

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»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Д.И. Казаков

Дубна 2016

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	5
В.1 Общая характеристика и содержание диссертации	11
В.2 Апробация работы и личный вклад автора	12
В.3 Структура работы	15
ГЛАВА 1. МОДЕЛЬ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ГРАВИТАЦИИ В ПЛОСКОМ МНОГОМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ: СЦЕНАРИЙ ADD	19
1.1 Введение	19
1.1.1 Калуца-кляйновская декомпозиция и состав полей	23
1.2 Процесс с обменом виртуальными гравитонами	26
1.2.1 Разные параметризации матричного элемента для обмена виртуальными гравитонами	29
1.3 Вклад в процесс Дрелла-Яна при энергии 14 ТэВ	31
1.3.1 Вычисление сечений	33
1.3.2 Установление пределов на M_S	39
1.3.3 Неопределенности при выборе ФПР и другие погрешности в оценках сечений	44
1.4 Интерпретация данных и извлечение величины M_S (Λ_T) из эксперимента	48
1.5 Результаты ЛНС по поиску ADD-гравитонов	52
1.5.1 Угловые распределения в двухструйных событиях	60
1.6 Неускорительные эксперименты по поиску многомерных гравитонов в моделях ADD-типа	62
1.7 Заключение к Главе 1	65
ГЛАВА 2. МОДЕЛЬ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ГРАВИТАЦИИ В МНОГОМЕРНОМ ПРОСТРАНСТВЕ С КРИВИЗНОЙ: СЦЕНАРИЙ RS1	66

2.1	RS1: две браны, вложенные в AdS_5 пространство, эффективное 4D описание	66
2.2	Возможность наблюдения новых тяжелых нейтральных резонансов на LHC для энергий до 14 ТэВ	70
2.2.1	Рождение RS-гравитонов на LHC	72
2.2.2	Z' в моделях с расширенным калибровочным сектором	77
2.2.3	Разделение гипотез по новым нейтральным резонансам при энергии до 14 ТэВ	82
2.3	Результаты первого цикла работы LHC по поиску RS-гравитонов и Z'	86
2.4	Заключение к Главе 2	89

ГЛАВА 3. МИКРОСКОПИЧЕСКИЕ МНОГОМЕРНЫЕ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

	И АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ОБЪЕКТЫ	91
3.1	Многомерное решение Керра–Ньюмена, рождение ЧД	91
3.2	Потери энергии в процессе формирования ЧД	96
3.2.1	Вычисление сечений процессов рождения ЧД для энергии 14 ТэВ	100
3.3	Излучение в ходе эволюции ЧД, отличия для разных спинов и «потерянная» энергия	105
3.4	Энтропия и классификация ЧД, критерии для квазиклассических и квантовых ЧД	113
3.5	Струнные шары, переходной режим ЧД/СШ и сшивка сечений	114
3.6	Квантовые ЧД — модельный подход	120
3.7	Форма многоструйного события и инвариантность фоновых спектров по переменной S_T	124
3.8	Результаты по поиску ЧД и альтернативных объектов в эксперименте CMS за первый цикл работы LHC	127
3.8.1	Моделирование рождения ЧД	128
3.8.2	События–кандидаты в ЧД	133
3.8.3	Квазиклассические черные дыры	135
3.8.4	Струнные шары и квантовые черные дыры	144
3.9	Другие эксперименты по поиску ЧД	146
3.9.1	Черные дыры в космических лучах	148

3.10 Обсуждение результатов и дальнейшие перспективы	149
3.11 Заключение к главе 3	154
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	155
ПРИЛОЖЕНИЕ. КАРТЫ ГЕНЕРАТОРОВ СОБЫТИЙ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ЧД МЕТОДОМ МОНТЕ–КАРЛО	157
БЛАГОДАРНОСТИ	166
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	168
ЛИТЕРАТУРА	172

Введение

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.) [1] и Оскара Кляйна (1926 г.) [2]. 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 описании 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 теоретических достижений в конце 90-х годов прошлого века были предложены два сце-

нария с трехмерными бранами, вложенными в полный многомерный объем, с полями СМ, удерживаемыми на бране, и с возможностью для гравитона находиться в многомерном объеме. Они считаются базовыми для всей последующей деятельности в этом русле, хотя существует ряд более ранних работ, в которых были изложены аналогичные идеи, но без конкретики реализации, которая стала возможной только во второй половине 90-х годов после упоминавшихся выше важных достижений в ТС (тем не менее, для корректности, дадим здесь ссылки на эти идеи [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10]). В первом сценарии, называемом в литературе моделью ADD [11], пренебрегалось всеми нетривиальными эффектами, связанными с динамикой браны и ее влиянием на метрику многомерного пространства. 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), который начинал играть роль фундаментального масштаба теории. M_D мог быть даже порядка M_{EW} , за счет микроскопического, но все же достаточно большого (не планковских размеров) объема ДИ. Таким образом решалась проблема иерархии масштабов. Модель давала ряд специфических предсказаний о существовании очень легких калуца-кляйновских (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 [12], 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.

Оба подхода вызвали большой теоретический интерес и породили массу исследований, посвященных разным аспектам предложенных многомерных моделей. Одним из направлений было изучение эффективной теории, описывающей в низкоэнергетическом пределе взаимодействие КК–мод гравитонов с материей SM, см., например, ранние работы [13, 14], а также исследования по конкретным сценариям ADD [16, 15, 17] и RS [18].

Другим направлением были исследования более общего плана, например, связанные с изучением механизмов удержания полей SM на бране. Тут тоже было два подхода: квантово-полевой, связанный с возможностью локализации полей материи на топологическом дефекте (идейно восходящий к классической работе [4]), и «струнно-ориентированный», использующий концепцию открытых струн, заканчивающихся на бранах, и замкнутых струн, перемещающихся в многомерном объеме. В низкоэнергетическом пределе в эффективной теории кванты открытых струн дают поля материи, включая калибровочные бозоны, а закрытых струн — гравитоны. Второй подход и вообще желание связать такие конструкции с ТС опирался на считающиеся классическими в ТС работы [19], а также на более поздние струнные реализации SM на бранах, наподобие [20]. В первом подходе (кстати, использованном в оригинальной работе по ADD–сценарию [11], где был рассмотрен пример с локализацией полей SM на 4-мерном «горле» 6-мерного вихря) были и остаются проблемы, связанные с локализацией калибровочных полей, хотя есть идея [21], использующая гипотезу конфайнмента калибровочных бозонов в многомерном пространстве при удалении от браны.

Еще одно направление было связано с изучением механизмов стабилизации положения бран в ДИ. Для RS–сценария решение было найдено в [22], и попутно возник целый круг вопросов, связанный с гравискаляром в теориях с ДИ (радион, в современной терминологии), см., например, [24].

Для полноты упомянем, что, кроме описанных выше простых реализаций, существуют также расширенные сценарии ADD–типа [25, 26] и RS–типа [18].

Расширенные понимаются в том смысле, что для бран допускается конечная толщина в ДИ и, соответственно, возможность для полей СМ перемещаться в ДИ в пределах расстояния, определяемого этой толщиной. КК–моды полей СМ с необходимостью должны быть тяжелее ТэВ, чтобы не противоречить современному ускорительному эксперименту, константы связи этих КК–мод с материей сильно модельно зависимы, как и предсказания на феноменологию. Поиск таких состояний также может осуществляться на ЛНС (см., например, [27]).

В диссертационной работе исследовалась феноменология двух базовых сценариев — ADD и RS1, в контексте возможности наблюдения на ЛНС процессов с вкладом КК–мод гравитонов, дающим отклонения от предсказаний СМ. Методами эффективной теории поля были вычислены сечения процессов обмена виртуальными КК–модами гравитонов, для случая ADD обсуждались варианты параметризации матричного элемента и сравнения полученных оценок с экспериментальными данными, с учетом неоднозначности, приходящей из-за явного присутствия масштаба ультрафиолетового обреза (амплитуда обмена ADD–гравитонами расходится уже на древесном уровне, из-за наличия бесконечного набора КК–мод). Для обоих сценариев были получены пределы на наблюдаемость, в зависимости от параметров моделей и для разных условий работы ускорителя. При установке пределов проводилась массовая генерация событий с помощью приготовленных и протестированных компьютерных кодов. Для процессов с дилептонами в конечном состоянии, характеризующихся оптимальным для ЛНС отношением сигнал/фон, проводилось исследование неопределенностей в вычислении сечений, связанных с выбором разных партонных плотностей.

Второй круг вопросов, связанных с моделями гравитации с большими ДИ и изученных в работе, касается возможности рождения в ТэВ–ной области энергий микроскопических многомерных черных дыр (ЧД). Такие энергии в настоящее время достижимы на ускорителе ЛНС и в космических лучах (хотя там число событий, для которых эффективная энергия взаимодействий больше 1 ТэВ, не превышает несколько десятков за 5–10 лет). Поэтому акцент в таких исследованиях делается на ускорительный эксперимент. Впервые многомерный аналог шварцшильдовского решения для ЧД в плоском пространстве–времени был получен еще в 1963 г., в работе [28], а общее мно-

гомерное решение Керра–Ньюмена (называемое решением Мейерса–Перри) было найдено 20-ю годами позже [29]. Общие положения по таким объектам гласят, что, поскольку интенсивность гравитационного взаимодействия в многомерном объеме выше, чем в четырехмерном, стационарная ЧД определенной массы будет иметь больший шварцшильдовский радиус, по сравнению с четырехмерной ЧД такой же массы. В соответствии с термодинамикой это означает, что многомерная ЧД будет иметь меньшую температуру, темп хокинговского излучения у нее будет ниже, следовательно, время жизни — больше. Таким образом, микроскопические многомерные ЧД должны быть значительно больше по размеру, холоднее и жить дольше своих четырехмерных аналогов такой же массы.

Реальный интерес к многомерным ЧД возник в начале 2000-х годов, в контексте предложенных сценариев с большими ДИ. Хотя возможность рождения подобных объектов в столкновениях ультрарелятивистских частиц, в частности, на ускорителях изучалась и до этого [30]), все же настоящий всплеск работ был связан с ADD– и RS–сценариями [31], см. также [32].

Предполагается, что рождение микроскопической многомерной ЧД может происходить при взаимодействии двух партонов с прицельным параметром, меньшим гравитационного радиуса r_h [33]. В полной аналогии с четырехмерными ЧД, этот процесс характеризуется несколькими этапами, включающими формирование горизонта (сопровождается потерей части энергии начальных сталкивающихся партонов), двух стадий излучения по механизму Хокинга (фаза замедления вращения, spin-down, и собственно хокинговская фаза для стационарной ЧД) и, наконец, финальный распад ЧД при потере большей части первичной массы и приближению к планковскому порогу M_D . Наивные оценки сечения рождения ЧД дают для этой величины просто геометрическую область перекрытия для прицельного параметра, меньшего $2r_h$: $\hat{\sigma}(ab \rightarrow BH)|_{\hat{s}=M_{BH}^2} = \pi r_h^2$. Это сечение не подавлено никакими множителями, меньшими единицы (поскольку нет константы взаимодействия), и, с ростом энергии столкновения, также растет. Гравитационный радиус зависит от числа дополнительных измерений, величины фундаментального масштаба и, разумеется, от значения массы образуемой ЧД.

В первых феноменологических работах по этой теме были получены более чем оптимистичные оценки для сечений [31]. В частности, для не слишком

высоких значений фундаментального многомерного масштаба заявлялось, что процессы с рождением микроскопических ЧД будут наблюдаться на ускорителе с вероятностями, на несколько порядков превышающими ожидаемые для процессов стандартной модели взаимодействий и даже для других (не связанных с ЧД) процессов в многомерных сценариях, включая рождение калуца–кляйновских мод гравитона [34, 35]. Однако более тщательные исследования, произведенные в последующие несколько лет, довольно сильно изменили эти ожидания. В числе основных факторов значился учет неупругости процесса формирования ЧД (довольно значительные, до половины первоначального значения, потери на начальной стадии) [36, 37]. Также была проведена проверка различных критериев применимости квазиклассического описания в зависимости от массы ЧД и введен в рассмотрение важный параметр — отношение минимально допустимой массы ЧД к величине фундаментального масштаба, которое должно было быть достаточно большим, чтобы обеспечить рождение ЧД приемлемо выше порога квантовой гравитации. Эти и другие критерии подробно разобраны в работах [31, 38, 39]. Этот анализ ухудшил перспективы получить ЧД не в космических лучах, а на ускорителе, обладающем конечной энергией. Причем энтропийные аргументы для ЧД из сценария RS [40] приводят к еще более пессимистичным оценкам, чем для ЧД ADD-типа [39]. Об этом было упомянуто и в работе [41], содержащей постановочную часть для текущего исследования сигналов от ЧД на установке CMS. Альтернативной областью интереса являются поиски сигналов от квантовой гравитации и связанных с ней состояний — струнных шаров [42, 43] и квантовых черных дыр [38, 39, 44]. В условиях ограниченной энергии взаимодействия протонов ее может не хватить для образования классической ЧД, однако может быть достаточно для наблюдения пороговых квантовых состояний, которые сами по себе представляют большой интерес для исследования.

В диссертационной работе изучался широкий класс сценариев для рождения и эволюции микроскопических ЧД и альтернативных объектов сильной гравитации, вычислялись сечения процессов с учетом значительной начальной неупругости при формировании горизонта и устанавливались пределы по наблюдаемости таких объектов на LHC для условий первого цикла работы (8 ТэВ, 20 фбн^{-1}).

В.1 Общая характеристика и содержание диссертации

В диссертационной работе представлены результаты изучения нескольких классов возможных сигналов от моделей низкоэнергетической многомерной гравитации в рамках научной программы эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (Compact Muon Solenoid – CMS) [45] на Большом адронном коллайдере (LHC). Диссертационная работа основана на результатах исследований, выполненных в период 2002–2014 гг. в Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ ОИЯИ, Дубна) и Европейской организации по ядерным исследованиям (CERN, Geneva, Switzerland). Первый класс изученных явлений связан с рождением калуца-кляйновских мод гравитонов в сценариях низкоэнергетической гравитации в плоском многомерном пространстве (ADD-тип) и в пространстве с кривизной вида AdS_5 (RS-тип). Массивные КК-моды гравитонов предлагается наблюдать в процессах виртуального обмена (процесс типа Дрелла–Яна). Для обоих типов сценариев автором были посчитаны сечения процессов ДЯ со сканированием пространства параметров (модельные константы связи, число дополнительных измерений n , величины фундаментального масштаба многомерной гравитации M_D), на основании которых автором совместно с соавторами был проведен полный анализ возможностей по наблюдению подобных сигналов на LHC. Также по предложенному автором с соавторами из ОИЯИ методу был проведен полный анализ возможностей разделения сигналов от RS-гравитонов и Z' в пяти различных моделях с расширенным калибровочным сектором (PKS). Все эти результаты вошли в основополагающий документ коллаборации CMS – Physics Technical Design Report (PTDR), опубликованный в 2006 г. и зафиксировавший физическую программу исследований на планируемой установке CMS [46].

В следующем периоде (подготовительное время перед стартом LHC 2007–2009 гг., первый цикл работы ускорителя в 2010–2012 гг. и анализ собранных данных в 2011–2014 гг.) автором осуществлялось изучение процессов рождения, эволюции и распада многомерных микроскопических черных дыр (ЧД), а также альтернативных объектов сильнодействующей гравитации (квантовые ЧД, рожденные вблизи порога M_D , и сильновозбужденные струн-

ные конфигурации, предсказываемые струнными моделями в режиме слабой связи — струнные шары). Автором была выполнена постановочная часть задачи, аналитические оценки сечений для выбранных моделей и полная реализация с помощью предварительно настроенных генераторов физических событий для очень широкого класса возможных сценариев, для энергий и условий ЛНС.

Во время первого цикла работы ЛНС сделанные предсказания (по КК-модам, ЧД и альтернативным объектам) были сравнены с полученными с ускорителя реальными данными для набранной интегральной светимости 20 фбн^{-1} и энергии столкновений протонов $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ ТэВ}$. На основании этого сравнения были получены наблюдаемые пределы на нижний порог массы резонансов, значения M_D для разных типов сценариев и минимальную массу микроскопических ЧД, квантовых ЧД и струнных шаров. Автор участвовала в работе группы по извлечению этих пределов, а также в работе группы по поиску сигналов и установлению наблюдаемых пределов на КК-моды гравитонов.

В.2 Апробация работы и личный вклад автора

Результаты исследований, составивших диссертацию, неоднократно выносились автором на обсуждение на научных семинарах Объединенного института ядерных исследований (в Лаборатории физики высоких энергий, Лаборатории ядерных проблем, Лаборатории теоретической физики), а также на семинарах Института теоретической и экспериментальной физики, Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Петербургского института ядерной физики им. Б.П. Константинова, Государственного астрономического института им. П.К. Штернберга. По материалам исследований в период 2002–2016 гг. неоднократно были представлены доклады на рабочих совещаниях коллаборации CMS, проходивших в CERN (Женева, Швейцария), 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), Протвино; ОИЯИ, Дубна (2003); Минск, Белоруссия (2004); Вар-

на, Болгария (2006,20010); Алушта, Крым (2012); Нор Амберд, Армения (2013). Также доклады представлялись 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 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 (Главы 1 и 2 диссертации) автором были вычислены сечения процессов типа Дрелла-Яна с обменом виртуальными гравитонами и калибровочными бозонами Z' в ряде рассмотренных моделей [46, 47, 48, 49, 50]. 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 [51]. 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 ЛHC [47, 48, 50]. Было выполнено сравнение сделанных предсказаний и экспериментальных данных первого сеанса работы ЛHC, что позволило получить пределы на массы новых частиц и фундаментальный масштаб многомерной гравитации

[52, 53, 54].

Для исследований по поиску сигналов от ЧД и альтернативных объектов (Глава 3 диссертации), в результате оформленных в публикации коллаборации CMS [55, 56], автором была выполнена постановочная и теоретическая часть задачи — выбор физических сценариев и рассмотрение максимально широкого класса возможных вариантов моделей рождения, эволюции и распада [41], 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 21 публикации. Из них 11 работ опубликовано в российских и иностранных рецензируемых журналах, в том числе:

- 4 — в журнале «Ядерная физика» (Physics of Atomic Nuclei) [41, 50, 57, 58];
- 1 — Czechoslovak Journal of Physics (Czech. J. Phys.) [47];
- 1 — Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics (J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.) [46];
- 2 — Physics Letters B (Phys. Lett. B) [52, 53];
- 3 — Journal of High Energy Physics (JHEP) [54, 55, 56].

Также результаты были представлены в материалах международных конференций — 3 [59, 60, 61] и трудах семинаров — 1 [62], в коллаборационных нотах CMS — 5 [48, 49, 51, 63, 64], главах в монографиях — 1 [27].

5 работ ([41, 57, 58, 61, 62]) подготовлены и опубликованы автором единолично, 5 работ [27, 47, 50, 59, 60] — совместно с коллегами и соавторами из ОИЯИ, 11 работ [48, 49, 46, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 63, 64] — в составе международной группы «Exotica» коллаборации CMS.

В.3 Структура работы

Диссертационная работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка работ автора по теме диссертации (21 пункт), списка цитируемой литературы (180 пунктов) и одного приложения. В работу включены 62 графика и 9 таблиц.

Диссертация имеет следующую структуру.

Во **Введении** дается общая информация по рассматриваемому классу моделей с большими дополнительными измерениями и их возможным расширениям, исторический контекст и ссылки на публикации по ключевым моментам сценариев.

В **Главе 1** описываются полученные предсказания по рождению калуцакляйновских (КК) мод гравитонов в сценарии ADD и результаты сравнения этих предсказаний с экспериментальными данными, полученными на ускорителе LHC за первый цикл работы, 2010–2012 гг. В **Параграфах 1.1** и **1.2** содержится вводная информация — действие для ADD, КК–декомпозиция полей, переход к эффективному 4D описанию, спектр массивных 4D гравитонов (КК–мод) и вычисление пропагатора гравитонов, содержащего сумму по КК–модам. Также обсуждаются различные параметризации матричного элемента для процесса Дрелла–Яна (ДЯ) с вкладами от обмена виртуальными гравитонами, связь между ними и переход от одной параметризации к двум другим. В **Параграфе 1.3** приведены результаты вычисления сечения процесса, выполненные в HLZ параметризации, описано моделирование для условий LHC и сделанные предсказания в зависимости от модельных параметров и условий работы LHC. Также обсуждаются вклады различных неопределенностей при вычислении сечений, трансформирующиеся в неопределенности для установленных пределов на наблюдаемость. В **Параграфах 1.4** и **1.5** обсуждаются проблемы, связанные с извлечением величины масштаба фундаментальных взаимодействий из данных, и показано сравнение выполненных предсказаний с реальными данными первого цикла работы LHC и с полученными из эксперимента ограничениями на пространство параметров модели. В конце Главы 1 приводятся результаты неускорительных экспериментов по поиску больших ДИ и космологические и астрофизические ограничения на число ДИ n и масштаб M_D .

В Главе 2 описывается анализ, выполненный в духе Главы 1, по получению предсказаний и их сравнению с реальными данными с ЛНС для модели RS1, дающей тяжелые КК–моды гравитонов, выглядящие как узкие нейтральные резонансы с массами в диапазоне ТэВ и выше. **Параграф 2.1** содержит описание геометрии пятимерного пространства и конфигурации с двумя бранами в сценарии RS1, результаты КК-декомпозиции полей и эффективный лагранжиан взаимодействия КК–мод RS–гравитонов с материей. В **Параграфе 2.2** приводятся результаты вычисления сечений рождения RS–гравитона (1-я КК–мода) в зависимости от константы связи гравитона с полями материи. Также приводятся пределы по наблюдаемости RS–гравитонов на ЛНС в зависимости от параметров модели и набранной интегральной светимости на ЛНС, полученные с помощью массовой генерации событий с использованием адаптированного компьютерного кода. В этом же параграфе содержится обсуждение альтернативного сигнала новой физики, дающего похожую экспериментальную сигнатуру — Z' в различных моделях с расширенным калибровочным сектором. Приводятся сечения процессов рождения Z' с распадом на пару мюонов в конечном состоянии для пяти моделей РКС и устанавливаются пределы по наблюдаемости на ЛНС, в зависимости от массы резонанса, констант связи с материей и условий работы ускорителя. Также изучаются возможности разделения новых резонансов с использованием угловых распределений продуктов распада и асимметрии вылета конечных лептонов «вперед-назад». В **Параграфе 2.3** показано сравнение выполненных предсказаний с реальными данными первого цикла работы ЛНС и с полученными из эксперимента ограничениями на масштаб M_D для RS–гравитонов и массы Z' в разных моделях РКС, в зависимости от констант связи этих частиц с материей.

В **Главе 3** описывается анализ по рождению на ускорителе многомерных микроскопических черных дыр (ЧД) и альтернативных объектов сильной гравитации — квантовых ЧД (КЧД) и сильновозбужденных струнных состояний — струнных шаров (СШ). **Параграф 3.1** содержит многомерный аналог решения Керра-Ньюмена в координатах Боейра-Линдквиста для вращающейся незаряженной ЧД, выражения для горизонта, гравитационного радиуса и сечения рождения многомерной ЧД. **Параграф 3.2** посвящен механизму потерь энергии на стадии формирования

горизонта ЧД. Приводятся численные оценки величины этих потерь для энергий ЛНС. Приводятся сечения рождения ЧД для разных классов сценариев, полученные сканированием доступного для текущих энергий ЛНС пространства параметров. **Параграф 3.3** содержит описание механизма энергетических потерь на стадии эволюции ЧД по механизму Хокинга, с учетом «серотельных факторов» для излучаемых частиц разного спина. Приводятся выполненные численные оценки величины «потерянной» энергии (доля энергии, уносимая ненаблюдаемыми частицами — гравитонами и нейтрино) для событий рождения ЧД при энергиях ЛНС. **Параграф 3.4** содержит обсуждение критериев применимости квазиклассического описания ЧД в зависимости от величины энтропии. **Параграф 3.5** содержит описание альтернативных объектов многомерной гравитации — струнных шаров. Обсуждается способ оценки сечений рождения подобных объектов, основанный на предельном переходе ЧД/СШ в ходе эволюции ЧД и сброса массы. Приводятся условия сшивки сечений, используемые в точке перехода, оценки по порядку величины для соотношения значений температур Хокинга (для ЧД) и Хагедорна (для СШ) и показывается, что никаким выбором управляющих параметров (струнной константы g_s и масштабов M_D , M_S) невозможно точно настроить эти значения, как и величины сечений в точке сшивки. **Параграф 3.6** посвящен одному из возможных модельных подходов для описания квантовых ЧД — объектов с малой массой, рожденных вблизи фундаментального порога M_D . В **Параграфе 3.7** обсуждается выбранная для анализа наблюдаемая переменная S_T и ее стабильность для фоновых многоструйных событий. **Параграф 3.8** детально описана схема моделирования событий рождения ЧД, КЧД и СШ, реализуемого с помощью предварительно настроенных и протестированных специализированных генераторов событий — `SNARYVDIS2`, `BLACKMAX` и `QVN`. Также данный параграф содержит результаты, полученные коллаборацией CMS по поиску ЧД, КЧД и СШ: установленные пределы на минимальную массу объектов, в зависимости от числа дополнительных измерений n для класса рассмотренных сценариев. **Параграф 3.9** содержит анализ других экспериментов по поиску ЧД на ускорителях и в неускорительных экспериментах. **Параграф 3.10** посвящен обсуждению результатов, согласованности полученных данных по КК-модам гравитонов и по микроскопическим ЧД и дальнейшим перспективам

поиска подобных объектов на ускорителе LHC и будущих ускорителях.

В **Заключении** перечисляются основные результаты диссертационной работы, выносимые на защиту.

В **Приложении** приводятся примеры карт генерации событий рождения черных дыр, квантовых черных дыр и струнных шаров, описывающих реализации различных сценариев с бранами. Карты были использованы для массовой генерации в анализе, описанном в Главе 3.

Глава 1. Модель низкоэнергетической гравитации в плоском многомерном пространстве: сценарий ADD

Представленные в этой главе результаты основаны на 9 публикациях [27, 46, 49, 51, 53, 54, 58, 60, 62], из которых работы [58, 62] опубликованы автором самостоятельно, [27, 60] – автором с соавторами из ОИЯИ, и [46, 49, 51, 53, 54] — автором в составе группы по поиску сигналов от КК–мод гравитонов и нейтральных калибровочных бозонов расширенного калибровочного сектора (РКС), входящей в исследовательскую группу «Экзотика» коллаборации CMS.

1.1 Введение

В этой главе мы рассматриваем сценарий низкоэнергетической многомерной гравитации и конструкцию с жесткой $(3+1)$ –браной, зафиксированной в определенной точке многомерного пространства, с полями материи, описываемыми стандартной моделью взаимодействий (СМ) и удерживаемыми на бране, и с гравитационным полем, находящимся в полном многомерном пространстве. Впервые этот сценарий был предложен в работах N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos и G. Dvali [11] и с тех пор обозначается в литературе как сценарий ADD. Как хорошо известно, эта конструкция была предложена как способ решить проблему иерархии масштабов — характерного для электрослабых взаимодействия (ЭС) $M_{EW} \sim \text{ТэВ}$ и планковского, за счет введения дополнительных пространственных измерений (ДИ). В русле стандартного калуца–кляйновского (КК) подхода ДИ должны быть компактными, чтобы избежать противоречий с наблюдаемой четырехмерной карти-

ной мира, но все же достаточно большими, чтобы за счет большого объема компактных измерений компенсировать малость значения M_{Pl} и получить многомерный масштаб гравитации $M_D \ll M_{Pl}$ (идеальный вариант — это $M_D \sim M_{EW}$, для полного устранения иерархии масштабов). Вообще говоря, идею устранения иерархии масштабов геометрическим путем (за счет компактных ДИ) можно решить по-разному, учитывая разные эффекты от динамики браны и гравитационного взаимодействия браны и полей на бране с полями в многомерном объеме. Например, далее в Главе 2 будет рассмотрен вариант мира на бране с учетом натяжения браны и ненулевой кривизны полного многомерного пространства, а вообще в литературе рассмотрено множество более сложных сценариев (см. ссылки на работы по теме во Введении). Однако простейший вариант реализуется в случае, когда метрика факторизуется, в соответствии с представлением полного пространства-времени как прямого произведения $M^4 \times X^{D-4}$, где M^4 есть обычное четырехмерное пространство с метрикой Минковского, а X^{D-4} есть компактное многообразие дополнительных измерений (размерность полного пространства равна D). При этом нетривиальными эффектами, индуцируемыми браной в полном многомерном объеме, пренебрегается, а саму брану считают жесткой (не имеющей флуктуаций) и расположенной в определенной точке многомерного пространства (например, в фиксированной точке орбифолда).

Масса Планка, служившая фундаментальным масштабом гравитации в четырехмерной теории, больше не является таковым в многомерной, где она связана с новым, многомерным масштабом $M_D \sim \text{ТэВ}$ соотношением

$$M_{Pl} = M_D^{1+n/2} R^{n/2}. \quad (1.1)$$

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

Масштаб M_D является единственным управляющим параметром модели ADD, а радиус ДИ выражается через него и число n :

$$R \approx M_D^{-1} \times (M_{Pl}/M_D)^{2/n} \approx 10^{(32/n)} \times 10^{-17} \text{ см.}$$

Число дополнительных пространственных измерений, вообще говоря, может быть любым, но с учетом желая связать подобные конструкции с теорией струн (см. Введение), оно берется равным $n = 1 - 6$. Причем случай $n = 1$ жестко исключен совокупностью наблюдаемых данных по проверке закона Ньютона, как астрономических, так и других, поскольку дает слишком большие размеры ДИ (см. ниже) и явные отклонения от закона обратных квадратов на макроскопических расстояниях. Случай $n = 2$ тоже не является предпочтительным, по астрофизическим и космологическим аргументам (см. подраздел 1.6), остальные значения приемлемы.

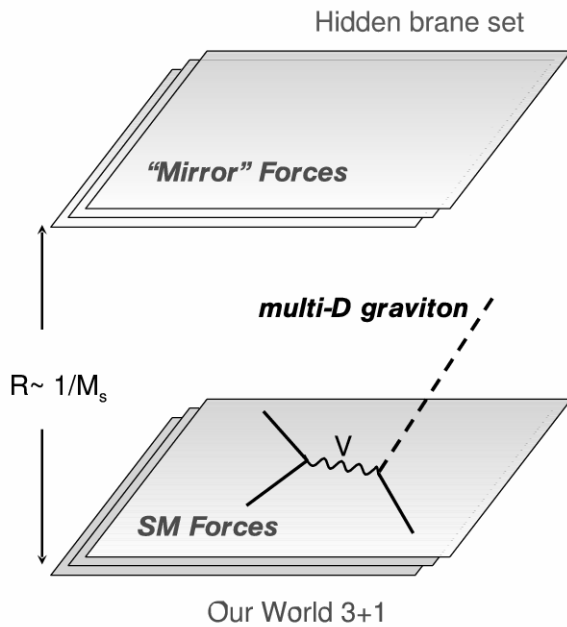


Рис. 1.1. Модель мира ADD-типа с двумя «пакетами» бран, разнесенными в пространстве дополнительных измерений. Один набор бран воспроизводит наш мир, второй — скрытый сектор, с помощью которого можно реализовывать механизмы «мягкого» нарушения симметрии [60].

т.е. не вступать в противоречие с СМ, проверенной на ускорителях частиц до указанных энергий).

Стартуя с многомерного описания, для гравитона и взаимодействующего с ним тензора энергии-импульса материи проводится стандартная процедура КК-декомпозиции – Фурье-разложение полей при условии периодичности

В этом подходе обычно рассматривается не одна, а несколько пространственно разделенных бран (или «пакетов» бран), что дает возможность геометрической реализации иерархии поколений, смешивания ароматов и пр., за счет перекрытия профилей волновых функций нулевых мод фермионов, «рассаживаемых» по разным бранам одного «пакета». Схема такого мира на бране изображена на рис. 1.1. Как упоминалось во Введении, при учете конечной толщины браны полям материи (полям СМ) тоже разрешается перемещаться в пространстве ДИ на расстояния, определяемые толщиной браны (поэтому эта толщина должна быть не больше $1/M_{EW}$, чтобы не давать наблюдаемых КК-мод частиц СМ с массами порядка ТэВ,

по компактным координатам. Единый объект — безмассовый многомерный гравитон — при компактификации расщепляется на серии КК-мод массивных четырехмерных гравитонов, многомерных векторных полей и скаляров, см. ниже. Для КК-мод гравитона (коэффициентов Фурье в разложении с условием периодичности, зависящих только от четырехмерных координат) массы даются выражением $m_{KK} = 2\pi k/R$, где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер моды, а k/R — КК-импульс. Для разных значений R КК-массы имеют величину от 10^{-4} эВ до нескольких кэВ и даже МэВ (для $n = 6$). Учитывая малость значений масс и малость массового расщепления между уровнями (а также возможности ускорительных экспериментов по разрешению множественных тесно расположенных узких резонансов), при вычислениях вкладов ADD-гравитонов методами эффективной теории поля обычно переходят от суммы по всем резонансам к непрерывному пределу и интегралам (см. ниже), которые расходятся во всех случаях, кроме экспериментально неприемлемого $n = 1$. Поэтому используется размерная регуляризация, с введением в явном виде масштаба ультрафиолетового (УФ) обрезания. Соответственно, эффективное низкоэнергетическое описание для взаимодействия КК-мод гравитона с материей СМ применимо только для энергий взаимодействия партонов ниже этого масштаба обрезания.

В целом в этом сценарии остаются проблемы, в частности, связанные с необходимостью уметь предсказывать значения радиусов компактных измерений (получать из теории значение многомерного масштаба, с которым эти радиусы прямо связаны) и стабилизировать их значения. Поэтому и проблема иерархии масштабов в сценариях ADD-типа не уходит совсем, а переформулируется в вопрос, почему ДИ имеют такие большие размеры. Т.е. вопрос малости отношения M_W/M_{Pl} меняется на проблему большого отношения $(RM_W)^{n/2}$. Также есть известные вопросы с космологией в этом сценарии (см. параграф 1.6 в конце главы), которые приводят к нежелательности выбора $n = 2$ и даже, отчасти, $n \gtrsim 3$. Плюс наличие УФ расходимостей уже на древесном уровне при вычислении сечений процессов с участием ADD-гравитонов, которые обусловлены существованием бесконечного набора КК-мод, делают все подобные конструкции несколько неоднозначными, с точки зрения привлекательности описания. В этом смысле сценарии RS-типа, минимальный пример которых рассмотрен в Главе 2, выглядят более

приемлемо. В любом случае, конструкции из бран, вложенных в многомерное пространство, должны происходить (если это возможно и реализуемо для достаточно малой величины масштаба многомерной гравитации M_D и для плоской метрики) из какой-то более высокой теории, которая даст хорошее УФ поведение и решит проблему неперенормируемости, стабилизации радиусов ДИ и удержания материи СМ на $(3+1)$ -бране. Без наличия такой полной теории эти построения все равно «повисают в воздухе». Тем не менее, абстрагируясь от фундаментальных претензий, в рамках самой модели ADD можно сделать ряд вполне определенных предсказаний, которые проверяемы на эксперименте и могут быть сравнены с ограничениями, приходящими из этих экспериментов. Именно такой деятельности с начала 2000-х годов и по настоящее время посвящено множество работ, и данная диссертационная работа также выполнена в этом русле.

1.1.1 Калуца-кляйновская декомпозиция и состав полей

В низкоэнергетическом пределе и в приближении малой кривизны для сценария с $(3+1)$ -браной, вложенной в плоское многомерное пространство можно рассмотреть линейаризованную теорию многомерной гравитации с лагранжианом вида [16]:

$$\frac{1}{\hat{\kappa}^2} \sqrt{|\hat{g}|} \hat{R} = \frac{1}{4} \left(\partial^{\hat{\mu}} \hat{h}^{\hat{\nu}\hat{\rho}} \partial_{\hat{\mu}} \hat{h}_{\hat{\nu}\hat{\rho}} - \partial^{\hat{\mu}} \hat{h} \partial_{\hat{\mu}} \hat{h} - 2\hat{h}^{\hat{\mu}} \hat{h}_{\hat{\mu}} + 2\hat{h}^{\hat{\mu}} \partial_{\hat{\mu}} \hat{h} \right) + \mathcal{O}(\hat{\kappa}), \quad (1.2)$$

где $\hat{h} \equiv \hat{h}^{\hat{\mu}}_{\hat{\mu}}$, $\hat{h}_{\hat{\nu}} \equiv \partial^{\hat{\mu}} \hat{h}_{\hat{\mu}\hat{\nu}}$, мы рассматриваем флуктуации метрики над фоновой плоской метрикой Минковского $\hat{g}_{\hat{\mu}\hat{\nu}} = \eta_{\hat{\mu}\hat{\nu}} + \hat{\kappa} \hat{h}_{\hat{\mu}\hat{\nu}}$, $\hat{\kappa}^2 = 16\pi G_N^{(4+n)}$, и $G_N^{(4+n)}$ — многомерная планковская константа.

Вообще говоря, присутствие браны может дать нетривиальную фоновую метрику в полном многомерном объеме, однако если предположить, что натяжение браны f^4 не превосходит M_D^4 , для расстояний от браны в дополнительных измерениях, больших $1/M_D$, метрика $g_{\hat{\mu}\hat{\nu}}$ будет эффективно плоской. С другой стороны, когда мы изучаем излучение «мягких» гравитонов с передачей импульса бране $q_T \ll M_D$ (как только и позволяет сделать эффективное низкоэнергетическое описание), мы можем разрешить только такие

расстояния, на которых метрика существенно плоская. Поэтому сделанное разложение над фоновой метрикой Минковского вполне законно.

Лагранжиан инвариантен относительно общекоординатных преобразований вида

$$\delta \hat{h}_{\hat{\mu}\hat{\nu}} = \partial_{\hat{\mu}} \zeta_{\hat{\nu}} + \partial_{\hat{\nu}} \zeta_{\hat{\mu}} . \quad (1.3)$$

Калуца-кляйновская редукция до четырехмерного пространства осуществляется по стандартной схеме. Единый многомерный объект — безмассовое гравитационное поле — раскладывается как набор полей со спином 2, 1 и 0:

$$\hat{h}_{\hat{\mu}\hat{\nu}} = V_n^{-1/2} \begin{pmatrix} h_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu} \phi & A_{\mu i} \\ A_{\nu j} & 2\phi_{ij} \end{pmatrix} , \quad (1.4)$$

где V_n — объем компактного пространства n координат, $\phi \equiv \phi_{ii}$, $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ и $i, j = 5, 6, \dots, 4 + n$. При компактификации на n -мерный тор T^n КК-декомпозиция для полей, с учетом условия периодичности по компактным координатам, выглядит как обычно:

$$h_{\mu\nu}(x, y) = \sum_{\vec{n}} h_{\mu\nu}^{\vec{n}}(x) \exp\left(i \frac{2\pi \vec{n} \cdot \vec{y}}{R}\right) , \quad (1.5)$$

$$A_{\mu i}(x, y) = \sum_{\vec{n}} A_{\mu i}^{\vec{n}}(x) \exp\left(i \frac{2\pi \vec{n} \cdot \vec{y}}{R}\right) , \quad (1.6)$$

$$\phi_{ij}(x, y) = \sum_{\vec{n}} \phi_{ij}^{\vec{n}}(x) \exp\left(i \frac{2\pi \vec{n} \cdot \vec{y}}{R}\right) , \quad \vec{n} = \{n_1, n_2, \dots, n_n\} , \quad (1.7)$$

моды $\vec{n} \neq 0$ описывают КК-состояния (несколько на одном массовом уровне, в соответствии с числами n_i для разных пространственных координат), и все радиусы компактификации одинаковые — $R/2\pi$. Из трансформационных свойств относительно общекоординатных преобразований $\zeta_{\hat{\mu}} = \{\zeta_{\mu}, \zeta_i\}$ следует, что нулевые моды $\vec{n} = \vec{0}$ соответствуют обычному четырехмерному безмассовому гравитону, четырехмерному калибровочному бозону абелевой группы $U(1)$ и $n(n+1)/2$ безмассовым четырехмерным скалярам. Также можно показать, что поля со спином 1 не связаны с полями СМ на бране [15, 16], так что полями СМ плюс набором КК-мод гравитона плюс гравискалярами исчерпывается состав низкоэнергетической четырехмерной теории.

Для взаимодействий полей СМ с ADD-гравитонами и гравискалярами используется эффективное описание, верное ниже порога применимости. По-

этому максимальная энергия столкновений партонов $\sqrt{\hat{s}_{max}}$ не должна быть выше некоторого масштаба УФ обрезания, значение которого не предсказывается в рамках самого эффективного описания, но должно быть получено в замыкающей «правильной» теории с хорошим УФ поведением. Если считать, что модель ADD-типа с $(3+1)$ -браной, на которой удерживаются поля СМ, получена вложением в некоторую теорию струн, то верхний предел применимости эффективного 4D описания по всяком случае должен быть ниже M_S . Если не использовать отсылки к ТС и оперировать только понятием многомерного фундаментального масштаба гравитации M_D (многомерная гравитация — тоже эффективная теория, имеющая, в свою очередь, область применимости от M_D до некоторого другого значения, где возникает иная физика), то следует использовать масштаб обрезания ниже или порядка M_D . Таким образом, далее полагаем, что $\sqrt{\hat{s}_{max}} \lesssim M_S \sim M_D$.

В сделанном приближении все КК-моды взаимодействуют с материей СМ универсальным образом, и интенсивность этого взаимодействия характеризуется обычной четырехмерной ньютоновской константой (в более сложно устроенных сценариях возможно вводить подавление высших КК-мод индивидуально для каждой или с общим экспоненциальным множителем, см., например, [65]). Несмотря на подавление как $1/M_{Pl}^2$, связь КК-мод гравитона с материей будет эффективно усилена за счет их огромной множественности, фазовым объемом в пространстве КК-импульсов, см. ниже.

Классический вид минимальной связи гравитации с материей (скалярными, спинорными и векторными полями) через тензор энергии-импульса сохраняется и в многомерном линеаризованном приближении:

$$\int d^4x \sqrt{-\hat{g}} \mathcal{L}(\hat{g}, S, V, F) , \quad (1.8)$$

где \hat{g} — метрика, индуцированная на бране, $\hat{g}_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \kappa(h_{\mu\nu} + \eta_{\mu\nu}\phi)$, $\phi \equiv \phi_{ii}$. Четырехмерная ньютоновская константа $\kappa = \sqrt{16\pi G_N}$ связана с многомерной как $\kappa = V_n^{-1/2} \hat{\kappa}$.

После КК-декомпозиции и перехода к четырехмерному описанию слагаемое $\mathcal{O}(\kappa)$ для нулевых мод полей будет ничем иным, как связью четырехмерного гравитационного поля с четырехмерным тензором энергии-импульса:

$$- \frac{\kappa}{2} \int d^4x (h^{\mu\nu} T_{\mu\nu} + \phi T^\mu{}_\mu) , \quad (1.9)$$

где

$$T_{\mu\nu}(S, V, F) = \left(-\eta_{\mu\nu}\mathcal{L} + 2\frac{\delta\mathcal{L}}{\delta\hat{g}^{\mu\nu}} \right) \Big|_{\hat{g}=\eta}, \quad (1.10)$$

с учетом, что

$$\sqrt{-\hat{g}} = 1 + \frac{\kappa}{2}h + 2\kappa\phi, \quad \hat{g}^{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu} - \kappa h^{\mu\nu} - \kappa\eta^{\mu\nu}\phi. \quad (1.11)$$

Для КК-мод можно получить аналогичные выражения [16], из которых, в том числе, следует, что векторные поля действительно не связаны с полями СМ на бране, а скаляры связаны только через след тензора энергии-импульса, см. ниже амплитуды (1.12) и (1.13).

1.2 Процесс с обменом виртуальными гравитонами

С помощью правил Фейнмана, полученных в [16] из эффективного действия (1.9), можно описывать процессы рассеяния частиц СМ с участием ADD-гравитонов. Областью нашего интереса будет четырехфермионное взаимодействие с вкладом от обмена виртуальными гравитонами — процесс, который может быть проверен на ЛНС, с установкой ограничений на вид возникающего в описании оператора размерности 8.

Для простоты рассмотрим «чистый» s -канальный процесс четырехфермионного взаимодействия с вкладом от КК-мод ADD-гравитонов $f_1(k_1) \bar{f}_1(k_2) \rightarrow f_2(q_1) \bar{f}_2(q_2)$, которому на древесном уровне отвечает диаграмма рис. 1.2.

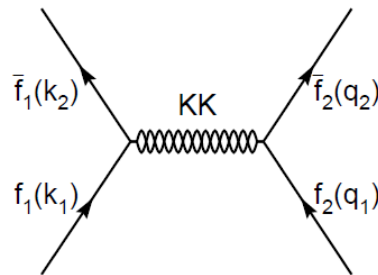


Рис. 1.2. Процесс четырехфермионного взаимодействия с обменом КК-модами гравитонов.

В рамках эффективного низкоэнергетического описания (верного до масштаба M_S) можно выписать амплитуды взаимодействия с тензорной (1.12)

и скалярной (1.13) частью гравитационного поля [16]:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{4f}(\tilde{h}) = & -\frac{\kappa^2}{16} D(\hat{s}) \left[(k_1 + k_2) \cdot (q_1 + q_2) \bar{f}_2 \gamma^\mu f_2 \bar{f}_1 \gamma_\mu f_1 \right. \\ & \left. + \bar{f}_2 (k_1 + k_2) f_2 \bar{f}_1 (\not{q}_1 + \not{q}_2) f_1 - \frac{8}{3} m_{f_1} m_{f_2} \bar{f}_2 f_2 \bar{f}_1 f_1 \right], \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\mathcal{M}_{4f}(\tilde{\phi}) = -\left(\frac{n-1}{n+2}\right) \frac{\kappa^2}{6} D(\hat{s}) m_{f_1} m_{f_2} \bar{f}_2 f_2 \bar{f}_1 f_1, \quad (1.13)$$

где $s = (k_1 - k_2)^2 = (q_2 - q_1)^2$. Импульсы $k_{1,2}$ втекают в вершину, а $q_{3,4}$ вытекают. В процессах виртуального обмена глюонами сохраняется C и P четность, и амплитуда не зависит от ароматов в конечном состоянии.

Пропагатор $D(\hat{s})$ представляет собой сумму вкладов от всех КК-мод, которая расходится для $n \geq 2$. Поэтому при вычислении приходится вводить ультрафиолетовый масштаб обрезания Λ , который полагается равным M_S . В работе [16] был получен общий вид пропагатора для ADD-гравитонов и переход к пределу $\sqrt{\hat{s}} \ll M_S$, в котором для $n \geq 3$ выражение не зависит от \hat{s} , а является только функцией M_S и n (в литературе на это приближение ссылаются как на параметризацию HLZ). Кратко повторим вывод выражения для пропагатора гравитона.

При суммировании по КК-состояниям, которые почти вырождены по массе, можно перейти от суммы к непрерывному пределу и интегрированию плотности состояний. Фиксированному массовому уровню $m_{\vec{n}}^2 = \frac{4\pi^2 \vec{n}^2}{R^2}$ с n -мерным «вектором» состояний $\vec{n} = (n_1, n_2, \dots, n_n)$ отвечает не одна, а много мод с соответствующими КК-числами для каждого из компактных измерений. Для формируемой многомерной решетки имеем

$$r^2 \equiv \vec{n}^2 = \frac{m_{\vec{n}}^2 R^2}{4\pi^2}. \quad (1.14)$$

При переходе к непрерывному пределу число состояний в массовом интервале $dm_{\vec{n}}^2$ есть

$$\Delta \vec{n}^2 \approx d^n r = \rho(m_{\vec{n}}) dm_{\vec{n}}^2, \quad (1.15)$$

где $\rho(m_{\vec{n}})$ — плотность КК-состояний:

$$\rho(m_{\vec{n}}) = \frac{R^n m_{\vec{n}}^{n-2}}{(4\pi)^{n/2} \Gamma(n/2)}. \quad (1.16)$$

Тогда от суммирования вкладов КК-мод в пропагаторе в непрерывном пределе получаем:

$$D(\hat{s}) = \sum_{\vec{n}} \frac{i}{\hat{s} - m_{\vec{n}}^2 + i\varepsilon} = \int_0^\infty dm_{\vec{n}}^2 \rho(m_{\vec{n}}) \frac{i}{\hat{s} - m_{\vec{n}}^2 + i\varepsilon}. \quad (1.17)$$

Далее, действуя стандартным образом, расписываем это как

$$\frac{1}{\hat{s} - m^2 + i\varepsilon} = P \left(\frac{1}{\hat{s} - m^2} \right) - i\pi\delta(\hat{s} - m^2), \quad (1.18)$$

и получаем

$$D(\hat{s}) = \frac{\hat{s}^{n/2-1}}{\Gamma(n/2)} \frac{R^n}{(4\pi)^{n/2}} \left[\pi + 2iI(M_S/\sqrt{\hat{s}}) \right], \quad (1.19)$$

где интеграл в мнимой части понимается в смысле главного значения

$$I(M_S/\sqrt{\hat{s}}) = P \int_0^{M_S/\sqrt{\hat{s}}} dy \frac{y^{n-1}}{1-y^2}, \quad (1.20)$$

и применяется размерная регуляризация с введением ультрафиолетового обреза на масштабе $M_S/\sqrt{\hat{s}}$. Мнимая часть соответствует нерезонансным вкладам, действительная — рождению резонанса с массой $m_{\vec{n}}^2 = \hat{s}$.

В результате окончательно получаем:

$$\begin{aligned} I(M_S/\sqrt{\hat{s}}) &= - \sum_{N=1}^{n/2-1} \frac{1}{2k} \left(\frac{M_S}{\sqrt{\hat{s}}} \right)^{2N} - \frac{1}{2} \log \left(\frac{M_S^2}{\hat{s}} - 1 \right) \quad n = 2N, \\ &= - \sum_{N=1}^{(n-1)/2} \frac{1}{2N-1} \left(\frac{M_S}{\sqrt{\hat{s}}} \right)^{2N-1} + \frac{1}{2} \log \left(\frac{M_S + \sqrt{\hat{s}}}{M_S - \sqrt{\hat{s}}} \right) \quad n = 2N - 1. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Оставляя в мнимой части только лидирующие степенные слагаемые (верно для области энергий $M_S \gg \hat{s}$), для $D(\hat{s})$ получаем

$$\begin{aligned} D(\hat{s}) &\approx \frac{-i}{4\pi} R^2 \log(M_S^2/\hat{s}) \quad (n = 2), \\ &\approx \frac{-2i}{(n-2)\Gamma(n/2)} \frac{R^n M_S^{(n-2)}}{(4\pi)^{n/2}} \quad (n \geq 3). \end{aligned} \quad (1.22)$$

С учетом соотношения между четырехмерной массой Планка и M_S через объем ДИ [16]:

$$\kappa^2 R^n = 8\pi(4\pi)^{n/2} \Gamma(n/2) M_S^{-(n+2)} \quad (1.23)$$

получаем, что в рамках эффективного описания в пределе $M_S \gg \hat{s}$ амплитуда процесса (1.12) подавлена вовсе не как $1/M_{Pl}^4$ (как вроде бы следует из наличия множителя $\kappa^2 \equiv 16\pi G_N$ перед $D(\hat{s})$), а только как M_S^{-4} . И это может давать вполне наблюдаемый эффект при энергиях ЛНС для $M_D \sim M_S \sim T\text{ЭВ}$.

Также можно показать [16], что $D(\hat{s})$ в указанном пределе не меняется при замене $\hat{s} \rightarrow |\hat{t}|, |\hat{u}|$.

Что касается вклада в амплитуду от гравискаляра (1.13), то можно показать [16], что он будет значительным в ИК области, в то время как в приближенном выражении (1.22) доминируют УФ вклады (которые, разумеется, не могут быть вычислены точно в рамках низкоэнергетической эффективной теории). Поэтому для рассматриваемых процессов (события с большими значениями инвариантных масс дилептонов в конечном состоянии, на которых мы сконцентрируемся дальше), этим вкладом можно пренебречь.

1.2.1 Разные параметризации матричного элемента для обмена виртуальными гравитонами

Существуют и другие параметризации матричного элемента для обмена виртуальными гравитонами [15, 17], которые отличаются от полученной в [16] выбором вида редуцированной многомерной массы Планка в разложении метрики над фоновой метрикой Минковского в уравнении (1.2) и несколько иначе сделанной регуляризацией. Это приводит к отличающимся коэффициентам, стоящим перед квадратными скобками в выражении для амплитуды (1.12) (то, что остается от просуммированного по всем КК-модам пропагатора гравитона).

В частности, в параметризации GRW [15] при вычислении нерезонансного вклада мнимой части в уравнении (1.19) получаются следующие суммы: для четных $n \geq 4$:

$$\mathcal{S}(\hat{s}) = -\frac{1}{M_D^{2+n}} \frac{S_{n-1}}{2} \left[\left(i\pi + \ln \frac{\hat{s}}{\mu^2} \right) \hat{s}^{\frac{n-2}{2}} + \sum_{k=1}^{(n-2)/2} c_k \Lambda^{n-2k} \hat{s}^{k-1} \right] \quad (1.24)$$

а для нечетных $n \geq 3$:

$$\mathcal{S}(\hat{s}) = -\frac{1}{M_D^{2+n}} \frac{S_{n-1}}{2} \left[i\pi \sqrt{\hat{s}} \hat{s}^{\frac{n-3}{2}} + \sum_{k=1}^{(n-1)/2} c_k \Lambda^{n-2k} \hat{s}^{k-1} \right]. \quad (1.25)$$

где c_k — неизвестные коэффициенты порядка единицы, в которых «закодирована» неизвестная УФ физика, описываемая правильной теорией, которая должна замыкать сверху эффективное низкоэнергетическое описание (неизвестное поведение замыкающей теории переводится на язык неизвестных коэффициентов эффективной теории), S_{n-1} — сфера размерности $(n-1)$ в пространстве КК-состояний, учитывающая их плотность, а Λ — параметр УФ обрезания в параметризации GRW. Как и в случае HLZ, он полагается одного порядка с M_S и M_D и не может быть вычислен в рамках самого эффективного низкоэнергетического приближения.

Далее принимается предположение, что доминирует оператор наиминимейшей размерности, и амплитуда физического процесса записывается как

$$\mathcal{A} = \frac{S_{n-1}}{2} c_1 \frac{\Lambda^{n-2}}{M_D^{n+2}} \mathcal{T} \equiv \frac{4\pi}{\Lambda_T^4} \mathcal{T} \quad \text{for } n > 2. \quad (1.26)$$

Таким образом, в параметризации GRW, в отличие от HLZ, в использованном приближении из амплитуды выпадает явная зависимость от n , и она выглядит одинаково для любого числа ДИ (разумеется, $n \geq 3$, случай $n = 2$ с логарифмической расходимостью стоит отдельно, как и в HLZ). Аналогичная вещь происходит в третьей из существующих параметризаций [17]. В результате, только приближение HLZ при сравнении с экспериментальными данными различает разное число ДИ n .

Для удобства сравнения предсказаний параметризаций GRW и HLZ используют соотношение:

$$\Lambda_T^4(GRW) = \frac{8\pi\Gamma(n/2)}{2(\pi)^{n/2} c_1} \cdot \frac{M_S^{n+2}}{\Lambda^{n-2}}(HLZ), \quad (1.27)$$

Его следует использовать аккуратно, поскольку оно верно только в лидирующем приближении и в предположении установления асимптотического режима $\sqrt{\hat{s}} \ll M_S$, для которого было получено уравнение (1.22) выше.

Если с учетом сделанной оговорки записать в лидирующем приближении:

$$\frac{1}{\Lambda_T^4} = \frac{1}{M_S^4} \begin{cases} \ln\left(\frac{M_S^2}{M_{ii}^2}\right), & n = 2 \\ \frac{2}{n-2}, & n \geq 3, \end{cases} \quad (1.28)$$

и ввести обозначение для части амплитуды, приходящей от просуммированного по всем КК-модам пропагатора, в виде \mathcal{F}/M_S^4 , то для трех разных параметризаций \mathcal{F} будет, соответственно:

$$\mathcal{F} = 1 \quad (\text{GRW}),$$

$$\mathcal{F} = \text{выражение в фигурной скобке в (1.28)} \quad (\text{HLZ}),$$

$$\mathcal{F} = 2\lambda/\pi, \text{ где } \text{sign}(\lambda) = \pm 1 \quad (\text{Hewett}),$$

при этом $M_S(\text{Hewett})(\lambda = +1) = \sqrt[4]{2/\pi} M_S(\text{HLZ}, n = 4)$.

В параметризации Hewett [66] знак λ не определен, так что все получаемые ограничения должны быть сделаны для двух возможных выборов знака « \pm ».

Поскольку выбор параметризации произволен, и разные параметризации несколько отличаются по способу сравнения предсказаний с экспериментальными данными (см. ниже), при выполнении вычислений для LHC, в дальнейшем анализе и интерпретации экспериментальных данных приходится делать независимые предсказания для разных параметризаций. В нашем анализе делались предсказания для параметризации HLZ (в первых коллаборационных нотах и при подготовке к Physics TDR) и, дополнительно, для GRW (позже, в анализе данных первого цикла LHC).

1.3 Вклад в процесс Дрелла–Яна при энергии 14 ТэВ

В период подготовки научной программы коллаборации CMS (2002–2006 гг.) был выполнен анализ возможностей наблюдения процесса виртуального обмена ADD-гравитонами на LHC по отклонению спектра инвариантных масс пар мюонов разного знака (димюоонов) от предсказаний стандартной модели для процесса Дрелла-Яна. Анализ содержал полную цепочку процедур, необходимых для выполнения предсказаний и установления пределов на наблюдаемость эффекта, с широким сканированием пространства параметров

модели ADD, для разных энергий и условий работы LHC. Были выполнены вычисления сечений, отвечающих древесной диаграмме на рис. 1.2, создан программный код для вычисления матричного элемента процесса, внедренный как внешний процесс в генератор физических событий PYTHIA6.227 [67] и протестированный на предмет согласованности результатов компьютерного моделирования и аналитических вычислений, были сделаны оценки (по возможности) всех теоретических неопределенностей, влияния детекторных систем и неидеальности реконструкции сигнала в установке CMS и, наконец, был проведен статистический анализ, демонстрирующий возможность разделения сигнала (обмен ADD-гравитонами) и фона («чистый» ДЯ стандартной модели). На основании этого анализа с учетом всех перечисленных поправок и неопределенностей были установлены пределы на наблюдаемость эффекта для LHC, в зависимости от энергии взаимодействия протонов и набранной интегральной светимости на ускорителе. На старте разработки программы исследований (2001–2003 гг.), когда осуществлялась постановочная часть задачи и коллаборация собирала идеи новой физики, которые могли бы быть проверены на LHC, дубненская группа сформулировала предложение по поиску ADD-гравитонов на LHC [60] и провела первичные оценки эффекта, далее работы в этом направлении были оформлены как внутренние публикации (ноты) коллаборации CMS [49, 51], после чего полностью вошли в CMS Physics TDR (PTDR) [46], как окончательная программа коллаборации по поиску ADD-гравитонов в канале виртуального обмена. Впоследствии, после старта LHC в 2009 г., эти предсказания были повторены с улучшенными программами реконструкции и учета поправок высших порядков и сравнены с реальными экспериментальными данными, собранными за первый цикл работы LHC (2010–2012 гг, энергия 7 и 8 ТэВ, набранная светимость $\sim 20 \text{ фбн}^{-1}$). В этой работе в разное время участвовали группы в составе 6–8 человек, у каждого из участников была своя часть задачи, например, теоретическая вводная в виде полученных сечений процессов и программного кода для них, вычисление КХД и электрослабых поправок высших порядков, оценки фонов, реконструкция мюонов и вопросы, связанные с установкой CMS, статистический анализ и выработка критериев для него и т.д. При поступлении реальных данных задача усложнилась еще и критериями реконструкции и оптимизации экспериментального сигнала. Любой физиче-

ский анализ, выполненный коллаборацией CMS и другими ускорительными коллаборациями, содержит целый спектр проблем из совершенно разных областей, которые требуется решить для получения результата. Поэтому за каждым таким анализом стоит группа людей и значительный объем усилий и выполненной работы. Автор диссертации длительное время была участницей группы по поиску сигналов от моделей многомерной гравитации (ADD- и RS-гравитоны, соответствующий анализ рассмотрен в этой и следующей главах) и внесла свой вклад в следующие пункты анализа (касательно поиска ADD-гравитонов, рассмотренного в Главе 1): постановочная часть задачи и выбор сигнала (канал виртуального обмена с димюонами в конечном состоянии, как оптимальный для LHC по точности), расчеты сечений сигнальных процессов для всего спектра условий работы LHC – выполнено лично автором, детальное изучение основного фонового процесса – ДЯ стандартной модели, с оценками неопределенностей в сечении ДЯ, связанных с выбором функций партонных распределений (ФПР) — выполнено автором с ведущим вкладом, а также установка финальных пределов на наблюдаемость, в зависимости от параметров модели и условий работы ускорителя — автором в составе группы. Другие важные вклады в данный анализ были сделаны остальными участниками дубненской команды: реконструкция, выравнивание треков мюонов и эффективность регистрации очень жестких мюонов, общие вопросы, связанные с моделированием установки CMS, в теоретической части – вычисление электрослабых поправок в NLO приближении, выполненное В. А. Зыкуновым (работа вошла в его докторскую диссертацию [68]). Таким образом, основной личный вклад автора в эту большую работу связан с вычислением сигнальных сечений и оценками неопределенностей, приходящих из выбора ФПР. Этим двум пунктам, выносимым на защиту, будут посвящены два следующих подраздела.

1.3.1 Вычисление сечений

В этом разделе будем использовать параметризацию HLZ для матричного элемента процесса виртуального обмена ADD-гравитонами (как в PTDR, для которого были сделаны предсказания только в этом описании). Используя вид пропагатора гравитона как в (1.22), можно получить выражение для

сечения процесса ДЯ с интерференцией с вкладом от ADD-гравитонов:

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z^0/G_{KK}^{(n)} \rightarrow \ell^+\ell^-. \quad (1.29)$$

Для слагаемых в дифференциальном сечении получаем (распишем отдельно вклады S_0 — для «чистого» ДЯ СМ, S_4 — интерференция вклада ADD-гравитонов и СМ, и S_8 — чисто гравитонный вклад от процесса $gg \rightarrow G_{KK}^{(n)} \rightarrow \ell^+\ell^-$, отсутствующего в СМ:

$$\begin{aligned} S_0 &= \sum_q \frac{M_{\ell\ell}^3}{192\pi s} f_q(x_1)f_{\bar{q}}(x_2) \times [(1 + \cos\theta^*)^2 (|M_{LL}|^2 + |M_{RR}|^2) + \\ &\quad + (1 - \cos\theta^*)^2 (|M_{LR}|^2 + |M_{RL}|^2)], \\ S_4 &= \sum_q \frac{M_{\ell\ell}^3 e^2}{24s} f_q(x_1)f_{\bar{q}}(x_2) \times [-Q_e Q_q \cos^3\theta^* + \\ &\quad + \frac{1}{\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \frac{M_{\ell\ell}^2}{M_{\ell\ell}^2 - M_Z^2} \left(g_{Aq}^e g_A^q \frac{1 - 3\cos^2\theta^*}{2} - g_V^e g_V^q \cos^3\theta^* \right)], \\ S_8 &= \frac{\pi M_{\ell\ell}^7}{128s} f_g(x_1)f_g(x_2)(1 - \cos^4\theta^*). \end{aligned} \quad (1.30)$$

где

$$M_{\alpha\beta} = \frac{e^2 Q_e Q_q}{\hat{s}} + \frac{e^2}{\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \frac{g_\alpha^e g_\beta^q}{\hat{s} - M_Z^2}, \quad \alpha, \beta = L, R \quad (1.31)$$

Здесь $\sqrt{\hat{s}}$ — 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. Как отмечалось выше, сечение в таком виде можно получить в приближении, когда $M_S^2 \gg \hat{s}, |\hat{t}|, |\hat{u}|$ [16]. В лидирующем приближении $\hat{s} = M_{\ell\ell}^2$, $x_{1,2} = \frac{M_{\ell\ell}}{\sqrt{\hat{s}}} e^{\pm y}$, $g_L^f = T_{3f} - Q_f \sin^2\theta_w$, $g_R^f = -Q_f \sin^2\theta_w$, $g_V^f = (g_L^f + g_R^f)/2$, и $g_A^f = (g_L^f - g_R^f)/2$. По всем начальным состояниям $q\bar{q}$ проводится суммирование. Заметим, что глюонный 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.

Тогда, вводя обозначение

$$\mathcal{F} = \begin{cases} \log\left(\frac{M_S^2}{\hat{s}}\right) & n = 2, \\ \frac{2}{n-2} & n \geq 3. \end{cases} \quad (1.32)$$

и суммируя все вклады, получаем

$$\frac{d^3\sigma}{dM_{\ell\ell}dyd\cos\theta^*} = K \left(S_0 + \frac{\mathcal{F}}{M_S^4} S_4 + \left(\frac{\mathcal{F}}{M_S^4} \right)^2 S_8 \right). \quad (1.33)$$

Для оценки наблюдаемости эффекта для конкретных условий работы ускорителя и проведения большого объема вычислений, отличающихся частными параметрами, удобно использовать генераторы событий, например, широкопрофильный генератор RUTHIA, в настоящее время (и во время проведения этого анализа тоже) являющийся самой продвинутой платформой для вычислений процессов в физике высоких энергий, с самой широкой коллекцией матричных элементов различных процессов. Однако, несмотря на размеры этой коллекции, далеко не все возможные процессы там собраны, особенно это касается новой физики. На момент проведения анализа для RTDR идеи больших дополнительных измерений и связанной с ними феноменологии еще не были столь широко распространены в научном сообществе, как сейчас, поэтому готовой реализации не существовало, и каждый автор, вычисляющий эффекты от ДИ в разных каналах и для разных условий, писал свой собственный код. Вместе с тем, достоинства RUTHIA в части интерфейса, подключения библиотек ФПР, осуществления адронизации финальных цветных состояний и по многим другим пунктам бесспорны (хотя было и остается известное ограничение, связанное с вычислением всех процессов только в лидирующем приближении). Поэтому этот генератор был выбран как интерфейс для нашего процесса, внедренного в качестве внешнего процесса (это означает, что все моделирование, связанное с жестким процессом, регулирование вводимых обрезаний, если нужно, выбор масштаба факторизации и др., включая проверку сохранения величины энергии–импульса для конечных состояний, остается на совести автора вносимого кода, а RUTHIA реализует только вклады ФПР с заданным масштабом Q^2 , поправки на ливни и адронизацию для двухструйных конечных состояний). При этом требуется тщательное тестирование гибридного описания на

предмет осмысленности получаемых результатов и правильности проводимых процедур, поскольку автоматические проверки отсутствуют. Это было сделано, и с помощью настроенного и протестированного генератора был получен целый спектр сечений изучаемого процесса, с любыми требуемыми обрезаниями по фазовому пространству — чтобы имитировать области покрытия детекторными системами установки CMS, которая, хоть и называется установкой с 4π -геометрией, все же не обеспечивает равномерную детекторную «чувствительность» во всех областях импульсов и быстрот.

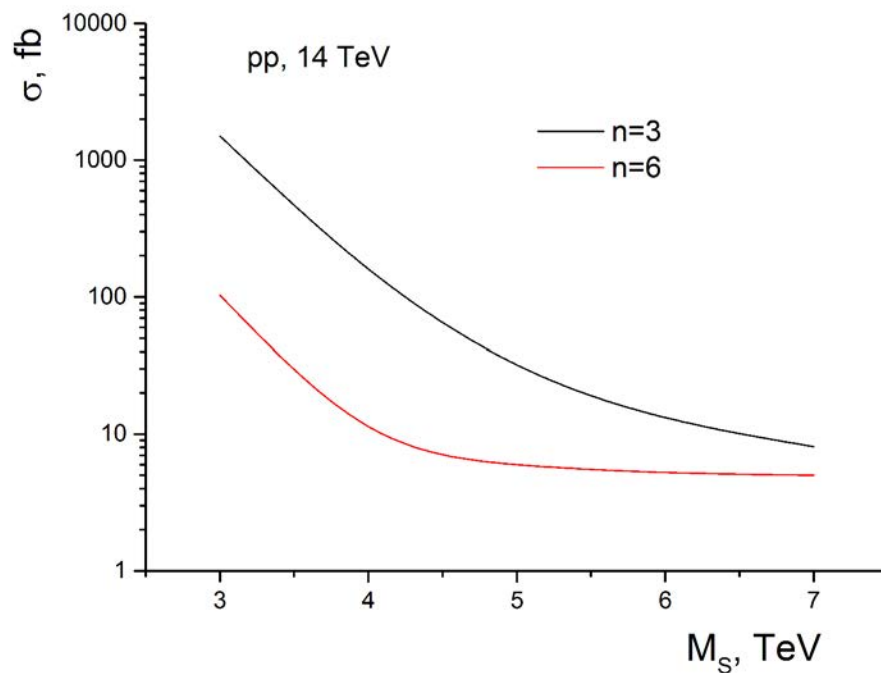


Рис. 1.3. Сечение рождения пары мюонов с $M_{inv} \geq 1$ ТэВ/ c^2 при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ с учетом вклада ADD-гравитонов в зависимости от M_S для двух крайних рассчитанных значений $n = 3$ и 6.

Сечение процесса Дрелла–Яна с учетом вкладов КК-мод гравитонов вычислялось по формуле (1.33) со значениями M_S и n , задаваемыми как входные параметры. Результаты по значениям сечений в фемтобарнах для некоторых точек из пространства параметров ADD приведены на рис. 1.3, а распределения по инвариантной массе дилептонов — на рис. 1.4. Видно, что в наиболее предпочтительном, с точки зрения наблюдения на ускорителе случае $n = 3$ сигнальные сечения практически во всех случаях превышают фон процесса ДЯ в СМ (6.61 фбн) [49, 51] минимум на порядок, а для умеренно невысоких значений M_S — даже на три порядка. Это подтверждает основной тезис постановочной части задачи, когда канал с димюонами в конечном

состоянии был выбран именно за самый минимальный фон, относительно любых других возможностей ($\gamma\gamma$, двухструйные конечные состояния и др.).

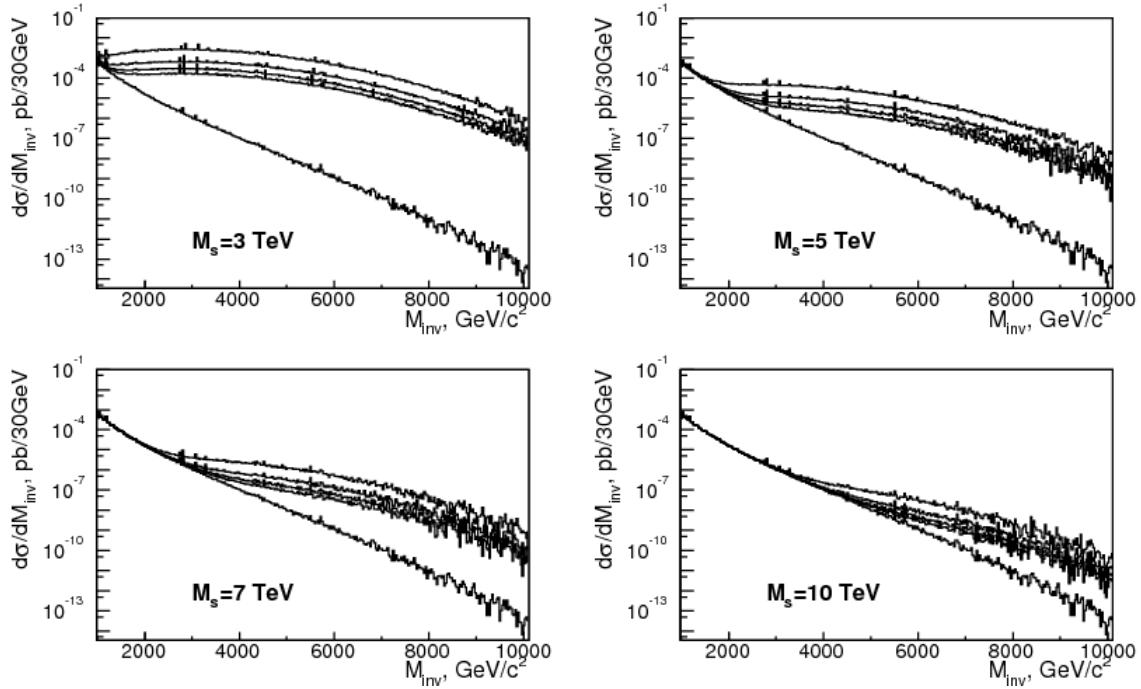


Рис. 1.4. Распределения по инвариантной массе димюонов для четырех различных значений фундаментального масштаба M_S . Снизу вверх на каждом графике: кривые предсказаний для фона СМ и числа дополнительных измерений $n = 6, 5, 4, 3$ [49, 60].

Для фона СМ (основной фон к процессу — «чистый» Дрелл–Ян СМ) и сигнала учет КХД поправок был сделан в следующем за главным порядке с помощью множителя $K_{QCD} = 1.3$ [69]. Выбор значения K -фактора был и остается активно дискутируемой темой, поскольку постоянно появляются новые работы с расчетом КХД и электрослабых поправок (в настоящее время — уже во втором порядке по константе α_s , см. параграф 1.5), результаты которых внедряются в программы моделирования наподобие FEWZ [70] и HORACE [71]. Во время написания РТДР эти программы еще не существовали или не использовались в коллаборации, поэтому было меньше возможностей изучить вариации K -фактора в зависимости от области быстрот или массы конечного состояния и влияние этих вариаций на проводимый физический анализ, как делается сейчас повсеместно (см., например, наши работы [53, 54]). Значение K -фактора бралось из работ напрямую, как оптимальный усредненный выбор коэффициента по изучаемому диапазону инвариантных масс дилептонов. Работы, вышедшие в то время, тоже давали меняющиеся оцен-

ки, поскольку в период 2004–2006 гг., в связи с интересом со стороны коллабораций на LHC и общим вниманием к физике в ТэВ-ном диапазоне энергий велась большая деятельность по вычислению поправок высших порядков к процессам на LHC, и вся эта тема находилась в состоянии активного становления. Для примера можно посмотреть работы [69, 72]. Для нашего анализа по ADD-гравитонам мы брали $K = 1.3 \pm 0.05$, в духе работы [72], для обоих процессов — фонового ДЯ и сигнального с обменом ADD-гравитонами. Что касается оценок электрослабых (ЭС) поправок, для фонового процесса ДЯ и условий LHC они были вычислены в первом порядке В. А. Зыкуновым [68]. Резюмируя, сечения для сигнала вычислялись в лидирующем приближении с учетом K -фактора, считающего поправку первого порядка (NLO QCD), но без учета ЭС поправок. Сечения для фона — «чистого» процесса ДЯ SM считались также в главном порядке с K -фактором в NLO QCD и с NLO EW. Для сравнения, повторное моделирование для первого цикла работы LHC, проводившееся после старта ускорителя (параграф 1.5) реализовывалось в CMS с поправками NNLO QCD и NLO EW. Это позволило лучше контролировать анализ на предмет оценок сечений и выставляемых пределов и, кстати, дало меньшие вклады от поправок, относительно вычисленных для PTDR. Например, суммарная поправка NNLO QCD + NLO EW для значения инвариантной массы дилептонной пары $M_{inv}^{ll} \sim 3\text{--}4$ ТэВ, рожденной в центральной области псевдобыстрот, составляет 10–15%, против 30–40% только в NLO QCD для оценок 2006 г. (поправка QCD NLO имеет другой знак относительно вкладов QCD NNLO и EW NLO, так что при характерных значениях 35%, 7% и 13%, соответственно, получается не столь высокий суммарный результат). Поправки EW NLO для фонового ДЯ SM учитывались как один из значительных источников неопределенностей в оценках 2006 г., см. результирующий рис. 1.8 в следующем подразделе и работу [51]. В частности, для $M_{inv}^{ll} = 1\text{--}2.2$ ТэВ величина ЭС поправок оценивалась как 9.5–13.5%.

Кроме ДЯ, есть и другие подавляемые фоновые процессы SM, дающие пары мюонов в конечном состоянии, например, рождение пар калибровочных бозонов (ZZ , WZ , WW) и пар $t\bar{t}$ (лидирующие вклады не ДЯ-типа). В SM ожидаемые сечения этих процессов ничтожно малы по сравнению с процессами Дрелла-Яна (более детально см. вторую работу нашей группы,

посвященную отдельному детальному изучению процесса ДЯ стандартной модели, [51]) и, допустим, в области $M_{inv} \geq 1$ ТэВ, составляют $2.59 \cdot 10^{-4}$ фбн и $2.88 \cdot 10^{-4}$ фбн, соответственно.

1.3.2 Установление пределов на M_S

Для получения оценки потенциала ЛНС по регистрации сигналов подобного рода было проведено сканирование пространства модельных параметров (n и M_S) с помощью различных сгенерированных наборов данных (по 10 000 событий в каждом). Вычисления были сделаны для максимальной энергии ускорителя 14 ТэВ. Рисунок 1.4 демонстрирует примеры полученных при моделировании распределений по инвариантной массе пары мюонов в конечном состоянии, $d\sigma/dM_{\mu\mu}$, для ДЯ стандартной модели (нижняя кривая) и для обмена ADD-гравитонами для числа дополнительных измерений $n = 3, 4, 5, 6$, для четырех значения фундаментального масштаба гравитации M_D (3, 5, 7, 10 ТэВ). Видно, что эффект от присутствия больших ДИ снижается с увеличением числа n и, естественно, с ростом M_S , когда от эффекта остается только начало подъема над фоном СМ, трудно различимое в эксперименте. Собственно говоря, предел по достижимости масштаба M_S ставится именно по определенному методами статистического анализа пределу различимости фона и сигнала в анализе формы распределений (shape analysis, в англоязычной литературе).

Важным моментом является выбор области инвариантных масс лептонной пары, в которой производился анализ величина сигнала и фона. Обрезание 1 ТэВ для значений M_{inv}^{ll} в сигнальных выборках, скажем, 5–6 ТэВ выглядит низковатым. Кажется, что при этом в категорию «фон» перекачивается слишком много событий, которые с большей вероятностью должны были бы быть отнесенными к сигнальным. Однако, во-первых, оценки умышленно делались как консервативные, что для предсказаний более правильно, нежели излишне оптимистичные. А во-вторых, фон СМ для искомого процесса, т.е. «чистый» ДЯ, дает очень мало событий в области больших инвариантных масс дилептонов, на «хвосте» распределения. В частности, для энергии ЛНС 14 ТэВ и набранной интегральной светимости 100 фбн^{-1} для фона ДЯ получается количество событий не более 1000 (сечение ДЯ в

главном порядке — 6.1 фбн, для обрезания $M_{ll} \geq 1$ ТэВ). При этом оцениваемое число сигнальных событий с ADD-гравитонами должно быть на 3 порядка больше. Так что установка низкого значения $M_{cut} = 1.0$ ТэВ в данном случае не даст большой ошибки и учета событий как фоновых.

Поскольку оценки наблюдаемости эффекта проводятся как анализ формы распределений, т.е. определения статистическими методами, где начинается сигнальное отклонение от формы, предсказываемой СМ, в анализе возникает параметр $M_{inv}^{ll} = M_{cut}$, начиная с которого и выше по массам начинается сигнал + фон, а ниже остается только фон СМ. Ниже в разделе 1.4 отмечается, что введение такого обрезания спектра снизу при интерпретации реальных данных приводит к неопределенностям. Однако в случае полностью компьютерного моделирования, когда сгенерированы и фон, и сигнал, и всегда известно, чему равны M_S и n (задаваемые как входные параметры при разыгрывании сечений), произвольность выбора M_{cut} не столь критична. В анализе использовались значения $M_{cut} = 1, 1.5$ и 2.0 ТэВ для диапазонов значений $M_S = 3, (4-5), (7-10)$ ТэВ соответственно. Далее использовалась процедура, в которой с позиций статистической значимости оценивалось превышение сигнальных событий над фоновыми, начиная со значения M_{cut} и выше по достижимой области инвариантных масс дилептонов. В экспериментах в физике высоких энергий принято считать, что открытием (сигналом новой физики) является отклонение от фона СМ со статистической значимостью 5σ , причем для вычисления величины значимости используются различные критерии. Анализ этих критериев относится к области математической статистики и не входит в данную работу, поэтому просто кратко сформулируем основную идею.

Известный из университетских учебников критерий статистической значимости выглядит как: S/\sqrt{B} , где S означает величину сигнала, а B — фона. В этой формуле плохо то, что она не работает для случая малых фонов ($B \sim 0$), как в случае ДЯ СМ в области больших инвариантных масс. Кроме того, этот критерий, как и ряд других альтернативных, не позволяет учитывать в этом отношении, что и сигнал, и фон известны с некоторой погрешностью, приходящей из теоретических и экспериментальных неопределенностей. Российскими коллегами из ИЯИ и ИФВЭ были разработаны критерии оценки статистической значимости, которые оптимизированы под

низкие фоны (и не низкие тоже) и позволяют учесть систематику хотя бы для фона ДЯ. К сожалению, они все же не позволяют сделать это одновременно и для сигнала, и эта проблема по-прежнему недоступна статистическим методам счета событий (counting), используемым в физическом моделировании. Тем не менее, для фона это осуществимо, и компьютерные коды для оценщиков статистической значимости содержат в себе квадратично суммируемые ошибки теоретического и детекторного типа (ошибки разных типов суммируются независимо). Реализация подобного оценщика статистической значимости и анализ многих других вариантов статистических критериев были проведены специально для CMS нашим коллегой по лаборатории из ИФВЭ С. И. Битюковым [73, 74]. Используя предложенный им критерий, для нашего анализа мы получили набор значений статистической значимости сигнальных событий с ADD-гравитонами в зависимости от параметров модели. Примеры показаны на рис. 1.5. Разные кривые на графиках соответствуют разной набранной светимости на LHC, от начального периода работы до полного планируемого срока эксплуатации LHC (300 фбн⁻¹).

В частности, для трех «контрольных» значений набранной светимости, на которые ориентировались эксперименты CMS и ATLAS в период подготовки запуска LHC, получились следующие пределы на M_S (для случаев от $n = 3$ до $n = 6$):

- 1 фбн⁻¹ — первые «быстрые» данные вскоре после старта LHC: 3.9–5.5 ТэВ,
- 10 фбн⁻¹ — планируемая середина 1 цикла работы: 4.3–6.1 ТэВ,
- 300 фбн⁻¹ — предельная светимость LHC за весь период работы: 5.4–7.7 ТэВ.

Более наглядно это можно представить на одном графике, суммирующем диапазон пределов по наблюдаемости в канале с виртуальным обменом ADD-гравитонами, рис. 1.6. Он отражает установленные для M_S в параметризации HLZ пределы достижимости со статистической значимостью сигнала 5σ , для разного числа ДИ n в зависимости от набранной интегральной светимости. Закрашенная область между двумя границами ($n = 3$ и $n = 6$)

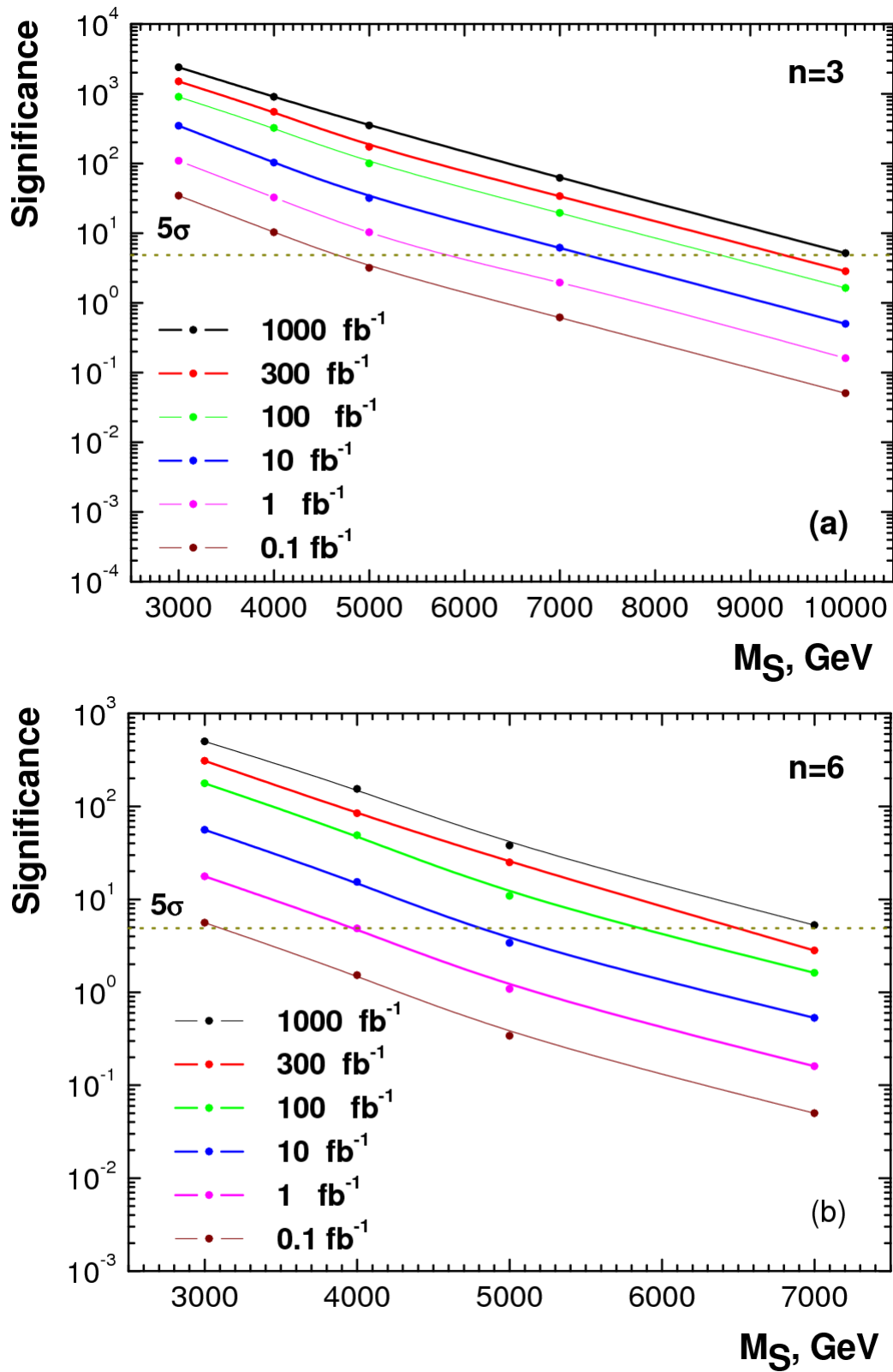


Рис. 1.5. Статистическая значимость событий с ADD-гравитонами в зависимости от величины M_S , для а) $n = 3$ и б) $n = 6$ [49, 46] .

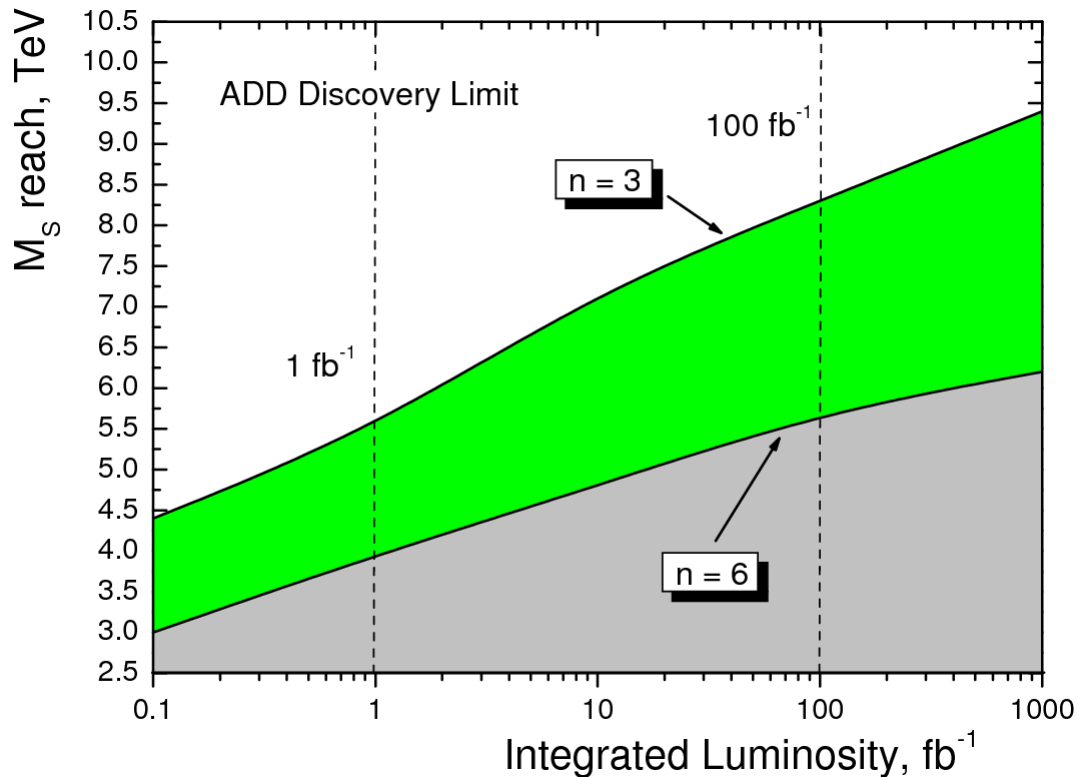


Рис. 1.6. Достижимый предел со статистической значимостью 5σ на значения M_S для числа дополнительных измерений $n = 3, 4, 5, 6$ [49, 46] .

показывает спектр пределов по наблюдаемости для масштаба M_S для разного числа $n = 3, 4, 5, 6$.

Подчеркнем (это будет важно для следующего подраздела), что эти пределы были установлены для центральных значений фитов ФПР в использованных сечениях. Забегая вперед, можно оценить связанные с ними неопределенности и принять во внимание результат следующего параграфа, что разброс фитов внутри одного набора ФПР и переход к другому набору дают погрешности, влияющие на финальные пределы по наблюдаемости как понижение (ухудшение) этих пределов примерно на 0.5 ТэВ. С учетом этого интересно сравнить оценки выше, скажем, для 10 фбн^{-1} , с полученными реальными пределами на M_S за первый цикл работы ЛНС (20 фбн^{-1}) — от 3.5 до 4.9 ТэВ в дилептонном канале [54], см. параграф 1.5. Оказывается, что сделанные в 2006 г. консервативные предсказания довольно близко совпадают с полученными на самом деле из эксперимента несколькими годами позже. Особенно если также учесть, что неопределенность в выборе M_{cut}

при интерпретации данных (см. параграф 1.4) дает погрешность еще 40 % для сечений, что трансформируется в несколько сотен ГэВ в пределах. Все это благоприятно характеризует использованные методики и расчеты в целом. К сожалению, по данным с ЛНС нет никаких свидетельств о наличии сигнала новой физики.

1.3.3 Неопределенности при выборе ФПР и другие погрешности в оценках сечений

Неопределенности внутри одного набора ФПР или при переходе от одного набора к другому возникают с неизбежностью, обусловленной самой сутью этих параметризаций и способом их извлечения. Они получаются комбинированным методом, объединяющим глобальный анализ экспериментальных данных с разных ускорителей и теоретические уравнения эволюции. Как первое, так и второе содержит собственные условности и подходы, в соответствии с которыми получаются разные школы (или группы) по получению ФПР и, соответственно, отличающиеся фиты. В идеале все они должны были бы давать одинаковые предсказания для одного и того же процесса (хотя бы в изученной области энергий), а в реале они «настраиваются» на разных выборках данных и по отличающемуся алгоритму. Поэтому определенные наборы считаются лучше оптимизированными под определенные физические процессы, причем со временем и с поступлением новых данных (например, в связи со вводом в эксплуатацию ЛНС) ситуация меняется. На каждом этапе коллаборация CMS пыталась использовать наилучшим образом проверенные и обновленные в данный момент наборы ФПР, и в исторической перспективе переход от семейства к семейству выглядел следующим образом. При написании РТDR в 2004–2006 гг. использовалось наиболее актуальное в тот момент семейство STEQ6 (варианты M и L) [75]. В ранний период набора данных, т.е. в начале первого цикла работы ЛНС (2009–2011 гг.), были задействованы два варианта — STEQ10 (в основном для описания фона, преимущественно КХД, поскольку это семейство считалось наилучшим образом описывающим именно КХД-процессы), и MSTW2008 [76] для сигнальных событий. И, наконец, с 2012 г. по настоящее время предпочтительным считается семейство NNPDF3 [77, 78], полученное с учетом новых

данных с ЛНС за первый цикл, после поступления новой информации о процессах в ранее недоступных областях по x и Q^2 .

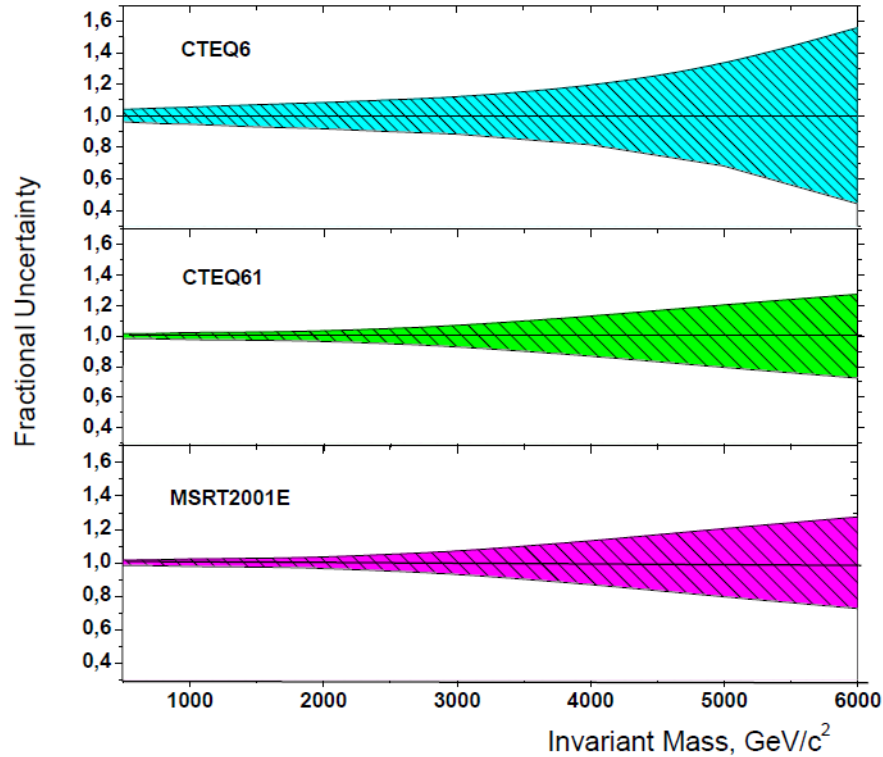


Рис. 1.7. Неопределенности в значениях функций партонных плотностей в зависимости от масштаба Q^2 [51] .

Любой набор ФПР устроен как коллекция фитов, содержащая центральное значение («наилучший фит») и разброс фитов относительно этого значения, вплоть до граничных параметризаций. При этом точность знания ФПР сильно ухудшается при смещении в область больших Q^2 (инвариантных масс частиц в конечном состоянии порядка нескольких ТэВ для s -канальных процессов, этому соответствуют большие $x \gtrsim 0.6$). Примерные оценки неопределенностей на «хвостах» больших масс см. на рис. 1.7. Видно, что для использованного как основной набора CTEQ6 неопределенности достигают 50% для 6 ТэВ. Дальше они сильно растут и к 8–9 ТэВ (максимально достижимых на ЛНС, эта область инвариантных масс не показана на рисунке) выходят на уровень 150–200%.

Во всех случаях при представлении результатов вычисления сечений и дальнейших утверждениях насчет достижимых пределов по массе и пр. для новых частиц использовалось соглашение 2011 г., сформулированное рабо-

чей группой PDF4LHC для экспериментов на LHC [79] по учету систематических погрешностей, связанных с выбором ФПР. Конкретно, в нашем анализе, которому посвящена эта диссертация, всегда использовалось несколько наборов ФПР для сигнальных событий: один как основной и несколько альтернативных, для оценки неопределенности, вносимой выбором ФПР и разбросом значений от центрального до граничных фитов внутри одного и того же набора. При этом выполнялись консервативные оценки точности полученных сечений и пределов, т.е. точность во всех случаях принималась не лучше наибольшей возможной погрешности.

Разброс фитов относительно центрального значения в выбранном наборе оценивался перебором по формулам [80]:

$$\Delta X = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_{k=1}^d D_k^2} \quad (i) \quad \text{и} \quad \Delta X_C = \frac{1}{2} \sqrt{\sum_{k=1}^{2d} R_k^2} \quad (ii), \quad (1.34)$$

где $D_k \equiv X_{2k} - X_{2k-1}$ ($k = 1..d$) и $R_k \equiv X_k - X_0$ ($k = 1..2d$), X_0 – сечение, вычисленное с центральным фитом набора, и X_k^\pm – сечение, вычисленное с использованием k -го фита ФПР. Разброс значений неопределенностей внутри набора для STEQ6M получился в диапазоне $5.6 \div 6.8 \%$ и $4.8 \div 5.8 \%$ для уравнений (i) и (ii) соответственно, в зависимости от инвариантной массы дилептона (детали см. в нашей работе [51]).

Оба типа неопределенностей — из-за разброса фитов относительно центрального значения внутри одного набора ФПР и из-за перехода к другому набору — уменьшают величину статистической значимости на 2–30%, в зависимости от отношения сигнал-фон, что трансформируется в уменьшение пределов по наблюдаемости эффекта от ADD-гравитонов на величину 100–500 ГэВ [51].

Для полноты упомянем здесь еще один источник неопределенностей в вычислении сечений, который тоже дает вклад более одного процента и не принадлежит к перечисленным выше (поправки высших порядков, упомянутые в предыдущем подразделе, и неопределенности в знании ФПР). Это — неопределенность, связанная с выбором масштаба Q^2 для жесткого процесса. Она дает погрешность в диапазоне 4.8–7.7% для набора STEQ6, использованного в моделировании сигнала.

Экспериментальные погрешности, связанные с неидеальностью детекторных систем и процедурой реконструкции, не были целью автора диссертации и не рассматриваются в этой работе. Однако они также дают свои вклады, которые в максимальном случае не превышают 6–8%.

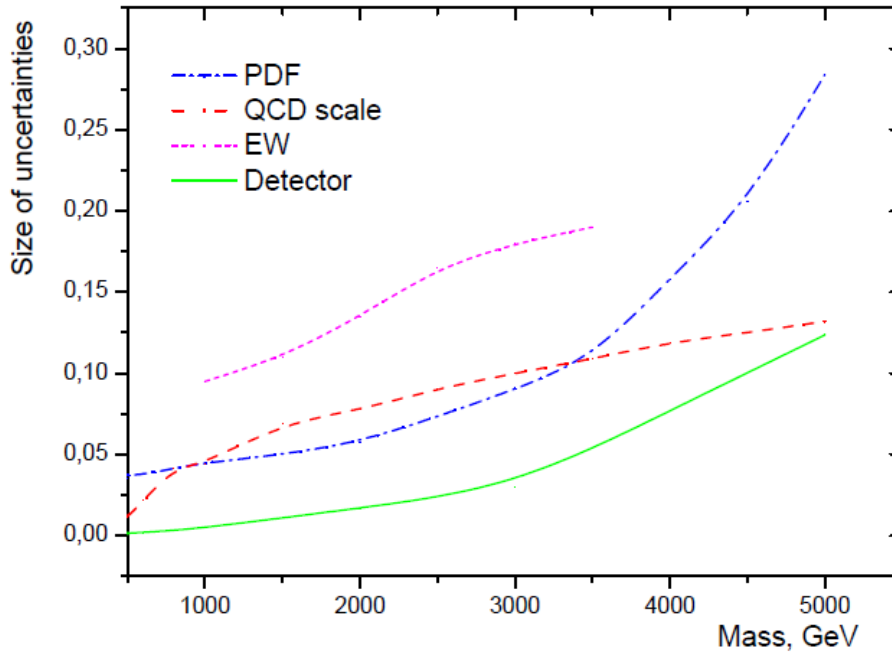


Рис. 1.8. Неопределенности разного типа в значениях функций партонных плотностей в зависимости от масштаба Q^2 [46, 51].

Суммируя все вышесказанное, можно представить погрешности в вычислении сечений, приходящие из разных источников, на одном рисунке, позволяющем оценить относительные вклады и их доминирование в разных областях инвариантных масс пары лептонов в конечном состоянии. Они показаны на рис. 1.8, со следующими значениями для разных кривых: PDF — рассмотренные в этом подразделе неопределенности выбора ФПР, QCD scale — неопределенность выбора масштаба жесткого процесса, EW — величина вычисленных ЭС поправок в первом порядке, Detector — систематика, связанная с установкой и реконструкцией. Из рисунка видно, что неопределенности ФПР являются одним из доминирующих вкладов (по более позднему моделированию, выполненному после старта ЛНС для данных первого цикла они строго доминируют, поскольку при более правильном совместном учете структуры КХД и ЭС поправок к борновскому сечению они относительно сокращаются и не выходят на уровень выше 25% в самом худшем

случае, см. выше и обсуждение в подразделе 1.5). Поэтому можно с уверенностью говорить о большой важности вклада ФПР и необходимости их знания с максимально возможной точностью. Эта задача выполняется и будет выполняться в дальнейшем на ЛНС, новые наборы ФПР настраиваются и будут настраиваться на новые полученные данные в области очень больших Q^2 и очень малых x , которые покрываются только на ЛНС, что позволит составить более оптимальные фиты ФПР и понизить связанные с ними погрешности.

1.4 Интерпретация данных и извлечение величины M_S (Λ_T) из эксперимента

При обсуждении пределов на параметры модели, устанавливаемых из моделирования и реального эксперимента, необходимо сделать комментарий о способах трактовки экспериментальных данных и извлечении величины $M_S(\Lambda_T)$ для сигналов нерезонансного типа в моделях с пороговым поведением, к которым относится сценарий ADD. Эта процедура не является такой прямой и непосредственной, как, допустим, для рассмотренных в Главе 2 RS-гравитонов (или Z'), где с экспериментальной точки зрения при наличии сигнала достаточно хорошо отфитировать пик и определить его центр и ширину, что даст массу и константу связи резонанса с фермионами, а масса напрямую связана с фундаментальным масштабом (для RS-гравитонов). Для нерезонансных отклонений от фона СМ процедура усложняется и требует более аккуратного подхода к оптимизации некоторой функции многих переменных для распределений конечных дилептонов. Число оптимизируемых параметров тоже увеличивается. Получаемые из интерпретации данных результаты зависят от двух параметров, разных по природе и происхождению, но вносящих почти одинаковую погрешность в процесс привязывания теоретической ненаблюдаемой (для ADD) величины M_S к каким-то измеряемым характеристикам (в нашем случае - инвариантной массе конечной дилептонной пары). Первый параметр - M_{cut} , дающий обрезание спектра по M_{inv}^{ll} снизу, т. е. точка предполагаемого начала сигнального отклонения от фона СМ. Введение M_{inv}^{ll} является чисто технической вещью, необходимой при об-

работке данных, его выбор может быть оптимизирован, хотя связанная с ним погрешность все равно не может быть удалена до конца. Второй параметр, максимальная инвариантная масса пары дилептонов, и ее привязывание к M_S в анализе данных, $M_{inv}^{max}(ll) = M_S$, дает гораздо более фундаментальную по происхождению погрешность, которая принципиально неустранима.

То, что обычно осуществляется для любых реальных данных — это, например, построение и минимизация функции правдоподобия в методе максимального правдоподобия для экспериментального распределения или числа событий, предположительно описывающего фон и сигнал вместе. Статистические методы и инструменты (см., например, специализированный калькулятор для оценки вероятностей событий, адаптированный под эксперименты в физике высоких энергий, [81]) позволяют тогда оценить с заданной достоверностью, имеем ли мы дело с фоном или с суммарным эффектом «сигнал + фон» в заданном диапазоне инвариантных масс и для заданного числа событий. В общее выражение для распределения апостериорной вероятности для процесса ДЯ должны входить три величины — наблюдаемое число событий n_{obs} (либо не число событий, а уже пересчитанная величина, используемая при установлении модельных пределов — сечение), число событий фона n_B и число событий сигнала n_S . Можно переписать это распределение, выделив из него одну величину — n_{obs} , т.е. задав распределение апостериорной вероятности для сечения при заданном наблюдаемом числе событий с дилептонами в конечном состоянии. Величины σ_B и σ_S предсказываются, первая — стандартной моделью взаимодействий для обычного ДЯ для данного диапазона инвариантных масс дилептонов. Вторая дается сигнальной моделью (ADD, в нашем случае), которая вляется описанием в рамках эффективной теории и имеет верхний порог применимости. Поэтому, поскольку должно выполняться условие $\sqrt{\hat{s}} \ll M_S$, при выполнении модельных предсказаний для анализа экспериментальных данных при вычислении сечений требуется использовать ультрафиолетовую регуляризацию пропагатора и вводить верхнее обрезание по энергии взаимодействия партонов в жестком процессе \hat{s} в выражении для дифференциального сечения (см. уравнение (1.32)): $\sqrt{\hat{s}} \leq \sqrt{\hat{s}_{max}}$, что равно в лидирующем приближении $M_{inv}^{max}(ll)$ — максимальной инвариантной массе дилептонов (непосредственно наблюдаемой, а не извлекаемой величине), до которой применимо эффективное

описание. