение рождения квазиклассических микроскопических черных дыр в зависимости от минимальной массы $M_{\mathrm{BH}}^{\mathrm{min}}$ для числа дополнительных измерений $n = 2, 4, 6$ и различных сценариев рождения и эволюции МЧД.

В **Заключении** сформулированы основные выводы и результаты диссертационной работы, выносимые на защиту:

- Предложена, обоснована и детально разработана программа физических исследований эксперимента CMS по проверке стандартной модели и поиску новой физики в канале с парой мюонов в конечном состоянии, образующихся в столкновениях пучков протонов при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в с.ц.м. В рамках этих работ получены следующие результаты:

  1. С учетом влияния взаимной невыравненности детекторных систем установки CMS и специфики взаимодействий мюонов высоких энергий с веществом установки разработаны и оптимизированы методы онлайн и оффлайн отбора мюонных пар со значениями инвариантной массы до нескольких ТэВ/c^2.
  2. На данных Монте–Карло и данных тестов на пучках SPS и глобального сеанса на космических мюонах при включенном магнитном поле проведен широкомасштабный тест программного обеспечения CMS для моделирования, реконструкции и отбора событий, содержащих мюоны с поперечными импульсами до нескольких ТэВ/c.
  3. Впервые продемонстрирована возможность экспериментального измерения сечения процесса Дрелла–Яна и пространственной асимметрии вылета мюона в области инвариантных масс до нескольких ТэВ/c^2, которые были недоступны для измерения до LHC. Разработаны методики измерения сечения процесса Дрелла–Яна и пространственной асимметрии вылета мюона, включая методы подавления фоновых процессов и

коррекцию систематических эффектов, способы оценки экспериментальных систематических погрешностей.

4. Рассчитаны теоретические погрешности вычислений сечения процесса Дрелла–Яна, связанные с неточным знанием функций распределения кварков и глюонов, неопределенностью энергетической шкалы КХД, конечной точностью определения бегущей константы связи КХД.
5. С учетом влияния систематических эффектов, связанных с регистрирующей аппаратурой, методов отбора и реконструкции мюонов и точности теоретических вычислений впервые показана возможность наблюдения сигналов от многомерной гравитации, предсказываемых сценарием с большими дополнительными измерениями (модель ADD). Разработана методика поиска сигналов новой физики нерезонансного типа в канале с парой мюонов в конечном состоянии.
6. С учетом влияния систематических эффектов, связанных с регистрирующей аппаратурой, методов отбора и реконструкции мюонов и точности теоретических вычислений впервые показана возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином 2 на примере модели многомерной гравитации RS1, основанной на гипотезе «стянутых» дополнительных пространственных измерений с метрикой многомерного пространства анти–де Ситтера AdS_5. Также впервые показана возможность наблюдения тяжелого резонансного состояния со спином 1 на примере предсказаний расширенных калибровочных моделей, основанных на группах ТВО E_6 и $SO(10)$. Разработана методика поиска сигналов новых резонансных состояний со спином 2 и спином 1 в канале с парой мюонов в конечном состоянии.

- Реализация и развитие программы физических исследований эксперимента CMS по проверке стандартной модели и поиску новой физики в канале с парой мюоннов в конечном состоянии была развита во время обработки и анализа экспериментальных данных, полученных коллаборацией CMS на пучках сталкивающихся протонов при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в с.ц.м во время первого этапа работы LHC (RUN1) в 2010–2012 гг. В рамках этих работ получены следующие результаты:

7. Впервые измерены дифференциальное сечение $d\sigma/dm$ процес-

са Дрелла–Яна в области значений инвариантной массы пары лептонов от 15 до 2000 ГэВ/c^2 и дважды дифференциальное сечение $d^2\sigma/dmdy$ в области масс от 20 до 1500 ГэВ/c^2 и быстроты пары $|y| \leqslant 2.4$, пространственная асимметрия вылета лептонов A_{FB} в условиях протон-протонных столкновений при энергии 7 и 8 ТэВ. Измерения дважды дифференциального сечения покрывают диапазон значений масштабной переменной Бьёркена $3 \times 10^{-4} \leqslant x \leqslant 1.0$ и переданного квадрата четырехимпульса $6.0 \times 10^2 \leqslant Q^2 \leqslant 7.5 \times 10^5$ ГэВ$^2/c^2$. Дифференциальное сечение измерено в более широком диапазоне $3 \times 10^2 \leqslant Q^2 \leqslant 3 \times 10^6$ ГэВ$^2/c^2$. Измерена энергетическая зависимость сечений.

