

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

САВИНА
Мария Вячеславовна

ПОИСК ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ
ИЗМЕРЕНИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРОТОНОВ НА
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ МАСШТАБЕ ПОРЯДКА ТЭВ

Специальность 01.04.02 — «Теоретическая физика»

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2016

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

Научный руководитель: **Казаков Дмитрий Игоревич**,
член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, профессор, начальник отдела Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты: **Андрианов Александр Андреевич**,
доктор физико-математических наук, профессор, Санкт-Петербургский государственный университет

Либанов Максим Валентинович,
доктор физико-математических наук, заместитель директора, Институт ядерных исследований РАН

Ведущая организация: Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына

Защита диссертации состоится «_____» _____ 2017 года в «___» часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований (Лаборатория теоретической физики) по адресу:
141980 г. Дубна, Московская область, ЛТФ ОИЯИ.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке и на сайте Объединенного института ядерных исследований (http://wwwinfo.jinr.ru/announce_disser.htm)

Автореферат разослан “_____” _____ 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
Д 720.001.01, д.ф.-м.н.

Арбузов Андрей Борисович

Общая характеристика диссертации

Диссертационная работа посвящена исследованию возможных проявлений низкоэнергетической (с характерным масштабом порядка ТэВ) многомерной гравитации в ускорительном эксперименте. Исследования проводились в рамках научной программы эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid — CMS¹) на Большом адронном коллайдере (ЛHC) в период 2002–2016 гг. в Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна) и в Европейской организации по ядерным исследованиям (ЦЕРН, Женева, Швейцария).

Актуальность темы

В теоретическую физику идея о существовании дополнительных пространственных измерений (ДИ) с числом больше обычных трех впервые пришла в начале 20-го века, с работами Теодора Калуцы (1921 г.) и Оскара Кляйна (1926 г.). Обоснованием послужило желание объединить два известных на тот момент фундаментальных взаимодействия — электромагнетизм и гравитацию, в рамках одного описания. Многомерная теория, впоследствии названная теорией Калуцы–Кляйна, в первоначальном варианте имела ряд проблем, которые заставили на некоторое время забыть этот подход. В 70-х годах идея снова вернулась в теоретический «мейнстрим», уже для устоявшейся картины калибровочных взаимодействий и их важности при описания процессов в физике элементарных частиц. Потом теория суперструн (ТС) обозначила необходимость ДИ и полного многомерного пространства размерности $D = 10$ для самосогласованного описания, хотя это важное для самой ТС наблюдение не имело в тот момент большого отношения к низкоэнергетическому пределу — физике частиц. Размеры ДИ в ТС все равно полагались очень малыми, недоступными для «разрешения» посредством современного эксперимента. Середину 90-х годов прошлого века можно считать переломным моментом для всей феноменологии «в духе ТС» (string-inspired models). После получения непертурбативных решений (D-бран) в ТС и изучения механизмов спонтанного нарушения суперсимметрии в конструкциях с бранами, а также с учетом установленных ранее соотношений дуальности для разных ТС стало возможным всерьез рассматривать модели с относительно невысоким струнным масштабом M_S , который мог быть опущен даже до $M_{EW} \sim \text{ТэВ}$. Тем самым устранялась проблема иерархии масштабов и обеспечивалась связь наблюдаемой ТэВ-ной физики стандартной модели взаимодействий (СМ) и «высокой» ТС. На базе этих

¹S. Chatrchyan *et al.*, “The CMS experiment at the CERN LHC”, JINST **3** (2008) S08004

теоретических достижений в конце 90-х годов прошлого века были предложены два сценария с трехмерными бранами, вложенными в полный многомерный объем, с полями СМ, удерживаемыми на бране, и с возможностью для гравитона находиться в многомерном объеме. В первом сценарии, называемом в литературе моделью ADD, пространство считалось плоским, а брана — не имеющей флуктуаций в ДИ и жестко фиксированной в определенной точке многомерного пространства. В этом сетапе получалось простое предсказание для связи планковского четырехмерного масштаба M_{Pl} и многомерного масштаба гравитации M_D ($D = 4 + n$ — размерность пространства с n ДИ). M_D мог быть даже порядка M_{EW} , за счет достаточно большого (не планковских размеров) объема ДИ. Таким образом решалась проблема иерархии масштабов. Модель давала ряд специфических предсказаний о существовании очень легких калуцакляйновских (КК) мод гравитона, получаемых при компактификации ДИ. Легкость мод, опять-таки, была связана с большими размерами ДИ, и для $n = 2$ получались характерные размеры ДИ порядка долей микрона (для не слишком высокого выбора M_D). Окно для таких конструкций открывал тот факт, что гравитация, в отличие от трех других фундаментальных взаимодействий, проверена с гораздо худшей точностью и до расстояний не меньше десятков микрон.

Второй сценарий, называемый моделью RS (более точно — вариант RS1, когда две 3-браны разделены конечным расстоянием в ДИ, а не разнесены на бесконечность), учитывал ненулевую многомерную космологическую константу и ненулевые натяжения бран. Для многомерного пространства вида AdS_5 , компактного пятого измерения с компактификацией на орбифолд и для размещения двух бран в фиксированных точках орбифолда было показано, что существует решение, сохраняющее четырехмерную Пуанкаре-инвариантность на бранах. Экспоненциальный множитель в метрике (стягивающий фактор) обуславливал интересную феноменологию, радикально отличающуюся от случая ADD, а также позволял генерировать иерархию масштабов. КК-моды гравитонов в этом подходе получались массивными (с массами порядка ТэВ и выше), что тоже контрастировало с предсказаниями ADD.

В обоих случаях доступная для изучения феноменология начиналась на энергетическом масштабе порядка ТэВ. С развитием ускорительной техники и вводом в строй ускорителя LHC — единственной в мире по настоящему ТэВ-ной машины, стало возможным проверить предсказания сценариев низкоэнергетической многомерной гравитации, выполненные методами эффективной теории поля (эффективный лагранжиан для связи КК-мод гравитонов с четырехмерным тензором энергии-импульса

материи). Вклады от КК–мод, например, в канале виртуального обмена дают отклонения от предсказаний СМ, которые могут быть оценены количественно и сравнены с реальными экспериментальными данными с ЛНС. В диссертационной работе это было сделано для модификации процесса Дрелла–Яна с дилептонами в конечном состоянии.

Второй круг вопросов, изученных в работе, касался возможности рождения в ТэВ-ной области энергий микроскопических многомерных черных дыр (ЧД). Кроме ЛНС, такие энергии (и даже значительно большие) теоретически достижимы в космических лучах, но там число событий, для которых эффективная энергия взаимодействий больше 1 ТэВ, не превышает несколько штук за 5–10 лет. Поэтому акцент в исследованиях делается, все–таки, на ускорительный эксперимент. Причем для достижения состояния термодинамического равновесия и достаточно большой энтропии (чтобы иметь возможность описывать ЧД в квазиклассическом приближении) решающим является требование достаточно большой массы, т.е., опять–таки, действительно ТэВ–ный ускоритель. В диссертационной работе изучался процесс рождения квазиклассических ЧД на ЛНС, с формированием характерного сигнала «энергетическая звезда» — событий с высокой множественностью, большой поперечной энергией и сферически симметричным распределением конечных частиц, не имеющих аналогов в физике СМ и за ее рамками. Кроме того, изучались также возможности наблюдения альтернативных объектов — струнных шаров и «квантовых» черных дыр — вблизи порога многомерной гравитации, для которых существует ряд весьма любопытных теоретических подходов и трактовок, нуждающихся в проверке.

Цели диссертационной работы

Целью работы являлся расчет процессов с обменом виртуальными КК–модами гравитонов (вклады в процесс Дрелла–Яна от ADD– и RS–гравитонов), количественная оценка возможности разделения разных гипотез для новых нейтральных тяжелых резонансов (RS–гравитоны и Z' из моделей с расширенным калибровочным сектором), расчет процессов с рождением на ускорителе микроскопических черных дыр (в квазиклассическом и квантовом пределах в модельном подходе) и струнных шаров, получение предсказаний на наблюдаемость указанных явлений и установка пределов по массе объектов, в зависимости от параметров моделей и условий работы ЛНС.

Научная новизна и практическая значимость

Выполненная автором с коллективом соавторов работа легла в основу программы научных исследований эксперимента CMS на ЛНС по

поиску сигналов, предсказываемых моделями низкоэнергетической многомерной гравитации и моделями с расширенным калибровочным сектором. Результаты вычислений и моделирования с помощью генераторов физических событий позволили установить пределы по наблюдаемости изученного класса событий на LHC в широком диапазоне величин накопленной статистики и для разных значений энергии ускорителя — 7, 8 и 14 ТэВ и определить программу CMS по поиску данных объектов на длительный период времени. Эти положения для энергии 14 ТэВ были зафиксированы в основном документе коллаборации CMS «CMS Physics Technical Design Report Vol. II: Physics Performance» (PTDR) [1].

Во время первого цикла работы LHC проведенные в диссертации расчеты и выполненные предсказания были сравнены с реальными данными, полученными экспериментами на LHC в столкновениях протонных пучков при энергии 7 и 8 ТэВ в с.ц.м. Были получены принципиально новые ограничения на параметры изученных теоретических моделей: значения фундаментального многомерного масштаба M_D и массу резонансов (для RS-гравитонов и Z') и микроскопических ЧД в зависимости от параметров моделей.

Достоверность полученных результатов обеспечивается выбранным подходом к вычислению сечений рассматриваемых процессов в рамках квантовой теории поля (эффективной КТП для моделей многомерной гравитации), учетом поправок высших порядков теории возмущений для процесса Дрелла-Яна (ДЯ) и учетом различной систематики теоретического (неопределенности для функций партонных плотностей, выбор масштаба факторизации) и экспериментального (ошибки реконструкции, бедная статистика) плана. Сделанные предсказания во всех случаях были весьма консервативны и осторожны.

В части сравнения предсказаний с реальными экспериментальными данными ситуация для «физики открытий», к сожалению, пока складывается без признаков сигналов новой физики. Однако хорошо подтверждается качество сделанных расчетов по фоновым процессам SM, в частности, в нашей постановке задачи — для процесса ДЯ (измеренное сечение во всем диапазоне инвариантных масс дилептонов, который может быть проверен в данный момент времени на LHC, стабильно располагается в коридоре 2σ относительно предсказания). Это позволяет считать выбранный инструментарий, в частности, схемы учета неопределенностей при вычислении сечений, вполне адекватным рассматриваемым задачам.

Положения, выносимые на защиту

1. Вычисление сечения процесса с обменом виртуальными ADD-гравитонами в лептонном канале; внедрение матричного элемента процесса Дрелла-Яна в стандартную вычислительную платформу ROOT в качестве внешнего элемента; проведение сканирования пространства параметров модели с помощью массового моделирования событий для разных условий работы LHC; получение предсказаний на максимально достижимый фундаментальный многомерный масштаб; изучение неопределённостей, связанных с выбором функций партонных плотностей и отражающихся на оценках для пределов.
2. Вычисление сечения процесса Дрелла-Яна с учетом вклада от RS-гравитонов; на основании массового моделирования событий со сканированием пространства параметров получение предсказаний для пределов на максимально достижимую массу RS-гравитона в зависимости от константы связи и набранной светимости на LHC.
3. Вычисление сечений процесса Дрелла-Яна с обменом Z' в нескольких моделях с расширенным калибровочным сектором: Z'_{SSM} , Z'_{LRM} , Z'_{ALRM} , Z'_{χ} и Z'_{ψ} ; на основании массового моделирования событий со сканированием пространства параметров получение предсказаний для пределов на максимально достижимую массу Z' в зависимости от констант связи и набранной светимости на LHC; оценка возможности разделения резонансов разного типа с помощью анализа угловых распределений и асимметрии продуктов распада.
4. Выполнение постановочной части задачи с отбором сценариев рождения и эволюции черных дыр и альтернативных объектов, которые проверялись на LHC.
5. Вычисление сечений процессов рождения микроскопических многомерных черных дыр, квантовых черных дыр и струнных шаров в разных сценариях; составление карт генерации и настройка специализированных генераторов под рассмотренные сценарии; проведение массового моделирования событий и установление пределов на наблюдаемость событий для условий первого цикла работы LHC.

Апробация работы

Результаты исследований, составивших диссертацию, неоднократно выносились автором на обсуждение на научных семинарах ОИЯИ (в ЛФВЭ, ЛЯП, ЛТФ), а также на семинарах ИТЭФ, НИИЯФ МГУ, ПИ-ЯФ, ГАИШ МГУ. По материалам исследований неоднократно были представлены доклады на рабочих совещаниях коллаборации CMS, проходивших в ЦЕРН, ОИЯИ, ИТЭФ, МГУ (представлены автором и соавторами по коллаборации), а также на международных рабочих совещаниях и конференциях. В частности, на ежегодных конференциях RDMS CMS (доклады представлены автором): ГНЦ ИФВЭ, Протвино (2002); ОИЯИ, Дубна (2003); Минск, Белоруссия (2004); Варна, Болгария (2006, 2010); Алушта, Крым (2012); Нор Амберд, Армения (2013). Также доклады представлялись (автором, за исключением первых двух пунктов, представленными соавторами) на международных мероприятиях широкого профиля, не связанных с коллаборацией CMS: Physics at LHC (LHC Praha 2003), QFTHEP 2004, XXXIII International Conference on High Energy Physics ICHEP'06 (Moscow), APCTP-BLTP JINR Joint Workshop «Frontiers in Black Hole Physics at Dubna», 2009, Сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (2009, 2011 ИТЭФ, Москва; 2014 НИЯУ МИФИ, Москва; 2016 Дубна), 15th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics», 2011, MSU, Moscow, CMS Workshop «Perspectives on Physics and on CMS at Very High Luminosity, HL-LHC», 2012 Alushta, Crimea, EU-Russia-JINR@Dubna Round Table «What next?: Theoretical and Experimental Physics after the discovery of the Brout-Englert-Higgs boson», 2014, Dubna; XIII Международная школа-конференция «Актуальные проблемы физики микромира», 2015 г., Гомель, Беларусь.

Личный вклад

Личный вклад автора в получение результатов, выносимых на защиту, является определяющим и полностью отражен в списке публикаций, на которых основывается диссертационная работа. Для исследований, посвященных поиску КК-мод гравитонов в моделях многомерной низкоэнергетической гравитации ADD- и RS-типа, а также работ по разделению новых тяжелых нейтральных резонансов разного типа автором были вычислены сечения процессов типа Дрелла-Яна с обменом виртуальными гравитонами и калибровочными бозонами Z' в ряде рассмотренных моделей [1, 2, 13, 12, 3]. Далее эти теоретические оценки были использованы автором и коллаборантами для получения пределов на массы новых частиц в широком диапазоне возможных энергий и

набранных величин интегральной светимости ускорителя, а также для оценок других характеристик изучаемых процессов, включая предсказания точности расчетов, связанные с неопределенностью выбора функций партонных плотностей [14]. Автором вместе с соавторами из ОИЯИ была показана возможность разделения резонансов разного типа с помощью анализа угловых распределений и асимметрии продуктов распада для разных условий LHC [2, 13, 3].

Для исследований по поиску сигналов от ЧД и альтернативных объектов, в результате оформленных в публикации коллаборации CMS [8, 10], автором была выполнена постановочная и теоретическая часть задачи — выбор физических сценариев и рассмотрение максимально широкого класса возможных вариантов моделей рождения, эволюции и распада, [7], реализация этих моделей в картах генераторов физических событий BLACKMAX и CHARYBDIS2 (для этого осуществлялась настройка широкопрофильных генераторов физических событий для конкретных сценариев), выбор областей параметров моделей, к которым может быть чувствителен ускоритель LHC для разных вариантов энергии взаимодействия протонов, расчеты сечений и сигнальных распределений по переменной S_T , допускающих прямое сравнение с экспериментальными данными по многоструйным событиям, зарегистрированным установкой CMS.

Публикации

Основные результаты диссертации изложены в 25 публикациях. Из них 11 работ опубликовано в российских и иностранных рецензируемых журналах, в том числе: 4 — в журнале «Ядерная физика» [3, 7, 9, 11], 1 — Czechoslovak Journal of Physics [2], 1 — Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics [1], 2 — Physics Letters B [4, 5], 3 — Journal of High Energy Physics [6, 8, 10].

Также результаты были представлены в материалах международных конференций — 4 [21, 22, 23, 24], в коллаборационных препринтах (нотах) CMS — 9 [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20], главах в монографиях — 1 [25].

5 работ ([7, 9, 11, 23, 24]) подготовлены и опубликованы автором без соавторов, 5 работ [2, 3, 22, 21, 25] — совместно с коллегами и соавторами из ОИЯИ, 15 работ [1, 4, 5, 6, 8, 10, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20] — в составе международной группы «Exotica» коллаборации CMS.

Объем и структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка работ автора по теме диссертации (25 пунктов), списка цитируемой литературы (180 пунктов) и одного приложения. Работа содержит 194 страницы и включает в себя 62 графика и 9 таблиц.

Содержание работы

Во **Введении** к диссертационной работе дается исторический контекст и современный статус теорий калуца–кляйновского типа, от оригинальных работ начала 20 в. до моделей ADD– и RS–типа с 3–бранами, вложенными в многомерное пространство. Также дается вводная информация по рождению микроскопических ЧД в теориях ТЭВ–ной гравитации.

В **Главе 1** изучается рождение на ускорителе КК–мод гравитонов в сценарии ADD–типа [1, 6, 11, 12, 14, 21, 24]: плоское многомерное пространство, жесткая брана без флуктуаций с фиксированным положением в многомерном объеме, в дополнительных пространственных измерениях находится только гравитация, но не поля стандартной модели². В этом сценарии пространство–время представляет собой прямое произведение $M^4 \times X^{D-4}$, где M^4 — обычное четырехмерное пространство с метрикой Минковского, а X^{D-4} — компактное многообразие дополнительных измерений (размерность полного пространства равна $D \equiv (3 + 1) + n$), а четырехмерная масса Планка выражается через масштаб многомерной гравитации ($M_D \sim \text{ТЭВ}$) с помощью соотношения:

$$M_{Pl} = M_D^{1+n/2} R^{n/2}. \quad (1)$$

Здесь n — число ДИ, R — радиус компактных измерений, который для простоты предполагается одинаковым для всех ДИ, и компактификация считается проводимой на торы (возможны и другие варианты). Тогда R^n есть объем ДИ.

КК–моды ADD–гравитонов получаются очень легкими, с массами от 10^{-3}ЭВ до МэВ, так что на энергетическом масштабе порядка ТЭВ доступен большой фазовый объем для рождения мод.

Параграф 1 содержит описание сценария ADD–типа: действие для многомерной гравитации, КК–декомпозицию полей, переход к эффективному 4D лагранжиану и связи КК–мод ADD–гравитонов с четырехмерным тензором энергии–импульса полей стандартной модели (СМ). Эффективное низкоэнергетическое описание верно до некоторого порога применимости $\sqrt{s}_{max} \equiv \Lambda$, который должен быть ниже или порядка характерного масштаба многомерной гравитации M_D . Учитывая апелляции к ТС, порог обрезания Λ должен быть порядка M_S , где M_S — струнный масштаб, так что в общем можно написать $\Lambda \sim M_S \sim M_D$.

²N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *Phys. Lett. B* **429**, 263 (1998); *Phys. Rev. D* **59**, 086004 (1999).

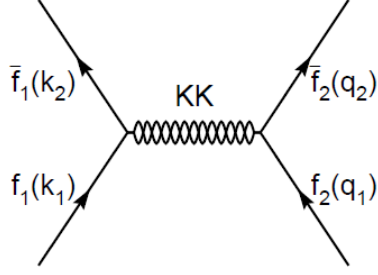


Рис. 1. Процесс четырехфермионного взаимодействия с обменом КК-модами гравитонов.

$$\mathcal{M}_{4f}(\tilde{h}) = -\frac{\kappa^2}{16} D(\hat{s}) \left[(k_1 + k_2) \cdot (q_1 + q_2) \bar{f}_2 \gamma^\mu f_2 \bar{f}_1 \gamma_\mu f_1 + \bar{f}_2 (k_1 + k_2) f_2 \bar{f}_1 (q_1 + q_2) f_1 - \frac{8}{3} m_{f_1} m_{f_2} \bar{f}_2 f_2 \bar{f}_1 f_1 \right], \quad (2)$$

где $s = (k_1 - k_2)^2 = (q_2 - q_1)^2$, и четырехмерная гравитационная постоянная $\kappa = \sqrt{16\pi G_N}$ выражается через \bar{M}_{Pl} (связь каждой КК-моды с материей характеризуется той же массой Планка, что и в обычной четырехмерной ОТО). Импульсы $k_{1,2}$ втекают в вершину, а $q_{3,4}$ вытекают. В процессах обмена виртуальными ADD-гравитонами сохраняется C - и P -четность, и амплитуда не зависит от ароматов в конечном состоянии.

Для пропагатора $D(\hat{s})$, который содержит сумму вкладов от всех КК-мод гравитонов, существует известная проблема расходимости для $n \geq 2$. Поэтому, как отмечалось выше, при вычислениях приходится вводить ультрафиолетовый масштаб обрезания Λ , который полагается равным M_S . Существует не один, а несколько отличающихся результатов для процедуры размерной регуляризации³, дающих разный финальный вид просуммированного пропагатора при переходе к пределу $\sqrt{\hat{s}} \ll M_S$. В параметризации, называемой HLZ (первая ссылка внизу), пропагатор выглядит как

$$\begin{aligned} D(\hat{s}) &\approx \frac{-i}{4\pi} R^2 \ln(M_S^2/\hat{s}), \quad (n = 2), \\ &\approx \frac{-2i}{(n-2)\Gamma(n/2)} \frac{R^n M_S^{(n-2)}}{(4\pi)^{n/2}}, \quad (n \geq 3). \end{aligned} \quad (3)$$

Случай $n = 2$ с логарифмической расходимостью стоит особняком, а для $n \geq 3$ выражение не зависит от \hat{s} и является функцией только M_S и n . Результирующий вклад КК-мод, определяемый просуммированным

³T. Han, J. Lykken, and R. Zhang, *Phys. Rev. D* **59**, 105006 (1999); G. Giudice, R. Rattazzi, and J. Wells, *Nucl. Phys. B* **544**, 3 (1999); J. Hewett, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4765 (1999).

пропагатором, подавлен не как $1/\overline{M}_{Pl}^4$, а только как $1/M_S^4$. Вводя обозначение

$$\mathcal{F} = \begin{cases} \ln\left(\frac{M_S^2}{\hat{s}}\right) & n = 2, \\ \frac{2}{n-2} & n \geq 3, \end{cases} \quad (4)$$

для представления HLZ можно записать $D(\hat{s}) \approx \mathcal{F}/M_S^4$.

В двух других параметризациях зависимость от n поглощается в определение масштаба УФ обрезания Λ_T (представления GRW и Hewett), так что они не позволяют «прощупывать» разное число ДИ в эксперименте.

В **параграфе 3** вычисляется сечение процесса Дрелла–Яна с вкладом от обмена виртуальными ADD–гравитонами, который дается амплитудой (2), с пропагатором гравитонов в представлении HLZ. При сложении вкладов на уровне амплитуд $q\bar{q}, gg \rightarrow \gamma/Z^0/G_{KK}^{(n)} \rightarrow \ell^+\ell^-$ для дифференциального сечения процесса ДЯ (в лидирующем приближении с поправками первого порядка по константе α_s , учитываемыми общим множителем K) получается выражение:

$$\frac{d^3\sigma}{dM_{\ell\ell}dyd\cos\theta^*} = K \left(S_0 + \frac{\mathcal{F}}{M_S^4} S_4 + \left(\frac{\mathcal{F}}{M_S^4} \right)^2 S_8 \right), \quad (5)$$

где слагаемые S_0 , S_4 и S_8 есть

$$\begin{aligned} S_0 &= \sum_q \frac{M_{\ell\ell}^3}{192\pi s} f_q(x_1)f_{\bar{q}}(x_2) \times [(1 + \cos\theta^*)^2 (|M_{LL}|^2 + |M_{RR}|^2) + \\ &\quad + (1 - \cos\theta^*)^2 (|M_{LR}|^2 + |M_{RL}|^2)], \\ S_4 &= \sum_q \frac{M_{\ell\ell}^3 e^2}{24s} f_q(x_1)f_{\bar{q}}(x_2) \times [-Q_e Q_q \cos^3\theta^* + \\ &\quad + \frac{1}{\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \frac{M_{\ell\ell}^2}{M_{\ell\ell}^2 - M_Z^2} \left(g_A^e g_A^q \frac{1 - 3\cos^2\theta^*}{2} - g_V^e g_V^q \cos^3\theta^* \right)], \\ S_8 &= \frac{\pi M_{\ell\ell}^7}{128s} f_g(x_1)f_g(x_2)(1 - \cos^4\theta^*). \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь

$$M_{\alpha\beta} = \frac{e^2 Q_e Q_q}{\hat{s}} + \frac{e^2}{\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \frac{g_\alpha^e g_\beta^q}{\hat{s} - M_Z^2}, \quad \alpha, \beta = L, R, \quad (7)$$

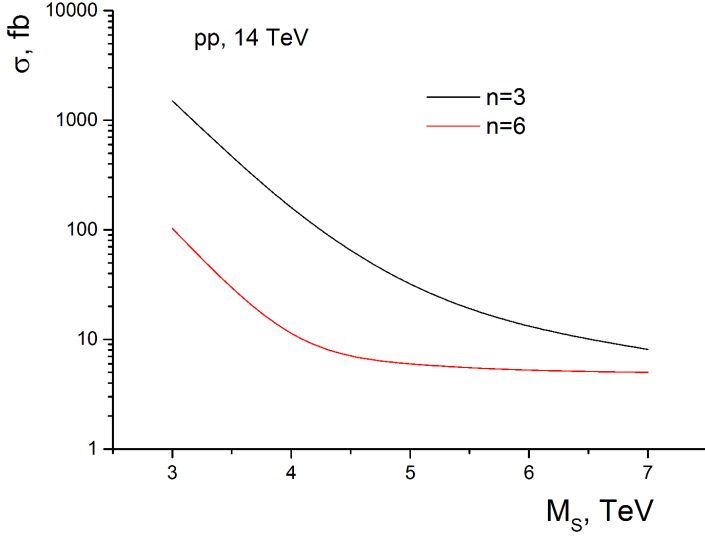


Рис. 2. Сечение рождения пары мюонов с $M_{inv} \geq 1$ ТэВ/ c^2 при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ с учетом вклада ADD-гравитонов в зависимости от M_S для двух крайних рассчитанных значений $n = 3$ (верхний) и 6 (нижний).

ный вклад в сечение не мал, несмотря на подавление $1/M_S^8$ — его компенсирует большая множественность глюонов, особенно при достаточно больших инвариантных массах M_{ll} в изучаемых процессах.

Результаты по значениям сечений в фемтобарнах для некоторых точек из пространства параметров ADD приведены на рис. 2 для использованного набора функций партонных распределений (ФПР) STEQ6L. K -фактор брался равным 1.3 ± 0.05 . Для вычисленного в тех же условиях и кинематических обрезаниях фона — процесса ДЯ СМ — в случае $n = 3$ сигнальные сечения практически во всех случаях превышают фон (6.61 фбн для $M_{inv}^{ll} \geq 1$ ТэВ) минимум на порядок, а для умеренно невысоких зна-

\sqrt{s} — энергия сталкивающихся протонов в с.ц.м., $\cos\theta^*$ — косинус угла между конечными лептонами в их с.ц.м., y — быстрота лептонной пары в конечном состоянии, $f_{q/g}(x)$ — партонные плотности. Это сечение получено при условии $M_S^2 \gg \hat{s}, |\hat{t}|, |\hat{u}|$. В лидирующем приближении $\hat{s} = M_{\ell\ell}^2$, $x_{1,2} = \frac{M_{\ell\ell}}{\sqrt{s}} e^{\pm y}$, $g_L^f = T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_w$, $g_R^f = -Q_f \sin^2 \theta_w$, $g_V^f = (g_L^f + g_R^f)/2$, и $g_A^f = (g_L^f - g_R^f)/2$. По всем начальным состояниям проводится суммирование. Заметим, что глюон-

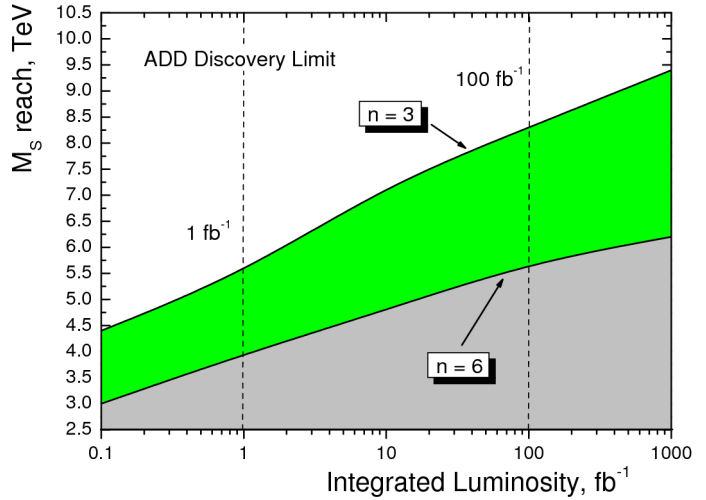


Рис. 3. Достижимый предел со статистической значимостью 5σ на значения M_S для числа дополнительных измерений $n = 3, 4, 5, 6$ [1, 12].

чений M_S — даже на три порядка [12, 14], так что сигнальный процесс должен быть хорошо различимым на LHC.

Полученные предсказания на пределы для M_S в канале виртуального обмена с конечными дилептонными состояниями в зависимости от числа n и набранной интегральной светимости ускорителя LHC показаны на рис. 3. В этом же параграфе обсуждается влияние неопределенностей при вычислении сечений, связанных с выбором ФПР и другой систематикой.

В конце Главы 1 проводится сравнение выполненных предсказаний с реальными данными из ускорительных и неускорительных экспериментов. Полученные коллаборацией CMS ограничения в канале виртуального обмена для параметризации HLZ (существуют аналогичные для GRW) показаны на рис. 4. Рисунок также содержит сравнение результатов CMS и ATLAS в этом канале и ранние результаты ускорителя Tevatron.

Учитывая эффективный характер описания и ряд приближений, использованных при вычислениях (вид пропагатора (3), полученный в пределе $\sqrt{\hat{s}} \ll M_S$) и приравнивание $M_{inv}^{max}(ll) = M_S$ (максимальной инвариантной массы дилептона, для которой еще можно отличить сигнал от фона в условиях LHC, к теоретическому значению масштаба M_S), применяемая процедура извлечения M_S из данных не является прямой и однозначной. Связанные с ней ошибки заставляют, с определенной долей уверенности, считать установленные пределы на M_S минимум на 30–50% выше указанных.

В Главе 2 описывается анализ [1, 2, 3, 4, 6, 11, 13, 15, 16, 17, 18, 22, 24, 25], выполненный в духе Главы 1, по получению предсказаний и их сравнению с реальными данными с LHC для модели RS1, с обменом виртуальными КК-модами RS-гравитонов, выглядящими как узкие

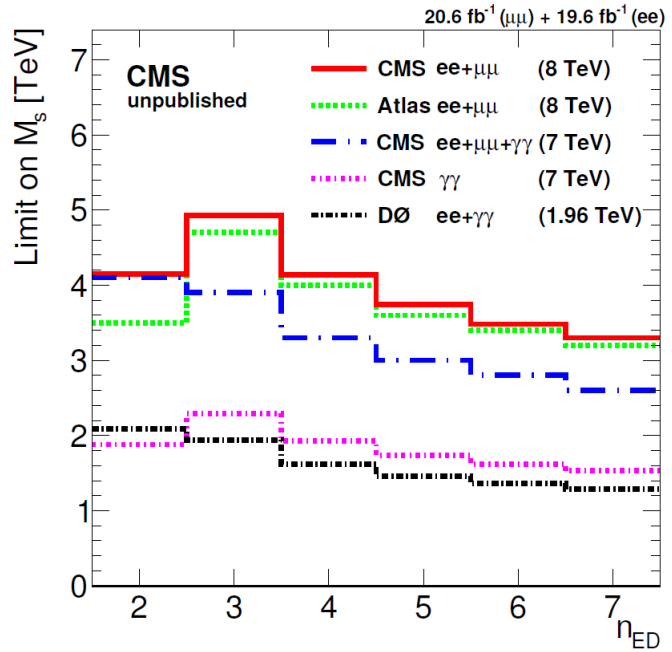


Рис. 4. Результаты CMS и ATLAS по M_S в параметризации HLZ, а также данные с ускорителя Tevatron [6, 11, 24]. Число дополнительных измерений $n = 2-7$.

нейтральные резонансы с массами в диапазоне ТэВ и выше.

Параграф 1 содержит описание конфигурации с двумя 3-бранами, ограничивающими «кусочек» пятимерного пространства AdS_5 и расположенными в фиксированных точках орбифолда, известной как сценарий RS1⁴. Для этого сетапа существует решение для метрики, сохраняющее четырехмерную Пуанкаре-инвариантность:

$$ds^2 = e^{-2\sigma(\phi)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2, \quad (8)$$

где греческие индексы нумеруют координаты обычного четырехмерного пространства, $\sigma(\phi) = kr_c|\phi|$, и r_c — радиус компактного пятого измерения, с $0 \leq |\phi| \leq \pi$. При этом четырехмерная редуцированная масса Планка \overline{M}_{Pl} связана с пятимерной кривизной и пятимерным масштабом гравитации M соотношением

$$\overline{M}_{Pl}^2 = \frac{M^3}{k} (1 - e^{-2kr_c\pi}), \quad (9)$$

так что все масштабы в рассмотрении, в отличие от случая ADD-гравитации, получаются одного порядка, $M \sim k \sim \overline{M}_{Pl}$. В параграфе приводятся результаты КК-декомпозиции полей и переход к 4D описанию, а также эффективный лагранжиан для описания взаимодействия RS-гравитонов с полями СМ. В модели RS1 естественным образом получается неуниверсальная связь КК-мод с материей СМ, когда для нулевой моды, воспроизводящей обычный гравитон ОТО, связь с четырехмерным тензором энергии-импульса подавлена как четырехмерная масса Планка $1/\overline{M}_{Pl}$, а для всех высших КК-мод подавление будет только как $1/\Lambda_\pi$ (масштаб гравитации, как он измеряется на бране с позицией $\phi = \pi$ по пятой дополнительной координате). Здесь $\Lambda_\pi = e^{-kr_c\pi} \overline{M}_{Pl}$ — порядка ЭС масштаба, за счет действия стягивающего фактора. Безразмерный параметр $c \equiv k/\overline{M}_{Pl}$ выступает как константа связи в процессах рассеяния с вкладами RS-гравитонов. В RS-модели всегда полагается, что пятимерная кривизна $k < M$ ($M \sim \overline{M}_{Pl}$), чтобы существовало найденное решение для метрики, так что в любом случае должно быть $k/\overline{M}_{Pl} \leq 1$. В работах по RS-модели в коллайдерно-ориентированных вычислениях используется диапазон значений $0.01 \leq k/\overline{M}_{Pl} \leq 0.1$.

В **Параграфе 2** приводятся результаты вычисления сечения процесса ДЯ с вкладом от обмена виртуальными RS-гравитонами (1-я КК-мода, доступная при энергии ЛНС) в зависимости от константы c . Амплитуда интересующего нас процесса $q\bar{q}, gg \rightarrow G_{KK}^1 \rightarrow l^+l^-$ получается в

⁴L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3370 (1999); *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4690 (1999).

таким же виде, как (2) для случая ADD, только с заменой просуммированного с введением УФ обрезания пропагатора гравитона на выражение

$$\frac{1}{M_S^4} \rightarrow \frac{i^2}{8\Lambda_\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{s - m_n^2}. \quad (10)$$

В отличие от сценария ADD, где присутствовали расходимости на древесном уровне, здесь сумма по КК-модам сходится, так как есть только одно дополнительное измерение. В пределе $m_n^2 \gg s$ сумма по всем КК-модам в пропагаторе переходит в выражение, которое быстро сходится:

$$\left(\frac{\Lambda_\pi}{M_{Pl}} \right)^{-2} \sum_n \frac{1}{x_n^2}. \quad (11)$$

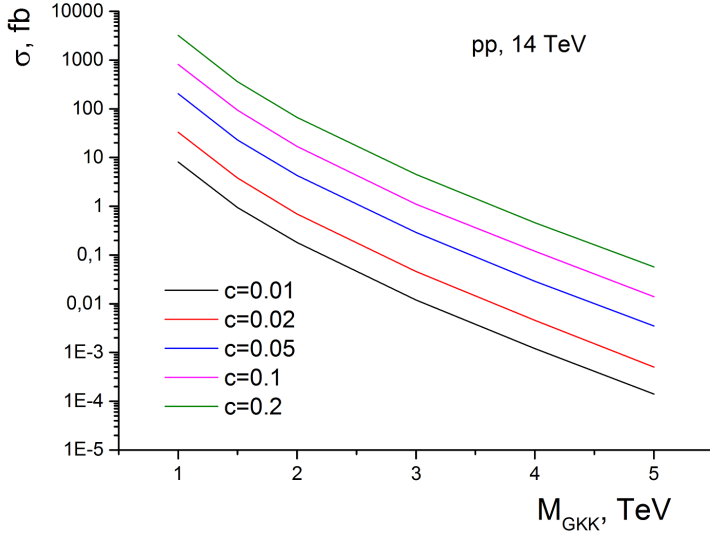


Рис. 5. Сечение рождения RS1-гравитона при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в зависимости от его массы для (снизу вверх) константы связи $c = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2$.

сечения процесса ДЯ с вкладом от RS-гравитонов для условий LHC, в зависимости от константы связи гравитона с материей. Вероятность распада RS-гравитона по каналу с двумя мюонами в конечном состоянии составляет $\sim 3\%$. Сечение в лидирующем приближении для процесса рождения гравитона с распадом на пару мюонов показано на рис. 5. В вычислениях использовался набор ФПР STEQ6M. Для сигнальных сечений не учитывался вклад поправок высших порядков, т.е. K -фактор полагался равным 1. K -фактор для фонового процесса ДЯ брался как

Таким образом, в сценарии с факторизуемой метрикой отсутствуют проблемы, связанные с УФ масштабом обрезания и тонкостями интерпретации данных в зависимости от него. Как и отсутствуют разные параметризации. Вклады СМ и RS-гравитонов также складываются на уровне амплитуд, давая интерференционное слагаемое в сечении.

Используя амплитуду процесса (2) с пропагатором (11), мы посчитали

в Главе 1. Полученные значения сечений ДЯ СМ оказались меньше сигнальных в несколько раз [1, 13, 14].

На рисунке 6 показаны кривые установленных пределов со статистической значимостью 5σ по массе RS-гравитона в зависимости от константы связи s для разной интегральной светимости.

Вторая часть Главы 2 посвящена изучению другого класса моделей, которые тоже дают узкие тяжелые резонансы как «конкурирующий» сигнал для RS-гравитонов. Мы рассматривали рождение дополнительных калибровочных бозонов Z' в моделях с расширенным калибровочным сектором (РКС). Были изучены 4 различные модели⁵, следующие из групп теории великого объединения E_6 и $SO(10)$ (плюс одна «настроечная» модель, основанная на СМ — Sequential Standard Model — с константами связи Z' и W' с материей СМ как для Z^0 и W^\pm). Две модели получаются в цепочке последовательных нарушений симметрии $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi \rightarrow U(1)_{SM} \times U(1)_{\theta_{E_6}}$. В зависимости от параметров смешивания для групп $U(1)_\chi$ и $U(1)_\psi$ общая E_6 -модель может подразделяться на три частные модели: χ -модель (чистое $U(1)_\chi$ -состояние, соответствующее Z' группы $SO(10)$), ψ -модель (чистое $U(1)_\psi$ -состояние, соответствующее Z' группы E_6), и смешанная η -модель. Мы рассматриваем Z_χ и Z_ψ . Константа связи этих Z' с фермионами СМ в общем виде дается выражением:

$$g_{Z^0} \left(\frac{g_{Z'}}{g_{Z^0}} \right) (Q_\chi \cos\theta_{E_6} + Q_\psi \sin\theta_{E_6}), \quad (12)$$

где свободный параметр модели θ_{E_6} может принимать значения от $-\pi/2$ до $\pi/2$, $(g_{Z'}/g_{Z^0})^2 = 5/3 \sin^2\theta_{E_6}$, а $Q_\psi = [1, 1, 1]/2\sqrt{6}$ и $Q_\chi =$

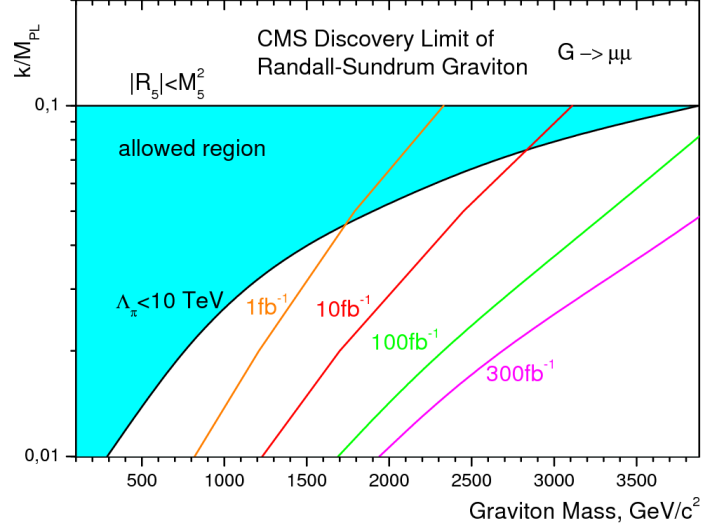


Рис. 6. Теоретические ограничения и вычисленные пределы по массе для разной набранной светимости в зависимости от константы связи, в плоскости k/\overline{M}_{Pl} и m_1 [1, 13].

⁵P. Langacker, R. Robinett, and J. Rosner, *Phys. Rev. D* **30**, 1470 (1984); D. London and J. Rossner, *Phys. Rev. D* **34**, 1530 (1986)

$[-1, 3, -5]/2\sqrt{10}$ для $[(u, d, u^c, e^c), (d^c, \nu e^-), (N^c)]$.

Две другие модели — лево–правая и альтернативная лево–правая — основаны на расширенной калибровочной группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$, которая тоже получается из разных цепочек нарушения, например, $SO(10)$. Для них константа связи с фермионами СМ дается выражением

$$g_{Z^0} \frac{1}{\sqrt{1 - (1 + \kappa)\sin\theta_W}} [\sin\theta_W T_{3L} + \kappa(1 - \sin\theta_W)T_{3R} - \sin\theta_W Q], \quad (13)$$

где $T_{3L(R)}$ — изоспин левых (правых) фермионов по группе $SU(2)_{L(R)}$, а $0.55 \leq \kappa \leq 1 \div 2$, $\kappa \equiv (g_L/g_R)^2$.

Амплитуда процесса ДЯ с интерференцией между Z^0 и новым бозоном РКС Z' дается выражением:

$$A_{ij} \equiv A(f\bar{f} \rightarrow l^+l^-) = -Qe^2 + \frac{\hat{s}}{\hat{s} - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}} C_i^{Z'}(f)C_j^{Z'}(l) + (14) \\ + \frac{\hat{s}}{\hat{s} - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} C_i^Z(f)C_j^Z(l),$$

где $(i, j) = (L, R)$, константы C_L и C_R получаются как сумма и разность векторных C_V и аксиально-векторных C_A констант связи Z' с фермионами, имеющих разный вид в зависимости от модели Z' .

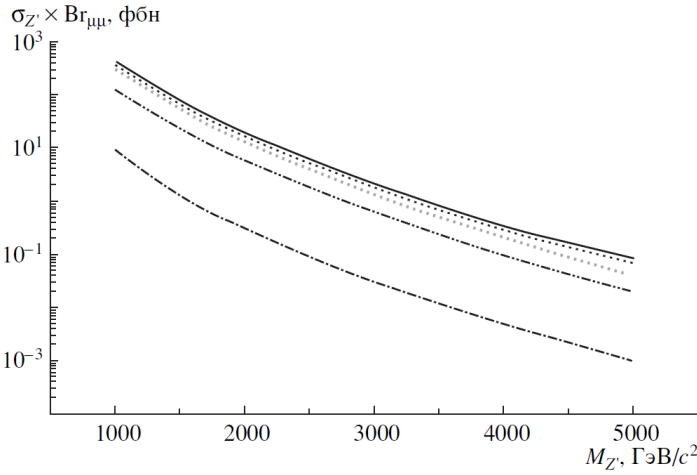


Рис. 7. Сечение рождения димюонов, приходящих из распадов Z' в SSM, LRM, χ^- и ψ^- -моделях, а также для процесса Дрелла–Яна (сверху вниз) для энергии ЛНС $\sqrt{s} = 14$ ТэВ [3].

Пределы на максимально достижимые массы, поставленные с использованием вычисленных сечений для изученных моделей Z' в дилептонном канале, составляют от 3.8 ТэВ (Z_ψ) до 4.4 ТэВ (Z_χ) для набранной интегральной светимости 300 фбн^{-1} [3].

На рис. 7 показаны вычисленные сечения для процесса с обменом Z' в разных моделях с распадом на пару димюонов для максимальной энергии ЛНС — 14 ТэВ. Все вычисления были сделаны с матричным элементом в лидирующем приближении по константе α_s с набором ФПР STEQ5L. Пределы на максимально достижимые массы, поставленные с использованием вычисленных сечений для изученных моделей Z' в дилептонном канале,

В конце параграфа 2 обсуждаются возможности разделения в эксперименте сигналов от RS-гравитонов и Z' с помощью угловых распределений и асимметрии вылета конечных лептонов «вперед–назад»:

$$A_{FB} \equiv \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3(|A_{LL}|^2 + |A_{RR}|^2 - |A_{LR}|^2 - |A_{RL}|^2)}{4(|A_{LL}|^2 + |A_{RR}|^2 + |A_{LR}|^2 + |A_{RL}|^2)}, \quad (15)$$

где сечение вылета лептона «вперед» (Forward) и «назад» (Backward) получаются интегрированием дифференциального сечения

$$\frac{d\sigma(f\bar{f} \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta^*} = \frac{1}{128\pi\hat{s}} \left[(|A_{LL}|^2 + |A_{RR}|^2) (1 + \cos\theta^*) + (|A_{LR}|^2 + |A_{RL}|^2) (1 - \cos\theta^*) \right]. \quad (16)$$

по положительным и отрицательным значениям $\cos\theta^*$ — косинуса угла вылета распадного лептона, измеренного в системе покоя рожденного Z' .

Показывается, что уверенное разделение при интегральной светимости 300 фбн^{-1} (полное время работы ЛHC) достижимо только до масс новых резонансов от 1.3 до 2.5 ТэВ, в зависимости от константы c для RS-гравитонов, для разделения по угловым распределениям G_{KK}^1 и Z' [1, 13], и до 2.5 ТэВ по асимметрии A_{FB} для разных моделей Z' [3, 22]. Эти не очень высокие пределы связаны с малой статистикой событий в дилептонном канале (обратная сторона выбора «чистого» канала с минимальным фоном).

В параграфе 3 приводится сравнение сделанных предсказаний по тяжелым нейтральным резонансам с данными первого цикла работы ускорителя ЛHC за период 2010–2012 гг. Исходя из ненаблюдения новых резонансов, устанавливаются нижние пределы на разрешенные массы. В случае эксперимента CMS для RS-гравитонов они показаны на рис. 8. Пределы на минимально допустимую массу первой КК-моды RS-гравитона равны, соответственно, 2.26, 2.12, 1.13 ТэВ для случаев $c = 0.1, 0.05, 0.01$. [6]. Аналогичные пределы на Z' дают 2.90 и 2.57 ТэВ для Z_{SSM} и Z_ψ .

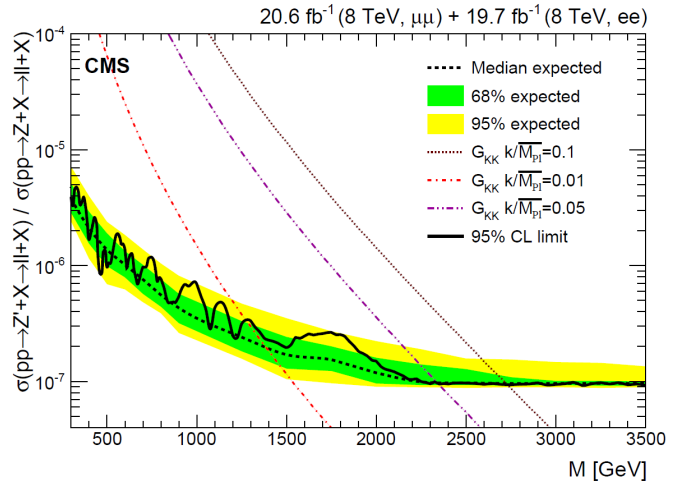


Рис. 8. Пределы на массу RS-гравитонов в комбинированном канале $e^+e^- + \mu^+\mu^-$ [6, 11].

В **Главе 3** изучаются возможности рождения микроскопических многомерных черных дыр (ЧД) и альтернативных объектов сильнодействующей гравитации — квантовых ЧД (КЧД) и сильновозбужденных струнных состояний — струнных шаров (СШ), в ускорительном эксперименте [7, 8, 9, 10, 11, 19, 20, 23, 24].

В соответствии с гипотезой Торна формирование микроскопической ЧД при столкновении двух ультрарелятивистских частиц с энергией E_{cm} происходит, если прицельный параметр b процесса взаимодействия меньше диаметра горизонта $(4 + n)$ -мерной ЧД массы $M = E_{cm}$:

$$b < 2r_h(n, M, J), \quad (17)$$

где r_h — радиус сформированной ЧД, зависящий от размерности пространства, массы ЧД и ее углового момента J (возникающего из-за ненулевого углового момента сталкивающихся частиц в с.ц.м. до взаимодействия, $J = bE_{cm}/2$).

В **параграфе 1** приводится многомерное обобщение решения Керра–Ньюмена для нейтральной вращающейся ЧД в координатах Бойера–Линдквиста (это многомерное решение было получено Мейерсом и Перри⁶). Выражение для шварцшильдовского радиуса ЧД в предположении, что вся энергия столкновения осталась удержанной под горизонтом и пошла на формирование ЧД, т.е. $\sqrt{\hat{s}} = M_{BH}$, имеет вид:

$$r_S^{(n)}(\sqrt{\hat{s}}, n, M_D) = f(n) \frac{1}{M_D} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{1/(n+1)}, \quad (18)$$

где

$$f(n) \equiv \left[2^n \pi^{(n-3)/2} \frac{\Gamma[(n+3)/2]}{n+2} \right]^{1/(n+1)}. \quad (19)$$

Основное положение по данному классу объектов гласит, что рождение ЧД можно трактовать как классический непертурбативный процесс, вероятность которого для шварцшильдовской ЧД определяется просто геометрической областью перекрытия, или «черным диском»:

$$\sigma_{BH} = \pi r_S^2. \quad (20)$$

Температура и энтропия ЧД даются выражениями (также найденными в работе Мейерса и Перри):

$$T_H = M_D \frac{1}{f(n)} \left(\frac{M_D}{M_{BH}} \right)^{\frac{1}{n+1}} = \frac{n+1}{4\pi r_S}, \quad (21)$$

⁶R. C. Myers and M. J. Perry, *Ann. Phys.* **172**, 304 (1986).

$$S_{BH} = \frac{4\pi}{n+2} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{\frac{n+2}{n+1}} \left(\frac{2^n \pi^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}} = \frac{1+n}{2+n} \frac{M_{BH}}{T_H}. \quad (22)$$

Параграф 2 содержит обсуждение механизма потерь энергии на стадии формирования горизонта ЧД (потери Йошино–Рычкова в методе ловушечных поверхностей⁷) и вычисление сечений рождения ЧД с учетом этих потерь для энергий ЛНС. При описании двух сталкивающихся частиц как двух шоковых волн (решений шварцшильдовской ЧД, ускоренных до скорости света и сближающихся друг с другом) в методе Айкельбурга–Сексла, в рамках классической теории гравитации можно показать, что в области взаимодействия действительно образуется замкнутая ловушечная поверхность (кажущийся горизонт), что дает достаточное условие для формирования ЧД (аналитическое подтверждение гипотезы Торна). Можно найти максимальное значение прицельного параметра взаимодействия $b_{max} = \sqrt{F(n)} r_S(\sqrt{\hat{s}}, n, M_D)$, для которого она еще образуется, так что условие (17) трансформируется в

$$b < b_{max} \equiv 2r_h^{(n)}(E_{cm}, b_{max} E_{cm}/2). \quad (23)$$

Детальный анализ процесса формирования горизонта в этом подходе дает, что, во-первых, применимо классическое описание и формула (20), поправленная в соответствии с условием (23), причем это верно даже для ЧД малой массы, рожденных около порога M_D и условно называемых квантовыми ЧД. А во-вторых, находятся численные решения для любого $b < b_{max}$ для нижних пределов на массу и значение углового момента сформированной ЧД. В зависимости от числа n значение b_{max} получается как меньше, так и больше (для больших n) радиуса r_S . Это дает увеличение сечения по сравнению с (20) на 40–70%, которое, однако, с лихвой компенсируется «утеканием» значительной доли начальной энергии $\sqrt{\hat{s}}$ из-под формирующегося горизонта, как дают результаты вычислений в методе ловушечных поверхностей.

Таким образом, нельзя считать, что масса сформированной ЧД будет $M_{BH}(z) = \sqrt{\hat{s}}$, и угловой момент пары начальных частиц полностью перейдет в угловой момент ЧД. В партонном сечении рождения (20) должно быть учтено, что r_S соответствует актуальному значению массы $M_{BH}(z) = y(z)\sqrt{\hat{s}}$, вместо $M_{BH}(z) = \sqrt{\hat{s}}$. Вводимый «коэффициент неупругости» $y(z)$ является функцией $z \equiv b/b_{max}$. Для процесса

⁷H. Yoshino and Y. Nambu, *Phys. Rev. D* **67**, 024009 (2003); V. S. Rychkov, *Phys. Rev. D* **70**, 044003 (2004); H. Yoshino and V.S. Rychkov, *Phys. Rev. D* **71**, 104028 (2005)

рождения ЧД, например, в pp -соударениях (для случая ЛНС) дифференциальное сечение записывается как свертка партонных плотностей частиц-участников жесткого процесса, нумеруемых i и j , с элементарным геометрическим сечением, взятым с оговоренной выше поправкой:

$$\sigma^{pp}(\sqrt{\hat{s}}, x_{min}, n, M_D) \equiv \int_0^1 2z dz \int_{\frac{x_{min}M_D^2}{y^2s}}^1 du \int_u^1 \frac{d\nu}{\nu} f(n) \times \\ \pi r_s^2(u\sqrt{\hat{s}}, n, M_D) \sum_{i,j} f_i(\nu, Q^2) f_j(u/\nu, Q^2). \quad (24)$$

Здесь $\sqrt{\hat{s}}$ — энергия сталкивающихся протонов в с.ц.м., параметр x_{min} задает разные семейства решений и выбирается в соответствии с условием применимости квазиклассического описания к процессу рождения ЧД, $x_{min} \geq 5$ (подробнее критерии применимости разобраны в параграфе 5), т.е. ЧД разрешено иметь массу не ниже $M_{BH}^{\min} = x_{min}M_D$. Кроме r_s в геометрическом сечении, возникновение актуальной массы $M_{BH}(z) = y(z)\sqrt{\hat{s}}$ должно быть также отражено в выборе масштаба факторизации Q в ФПР, задающего характерную энергетическую шкалу изучаемого процесса. Для рождения ЧД он может быть выбран как M_{BH} , хотя возможен вариант $Q = 1/r_s$ с привязкой к характерному расстоянию для процесса. Это — не одно и то же, поскольку для квазиклассических ЧД их характерный размер r_s всегда больше комптоновской длины волны. Однако в любом случае должно быть учтено, что $y(z) \neq 1$. Также возникает зависимость нижнего предела интегрирования по долям импульсов ν от прицельного параметра: $\nu = x_{min}^2 M_D^2 / y^2(z) s$. Все это вместе определяет вид (24).

Пример результатов вычислений сечений для нескольких точек из пространства параметров и некоторого набора сценариев ЧД (керровская ЧД, шварцшильдовская ЧД, струнный шар и квантовая ЧД) показан на рис. 9.

Учет потерь на стадии формирования дает очень существенное подавление сечений, от одного до трех-четырех порядков величины, в зависимости от модели ЧД, масштаба M_D и числа ДИ n , по сравнению со случаем, когда в партонном сечении вместо b_{max} используется r_s (как в (20)), z и y полагаются равным 1, и $M_{BH}(z) = \sqrt{\hat{s}}$. При установке пределов на наблюдаемость процессов с ЧД это трансформируется в понижение пределов на величину от 300 ГэВ до 0.9–1.1 ТэВ.

В **параграфе 3** приводится обсуждение величины энергетических потерь для сформировавшейся ЧД на стадиях излучения по механизму Хокинга с тепловым спектром, соответствующим абсолютно черному

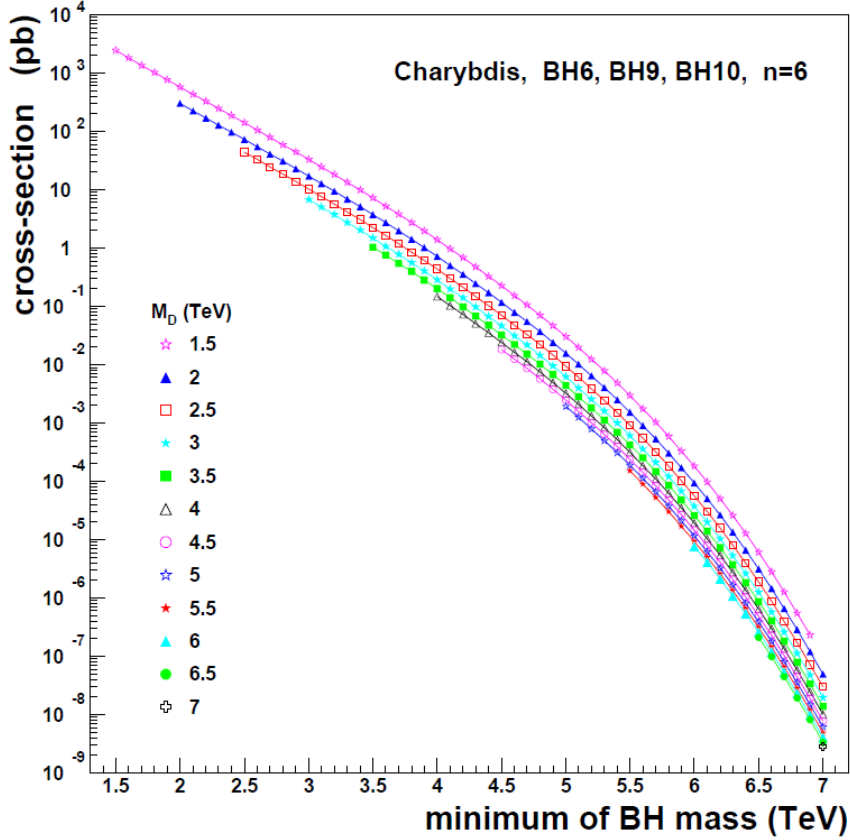


Рис. 9. Сечения рождения ЧД для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в зависимости от минимальной массы M_{BH}^{min} для различных значений M_D и числа дополнительных измерений $n = 6$. Вычисление потерь проводилось по механизму Йошино–Рычкова [19].

тему, поправленным «серотельными множителями» для частиц разного спина⁸. Присутствие этих множителей обусловлено наличием потенциального барьера вокруг ЧД, обладающего конечной проницаемостью, зависящей от энергии и углового момента излучаемых частиц. Это приводит к неравным вероятностям излучения для частиц разного типа, возрастающим с увеличением спина. Даются численные оценки величины «потерянной» энергии у эволюционирующей шварцшильдовской ЧД для энергий ЛНС, связанной с излучением гравитонов (с небольшой долей нейтрино). Нижняя граница величины E_t получается от 27 до 35% от полной излученной энергии, в зависимости от n .

Параграф 4 посвящен обсуждению критериев применимости квазиклассического описания ЧД. Простейшим из них является достаточная величина энтропии, «кодирующая» число внутренних степеней свободы ЧД. Малость флуктуаций отвечает реализации условия термодинамиче-

⁸P. Kanti, I. Olasagasti, and K. Tamvakis, *Phys. Rev. D* **66**, 104026 (2002); P. Kanti and J. March–Russell, *Phys. Rev. D* **67**, 104019 (2003); V. Cardoso, M. Cavaglia, and L. Gualtieri, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 071301 (2006); *JHEP* **02**, 021 (2006)

ского равновесия и применимости описания микроканонического ансамбля, так что должно быть $1/\sqrt{N} \ll 1 \rightarrow 1/\sqrt{S} \ll 1$. Вычисления величины энтропии для разных n в зависимости от M_{BH}^{min} с использованием (21) дают условный критерий $M_{BH}^{min} \geq 5M_D$, или $x_{min} \equiv M_{BH}^{min}/M_D \geq 5$, используемый в нашем анализе. Выбор x_{min} , разумеется, является субъективным, и можно рассматривать другие разумные варианты.

При приближении к порогу M_D вместо квазиклассических ЧД с необходимостью нужно рассматривать объекты другого плана. Один из таких вариантов — струнный шар, описанный в **параграфе 5**. СШ могут образовываться, если сценарии многомерной гравитации основаны на теории струн (ТС), имеющей режим слабой связи в интересующей нас области. Околопороговый переход ЧД/СШ задается принципом соответствия, предложенном в ТС в работах⁹. При выполнении условия $l_s \leq r_h$, где l_s — длина струны, а r_h — гравитационный радиус, СШ может стать квазиклассической ЧД. Входящие в рассмотрение величины M_S , g_S и M_D не являются независимыми, они связаны соотношением по порядку величины: $M_D^{n+2} \approx M_S^{n+2}/g_S^2$. Принцип соответствия утверждает, что в точке перехода энтропия, масса и угловой момент двух объектов — СШ и ЧД — должны быть равны (по порядку величины). Поскольку энтропия СШ пропорциональна ее длине, т. е. массе $S_{string} \sim \sqrt{\alpha'} M_S = M_{SB}/M_S$, а энтропия ЧД пропорциональна ее площади, т. е. квадрату массы, настройка режимов СШ/ЧД в точке соответствия может быть выполнена только для специального значения струнной константы, которое дается условием $M_{BH}^{min} \approx M_S/g_S^2$.

Первое качественное обсуждение струнного режима рассеяния на ЛНС, предваряющего рождение классических ЧД, было сделано в работе¹⁰. Условие настройки режимов выбиралось как точное равенство $M_{BH}^{min} = M_S/g_S^2$. Тогда «сшивка» сечений $\sigma(SB)|_{M_{SB}=M_S/g_S^2} = \sigma(BH)|_{M_{BH}=M_S/g_S^2}$ позволяет получить общее выражение для сечения процессов с переходами СШ/ЧД в зависимости от энергии взаимодействия:

$$\sigma(SB/BH) = \begin{cases} \frac{\pi}{M^2} \left(\frac{M_{BH}}{M}\right)^{\frac{2}{n+1}} [f(n)]^2, & \frac{M_S}{g_S^2} \leq M_{BH} \\ \frac{\pi}{M^2} \left(\frac{M_S/g_S^2}{M}\right)^{\frac{2}{n+1}} [f(n)]^2 = \frac{\pi}{M_S^2} [f(n)]^2, & \frac{M_S}{g_S} \leq M_{SB} \leq \frac{M_S}{g_S^2} \\ \frac{\pi g_S^2 M_{SB}^2}{M_S^4} [f(n)]^2, & M_S \ll M_{SB} \leq \frac{M_S}{g_S} \end{cases}$$

⁹L. Susskind, hep-th/9309145; G. T. Horowitz and J. Polchinski, *Phys. Rev. D* **55**, 6189 (1997).

¹⁰S. Dimopoulos and R. Emparan, *Phys. Lett. B* **526**, 393 (2002)

В параграфе 5 было показано, что при вычислении сечений по этой схеме в точке сшивки СШ/ЧД всегда получается излом (см. рис. 10), связанный именно с предположением о точной настройке, и его невозможно устранить никаким выбором g_S или вариациями коэффициентов в соотношении между M_S и M_D .

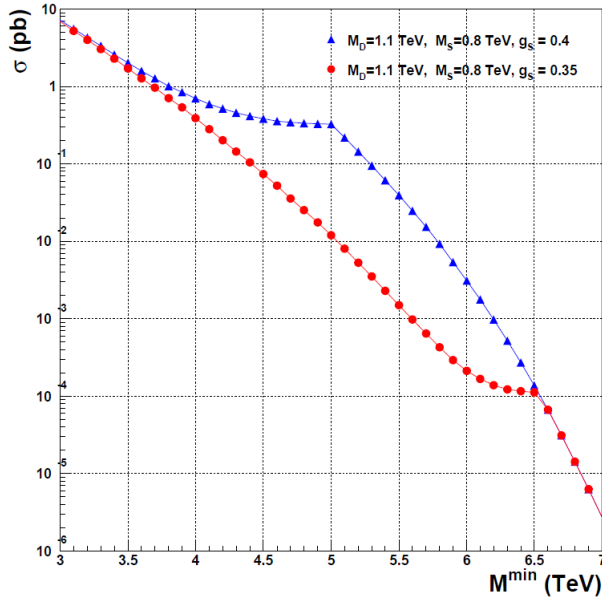


Рис. 10. Смена режимов СШ/ЧД и сшивка сечений для разных выборов g_S .

Распад СШ происходит по механизму, сходному с механизмом испарения ЧД, и так же — преимущественно в частицы стандартной модели. Температура Хагедорна для длинной сильновозбужденной струны выводится в теории струн и равна

$$T_S = \frac{M_S}{\sqrt{8\pi}} = 0.35 \frac{M_S}{\pi},$$

тогда как температура Хокинга в точке соответствия выражается через M_S и g_S :

$$T_H \longrightarrow \frac{n+1}{4\pi f(n)} \left(\frac{1}{g_S} \right)^{\frac{1}{n}} M_S.$$

Вместо точного равенства в точке соответствия наши вычисления дают результаты одного порядка, но с коэффициентом больше единицы, причем T_H всегда будет выше в несколько раз. Однако, несмотря на неточную настройку, величина излома в точке соответствия не превышает одного порядка и не оказывает существенного влияния на предсказания, поэтому эта схема была использована в анализе, с оговорками об отсутствии корректного описания порогового режима.

Кроме рождения СШ, можно рассмотреть и другие любопытные возможности, в частности, околопороговое рождение объекта, которому не хватает массы (энтропии), чтобы считаться квазиклассической ЧД. **Параграф 6** посвящен одному из возможных модельных подходов к описанию таких объектов, условно называемых квантовыми ЧД (истинная квантовая ЧД может описываться только полной теорией квантовой гравитации, которая отсутствует, в силу чего любой подход к КЧД является условным, ориентировочным и модельным). На основании работы¹¹ принимается, что вероятность рождения таких объектов на партонном

¹¹D. M. Eardley and S. B. Giddings, *Phys.Rev. D* **66**, 044011 (2002).

уровне тоже описывается классическим сечением «черный диск» (20), что дает для pp -столкновений сечение процесса (24). Это позволяет делать оценки по наблюдаемости КЧД на ЛНС в полной аналогии с анализом, описанным выше в параграфе 2, но с условием, что объект, рождающийся в соответствии с 24, считается КЧД, если его масса лежит в диапазоне от M_D до некоторого M_{QBH}^{max} — максимального значения массы КЧД. Ее предлагается оценивать исходя из соображения, что квантовый режим включается, когда комптоновская длина волны ЧД становится больше шварцшильдовского радиуса — $\lambda_C^{QBH} \equiv 2\pi/M_{QBH} \gtrsim r_S$. Тогда можно получить диапазон разрешенных масс (нижний предел соответствует точному равенству $M_{QBH}^{min} = 1/r_S$)

$$\left(\frac{1}{f(n)}\right)^{\frac{n+1}{n+2}} \lesssim \frac{M_{QBH}}{M_D} \lesssim \left(\frac{2\pi}{f(n)}\right)^{\frac{n+1}{n+2}}. \quad (25)$$

Обычно в проводимых исследованиях режима КЧД мы использовали даже более низкое значение $M_{QBH}^{max} = 3M_D$. В духе предложения¹² предполагалось, что симметрии сильного взаимодействия сохраняются в процессе формирования и распада КЧД, так что вероятности формирования КЧД не равны для разных пар партонов–инициаторов (по контрасту с квазиклассической ЧД), и состояния КЧД образуются как представления группы КХД $SU(3)_c$. Из-за малости области взаимодействия фрагментация происходит после распада, и в конечном состоянии доминируют двухструйные конфигурации (опять-таки, в отличие от многоструйных событий с термализованными ЧД). Таким образом, сечения КЧД вычисляются с использованием формул для классического случая, но только в разрешенном диапазоне масс и отдельно для разных цветных конфигураций.

Постановочная часть физического анализа для многомерных микроскопических черных дыр, обобщающая все описанное в параграфах 2–6, была сформулирована в работе [7], и дальнейшее изучение таких объектов с «прицелом» на сравнение с данными коллаборации CMS на ускорителе ЛНС включало все существенные черты процесса рождения и эволюции: поправленное сечение рождения для керровской ЧД, учет потерь на стадии формирования, серотельные факторы и вычисление доли «потерянной» энергии во время хокинговского испарения ЧД, возможные окологороговые переходы в КЧД или СШ и различные описания финальной планковской стадии. Для первого цикла ЛНС все это было

¹²X. Calmet, Wei Gong, and S. D. H. Hsu, *Phys. Lett. B* **668**, 20 (2008), см. также P. Meade and L. Randall, *JHEP* **05**, 003 (2008).

реализовано и описано в работах [8, 19, 10, 20] и проанализировано с точки зрения согласованности результатов и дальнейших перспектив в [9, 11, 24].

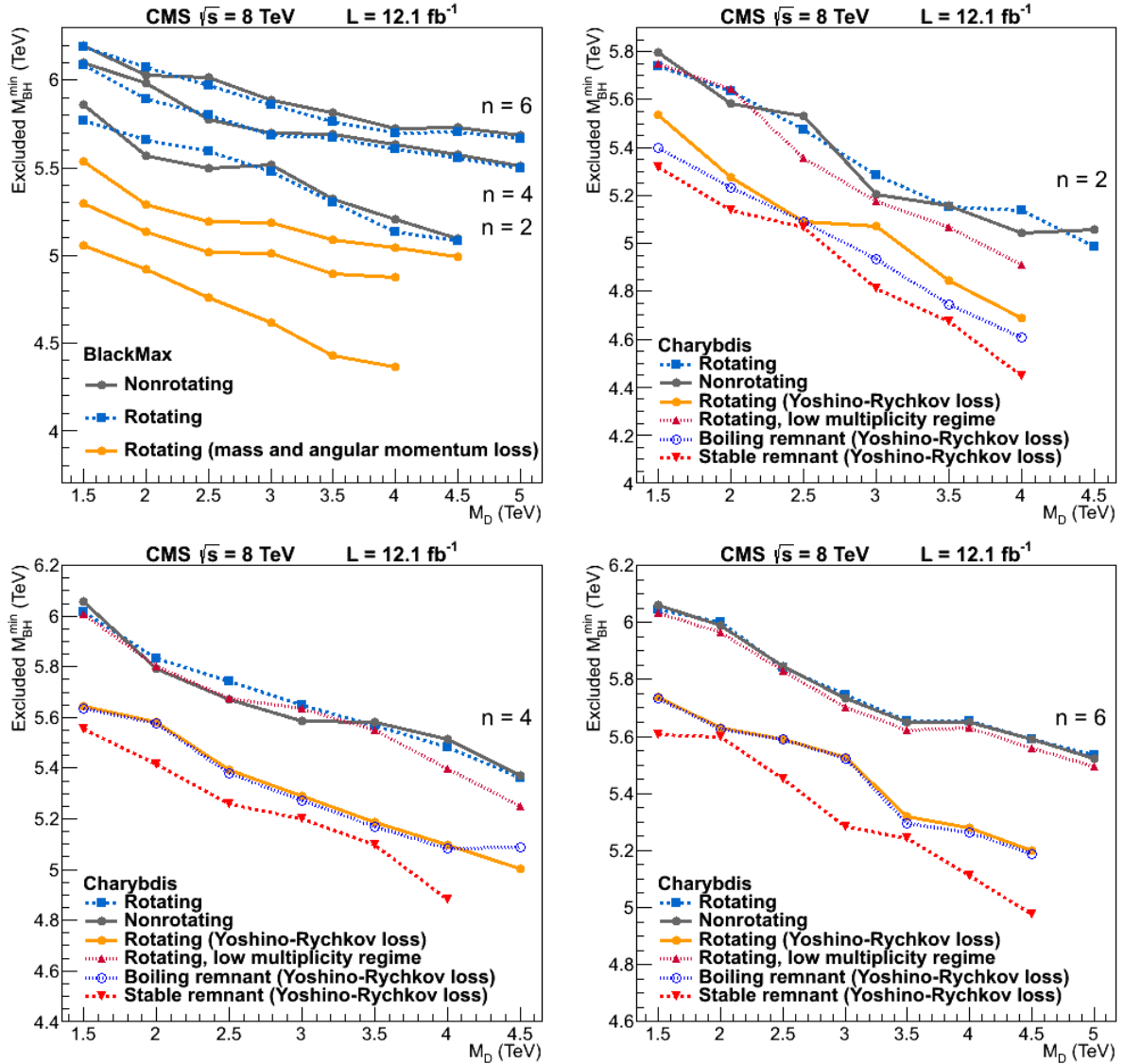


Рис. 11. Исключенная (95% C.L.) минимальная масса ЧД в зависимости от величины M_D для различных моделей ЧД в генераторах (а) BLACKMAX и (б) — (г) CHARYBDIS2. Области под кривыми считаются закрытыми [10, 11, 20].

Во второй части Главы 3 описываются процедуры массовой генерации событий с ЧД для установки пределов на наблюдаемость и сравнение с экспериментальными данными. При моделировании с помощью предварительно настроенных и протестированных специализированных генераторов событий — CHARYBDIS2, BLACKMAX и QBH использовались восемь сценариев для ЧД: рождение шварцшильдовской и керровской ЧД, с учетом и без учета потерь при формировании горизонта, околопороговый пере-

ход ЧД/СШ, рождение КЧД и разные опции сохранения/несохранения лептонного и барионного числа и формирование ненаблюдаемого остатка на финальной планковской стадии.

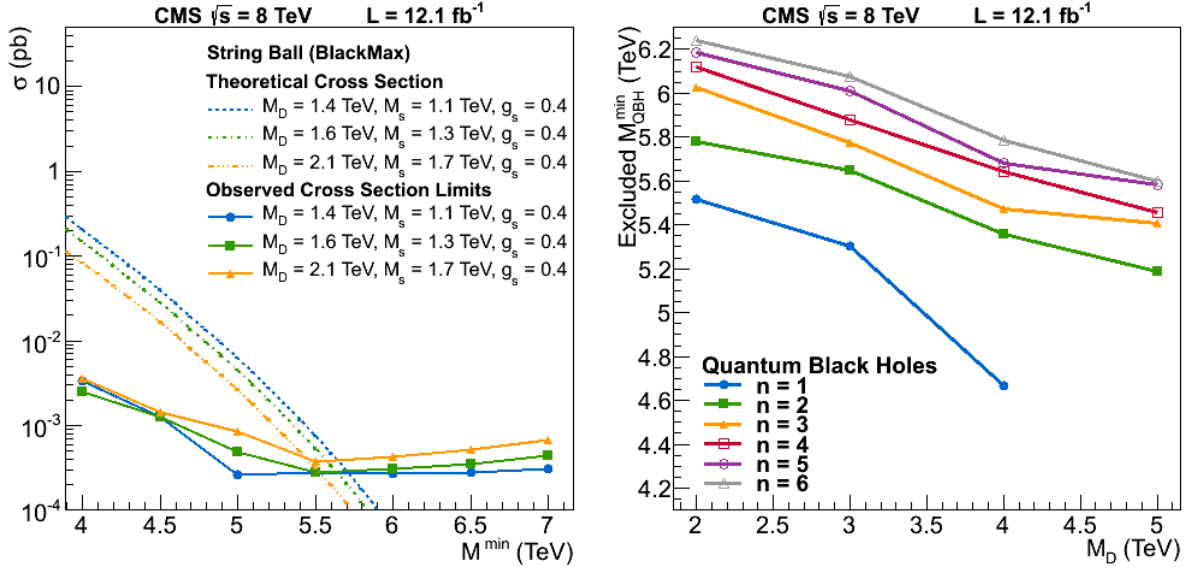


Рис. 12. Струнные шары (слева): верхний предел на величину наблюдаемого сечения с 95% С.Л. (сплошные линии) и теоретические значения сечения рождения (пунктирные линии, сверху вниз для M_S от 1.1 до 1.7 ТэВ), в зависимости от минимального значения массы СШ. Квантовые ЧД (справа): минимальная масса КЧД, исключенная с 95% С.Л., $n = 1$ (модель RS1, нижняя кривая) либо $n = 2 \div 6$ (снизу вверх, модель ADD). [10, 20].

Сравнение результатов для многоструйных событий, собранных коллаборацией CMS за первый цикл работы LHC, со сделанными предсказаниями для ЧД, КЧД и СШ позволило установить пределы на минимальную массу объектов из условия их ненаблюдения, в зависимости от сценария и числа дополнительных измерений n . За первый цикл работы LHC этот анализ проводился дважды, для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [8, 19] и для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [10, 20]. Окончательные полученные на полной статистике первого цикла пределы показаны на рис. 11 — для квазиклассических ЧД в разных сценариях, и на рис. 12 левый — для СШ, и правый — для КЧД. Из рис. 11 видно, что допустимые значения минимальной массы ЧД отличаются для разных посчитанных случаев, но лежат стабильно выше 5.4–6 ТэВ. Аналогично, полученные минимально допустимые массы объектов для СШ составляют от 5.5 до 5.7 ТэВ, в зависимости от M_S и g_S , и от 5.4 до 6.2 ТэВ для КЧД.

В конце Главы 3 проводится обсуждение полученных в диссертации результатов, отмечается согласованность полученных ограничений по КК-модам гравитонов и по микроскопическим ЧД и малая вероятность возможности наблюдения термализованных (квазиклассических)

ЧД на ЛНС в дальнейшем. Вместе с тем, теоретически остается окно возможностей для рождения на ускорителе нетермализованных состояний наподобие КЧД или СШ вблизи порога гравитации M_D .

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту. В **Приложении** приведены примеры карт генерации событий с ЧД и СШ, использованные в CMS анализе 2011 г.

Список публикаций по теме диссертации

Статьи в научных журналах

1. G. Bayatian,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «CMS Physics Technical Design Report Volume II: Physics Performance», CERN-LHCC-2006-021, 26 June 2006, p. 459–481, p. 523–536; *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **34**, 995 (2007), p. 1248–1252, p. 1435–1454.
2. I. Golutvin, P. Moizsenz, V. Palichick, M. Savina, S. Shmatov, «Search for TeV-Scale Bosons in the Dimuon Channel with the CMS Detector», *Czech. J. Phys.* **54**, A261–A268 (2004), hep-ph/0310336.
3. И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, «Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на ЛНС», *Ядерная физика* **70**, 61–67 (2007).
4. S. Chatrchyan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV», *Phys. Lett. B* **714**, 158–179 (2012), arXiv:1206.1849.
5. S. Chatrchyan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for large extra dimensions in dimuon and dielectron events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV», *Phys. Lett. B* **711**, 15–34 (2012), arXiv:1202.3827.
6. V. Khachatryan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for physics beyond the standard model in dilepton mass spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *JHEP* **04**, 025 (2015), 25 p., arXiv:1412.6302.
7. М. В. Савина, «Рождение черных дыр на ЛНС: особенности, проблемы и ожидания», *Ядерная физика* **74**, 518–526 (2011).
8. S. Chatrchyan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for microscopic black holes in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV», *JHEP* **04**, 061 (2012), 36 p., arXiv:1202.6396.

9. М. В. Савина, «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на ЛHC», *Ядерная физика* **76**, 1150–1159 (2013).
10. S. Chatrchyan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for microscopic black holes in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *JHEP* **07**, 178 (2013), 34 p., arXiv:1303.5338.
11. М. В. Савина, «Поиск калуца–клейновских возбуждений гравитона и микроскопических черных дыр с помощью детектора CMS на ускорителе ЛHC», *Ядерная физика* **78**, 571–575 (2015).

Препринты коллаборации CMS:

12. I. Belotelov,..., M. Savina *et al.*, «Search for ADD Extra Dimensional Gravity in Dimuon Channel with the CMS Detector», CMS AN-2006/027, CERN, Geneva, 2006, 15 p.; CERN-CMS-NOTE-2006-076, CERN, Geneva, 2006, 14 p.
13. I. Belotelov,..., M. Savina *et al.*, «Search for Randall-Sundrum Graviton Decay into Muon Pairs», CMS AN-2006/041, CERN, Geneva, 2006, 34 p.; CERN-CMS-NOTE-2006-104, CERN, Geneva, 2016, 28 p.
14. I. Belotelov,..., M. Savina *et al.*, «Study of Drell-Yan Di-muon Production with the CMS Detector», CMS AN-2006/066, CERN, Geneva, 2006, 17 p.; CERN-CMS-NOTE-2006-123, CERN, Geneva, 2006, 14 p.
15. G. Bayatian,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for New High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in the CMS Experiment», CERN-CMS-SBM-07-002, CERN, Geneva, 2008, 14 p.
16. S. Schmitz,..., M. Savina *et al.*, «Statistical Inference in a Search for a Narrow Resonance», CMS AN-2012/185, CERN, Geneva, 2012, 15 p.
17. D. Acosta..., M. Savina *et al.*, «Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with Collisions Gathered at $\sqrt{s} = 7$ TeV», CMS AN-2011/472, CERN, Geneva, 47 p.
18. G. Alverson,..., M. Savina *et al.*, «Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», CMS AN-2012/422, CERN, 2012, 60 p.

19. A. Ferapontov, G. Landsberg, P. Tsang, V. Konopliyanikov, M. Savina, S. Shmatov, B. Bilin, «Searches for Microscopic Black Holes Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the CMS Detector», CMS AN-2011/256, CERN, Geneva, 32 p.
20. A. Ferapontov, G. Landsberg, Z. Demiragli, T. Sinthuprasith, V. Konopliyanikov, M. Savina, S. Shmatov, and 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 p.

Материалы конференций и семинаров:

21. I. Golutvin, A. Saproinov, M. Savina, S. Shmatov, «ADD extra dimensional gravity and di-muon production at the LHC», *Proceedings of the XVIII International Workshop «High Energy Physics and Quantum Field Theory» (QFTHEP'2004)*, 17–23 June 2004, St. Petersburg, Russia, p. 23–29; hep-ph/0502126.
22. I. Golutvin, E. Rogalev, M. Savina, S. Shmatov, «Search for new heavy resonances at the LHC», *Proceedings of the XVIII International Workshop «High Energy Physics and Quantum Field Theory» (QFTHEP'2004)*, 17–23 June 2004, St. Petersburg, Russia, p. 15–22; hep-ph/0502009.
23. M. Savina, «Search for Microscopic Black Hole signatures in the CMS Experiment», *Proceedings of the 15th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics*, 18–4 August, 2011, MSU, Moscow, Russia, ISBN: 9789814436823, Conference: C11-08-18, 2013, p. 94–96.
24. М. В. Савина, «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC», *Физика на LHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS*. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — Вып. 4 — с. 131–183, ISBN 978-5-9530-0437-4.

Главы в монографиях:

25. М. В. Савина, С. В. Шматов, «Физика с дополнительными пространственными измерениями», в сборнике «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, с. 437–462.