8. С рекордной точностью измерены инклюзивные сечения рождения Z^0–бозона $\sigma_Z = 986.4 \pm 0.6$ (стат.) $\pm$ 5.9 (сист.) $\pm$ 21.7 (теор.) $\pm$ 21.7 (свет.) пбн при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sigma_Z = 1138 \pm 8$ (эксп.) $\pm$ 25 (теор.) $\pm$ 30 (свет.) пбн при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Впервые в канале с парой мюонов измерено значение параметра смешивания слабого взаимодействия $\sin^2\theta_{\text{eff}}$, которое составило 0.2287 $\pm$ 0.0020 (стат.) $\pm$ 0.0025 (сист.).

9. Установлены верхние пределы на сечение рождения нейтральных калибровочных бозонов Z' расширенного калибровочного сектора с распадом на пару лептонов и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний со спином 1 в зависимости от констант связи моделей расширенной калибровочной группы E_6 и симметричной «лево–правой» модели.

10. Установлены верхние пределы на сечение рождения калуца–клейновских возбужденных состояний многомерного гравитона G_{KK} с распадом на пару лептонов и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на массы резонансных состояний со спином 2 в зависимости от констант связи в модели дополнительных пространственных измерений Рэндалл–Сандрум, тип 1.

11. Установлены верхние пределы на сечение процесса рождения пар мюонов с виртуальным обменом гравитонами G_{KK} и получены принципиально новые экспериментальные ограничения на фундаментальный масштаб многомерной гравитации Λ_T и M_S в альтернативном описании, в зависимости от числа дополнительных измерений n в модели ADD.

12. Впервые модельно–независимым способом получены верхние пределы (95% CL) на сечения процессов множественного рождения частиц в области значений полной поперечной энергии S_T 1.5–5.0 ТэВ для классов событий с множественностью $N \geqslant$ 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10.

13. Впервые в коллайдерных экспериментах установлены ограничения сверху (95% CL) на сечения процессов образования квазиклассических и квантовых микроскопических черных дыр, а также струнных шаров в различных модельных предположениях. Впервые получены ограничения в пространстве параметров (массы объектов в зависимости от фундаментального масштаба M_D и числа дополнительных измерений n) для МЧД в моделях низкоэнергетической гравитации ADD и RS1.

Список публикаций по теме диссертации

Статьи в научных журналах

1. G. Bayatian,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "CMS Physics Technical Design Report, Volume II: Physics Performance", CERN-LHCC-2006-021; CMS-TDR-008-2, CERN, Geneva, 2006; ISBN 978-92-9083-269-0, 641 pp.; J. Phys. G: Nucl. Part. **34**, 995 (2006), pp. 1248–1252, 1448–1454.

2. I. I. Belotelov, A. O. Golunov, I. A. Golutvin,..., S. V. Shmatov *et al.*, "Electromagnetic Secondaries and Punch–Through Effects in the CMS ME1/1", Письма в ЭЧАЯ, **4** , 583–586 (2007).

3. S. Chatrchyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Performance of CMS Muon Reconstruction in Cosmic–Ray Events", JINST **5**, T03022 (2010).

4. A. Lanyov and S. Shmatov, "Studies of Drell–Yan dimuon events in the CMS experiment", Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. **177–178**, 302 (2008).

5. В. Ф. Коноплянников, М. В. Савина, С. В. Шматов, С. Г. Шульга, "Неопределенности сечения рождения пар мюонов в процессе Дрелла–Яна при столкновении протонов на LHC", Письма в ЭЧАЯ **11**, 1122 (2014).

6. М. Г. Гавриленко, В. Ф. Конопляников, М. В. Савина, С. Г. Шульга, С. В. Шматов, “Сечения процесса Дрелла–Яна в столкновении протонов на LHC”, ЯФ **79**, 50 (2016).

7. С. В. Шматов, С. Г. Шульга, “Теоретические неопределенности в сечениях инклюзивного рождения струи в экспериментах LHC при энергии 14 ТэВ”, ПФМТ **4**, 18 (2010).

8. С. В. Шматов, “Поиск дополнительных измерений в эксперименте CMS на Большом адронном коллайдере”, ЯФ **74** , 511 (2011).

9. S. Shmatov, “Search for extra dimensions with the CMS detector”, Nucl. Phys. B. Proc. Suppl. **177–178**, 330 (2008).

10. I. Golutvin, P. Moissenz, V. Palichik, M. Savina, S. Shmatov, “Search for TeV–scale bosons in the dimuon channel at the LHC”, Czech. J. Phys. **54**, A261 (2004).

11. И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, “Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на LHC”, ЯФ **70**, 61 (2007).

12. V. Khachatryan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Measurements of differential and double–differential Drell–Yan cross sections in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, Eur. Phys. J. C **75**, 147 (2015).

13. С. В. Шматов, “Изучение физики стандартной модели в эксперименте CMS”, ЭЧАЯ **48** , 701 (2017).

14. S. Chatrchyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Measurement of the differential and doubledifferential Drell–Yan cross sections in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, JHEP **12**, 030 (2013).

15. И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, “Изучение процессов Дрелла–Яна в эксперименте CMS”, ЯФ **78**, 647 (2015).

16. V. Khachatryan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Forward–backward asymmetry of Drell–Yan lepton pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, Eur. Phys. J. C **76** (2016) 325.

17. S. Chatrchyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), “Forward-backward asymmetry of Drell–Yan lepton pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, Phys. Lett. B **718**, 752 (2013).

18. I. N. Gorbunov and S. V. Shmatov, "Measurement of the Forward–Backward Asymmetry of $\mu^+\mu^-$ Pairs in CMS", ЭЧАЯ **45** , 211 (2014).

19. И. Н. Горбунов, С. В. Шматов, "Измерение асимметрии «вперед–назад» и слабого угла смешивания в процессах рождения пар лептонов в pp–столкновениях при 7 ТэВ в эксперименте CMS на LHC", ЯФ **76**, 1160 (2013).

20. S. Chatrchyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Measurement of the weak mixing angle with the Drell–Yan process in proton–proton collisions at the LHC", Phys. Rev. D **84**, 112002 (2011).

21. V. Khachatryan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for physics beyond the standard model in dilepton mass spectra in proton–proton collisions at 8 TeV", JHEP **1504**, 025 (2015).

22. С. В. Шматов, "Некоторые результаты эксперимента CMS на LHC по поиску физики за рамками Стандартной модели", ЭЧАЯ **49** №4, 1291–1301 (2018).

23. И .А. Голутвин, С. В. Шматов, "Эксперимент CMS: результаты и перспективы", ЭЧАЯ **48**, 604 (2017).

24. S. Chatrchyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV", Phys. Lett. B **720**, 63 (2013).

25. S. Chatrchyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", Phys. Lett. B **714**, 158 (2012).

26. S. Chatrchyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", JHEP **05**, 093 (2011).

27. С. В. Шматов, "Обзор результатов эксперимента CMS на LHC по поиску дополнительных пространственных измерений", ЯФ **79**, 157 (2016).

28. С. В. Шматов, "Обзор результатов эксперимента CMS", ЯФ **78**, 546 (2015).

29. С.В. Шматов, "Поиск физики за рамками стандартной модели во взаимодействиях протонов при 7 ТэВ в эксперименте CMS на LHC", ЯФ **76**, 1166 (2013).

30. S. Chatrchyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for microscopic black holes in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", JHEP **07**, 178 (2013).

31. S. Chatrchyan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for microscopic black holes in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", 5 CERN-PH-EP-2012-045; JHEP **04**, 061 (2012).

32. V. Khachatryan, ..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for Microscopic Black Hole Signatures at the Large Hadron Collider", Phys. Lett. B. **697**, 434 (2011).

Препринты ОИЯИ, ЦЕРН и коллаборации CMS:

33. G. Bayatian,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "CMS Physics Technical Design Report Vol.I: Detector performance and software", CERN-LHCC-2006-001; CMS-TDR-008-1, CERN, Geneva, 2006; ISBN 978-92-9083-268-3, 521 p., pp. 332–364.

34. I. Belotelov, ..., S. Shmatov *et al.*, "Influence of misalignment scenarios on muon reconstruction", CERN-CMS-NOTE-2006-017, 2006, CERN, Geneva, 20 pp.

35. Mingshui Chen, ..., Sergei Shmatov *et al.*, "Search for New High–Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment", CERN-CMS AN-2007/038, CERN, Geneva, 81 pp.

36. S. Chatrchyan,..., S. Shmatov *et al.* (CMS Collab.), "Search for New High–Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment", CMS PAS SBM-07-002, CERN, Geneva, 14 pp.

37. I. Belotelov,..., S. Shmatov *et al.*, "Study of Drell–Yan Di–muon Production with the CMS Detector", CERN-CMS-NOTE-2006-123, CERN, Geneva, 2006, 14 pp.

38. I. Golutvin, A. Lanyov, G. Ososkov, S. Shmatov, V. Zykunov, "Study of Forward–Backward Asymmetry in Drell–Yan Dimuon Production with the CMS Detector", CERN-CMS AN 2007/003, CERN, Geneva, 2007, 17 pp.

39. I. Belotelov,..., S. Shmatov *et al.*, "Search for ADD Extra Dimensional Gravity in Dimuon Channel with the CMS Detector", CERN-CMS-NOTE-2006-076, 2006, CERN, Geneva, 14 pp.

40. I. Belotelov,..., S. Shmatov *et al.*, "Search for Randall–Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs", CERN-CMS-NOTE-2006-104, 2006, CERN, Geneva, 28 pp.

41. I. Gorbunov, ..., S. Shmatov, D. Silvers, "Forward–backward asymmetry of Drell-Yan muon pairs", CMS AN-2013/260, CERN, Geneva, 2013, 39 pp.

42. G. Alverson, I. Belotelov, D. Bourilkov,..., S. Shmatov *et el.*, "Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV", CMS AN-2012/182, CERN, Geneva; CMS AN-2012/422, CERN, Geneva, 60 pp.

43. S. Schmitz,..., S. Shmatov *et al.*, "Statistical Inference in a Search for a Narrow Resonance", CMS AN-2012/185, CERN, Geneva, 2012, 15 pp.

44. D. Acosta,..., S. Shmatov *et el.*, "Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with Collisions Gathered at $\sqrt{s} = 7$ TeV", CMS AN-2011/472, CERN, Geneva, 2011, 47 pp.

45. D. Acosta,..., S. Shmatov *et el.*, "Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with 15 pb^{-1} of collisions gathered at $\sqrt{s} = 7$ TeV", CMS AN-2010/317, CERN, Geneva, 2010, 80 pp.

46. A. Ferapontov, G. Landsberg, Z. Demiragli, T. Sinthuprasith, V. Konoplianikov, M. Savina, S. Shmatov, B. Bilin, "Searches for Microscopic Black Holes Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the CMS Detector", CMS AN-2012/146, CERN, Geneva, 2012, 27 pp.

47. A. Ferapontov, G. Landsberg, P. Tsang, V. Konoplianikov, M. Savina, S. Shmatov, B. Bilin, "Search for microscopic black holes in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV", CMS AN-2011/256, CERN, Geneva, 2011, 32 pp.

Материалы конференций и семинаров:

48. I. Golutvin, A. Sapronov, M. Savina, S. Shmatov, "ADD extra dimensional gravity and di-muon production at LHC", Proceedings of 18th International Workshop on High-Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2004), June 17–23, 2004, St.Petersburg, Russia,

M.N. Dubinin (ed.), V.I. Savrin (ed.) (Moscow State U.), 2004, 459 pages; hep-ph/0502126.

49. S. Shmatov, "Search for Extra Dimensions with Atlas and CMS Detectors at the LHC", Proceedings of the XXXIII International Conference on High Energy Physics (ICHEP'06) on behalf of the ATLAS and CMS Collaborations, July 26 – August 02, 2006, Moscow, Russia, Alexey Sissakian (ed.), Gennady Kozlov (ed.), Elena Kolganova (ed.) (Dubna, JINR); New Jersey: World Scientific (2007) Conference: C06-07-26, 1264 pages; arXiv:0707.0470.

50. I. Golutvin, E. Rogalev, M. Savina, S. Shmatov, "Search for new heavy resonances at LHC", Proceedings of 18th International Workshop on High-Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP 2004), June 17–23, 2004, St.Petersburg, Russia, M. Dubinin (ed.), V. Savrin (ed.) (Moscow State U.), 2004, 459 pages; hep-ph/0502009.

51. С. В. Шматов, "Обзор результатов эксперимента CMS", Физика на LHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS. — Дубна, 2016. — Вып. 4 — 13–119, ISBN 978-5-9530-0437-4.

Главы в монографиях:

52. М. В. Савина, С. В. Шматов, "Физика с дополнительными пространственными измерениями", В глубь материи: Физика XXI века глазами создателей экспериментального комплекса на Большом адронном коллайдере в Женеве, М. Этерна, 2009, - 576 с., ISBN 978-5-480-00211-9.

53. М. В. Савина, С. В. Шматов, "Физика дополнительных измерений на Большом адронном коллайдере", Экспериментальные методы в физике частиц, Ответственный редактор – А. В. Зарубин, Дубна: ОИЯИ, 2004. 374 с., 5-9530-0095-2.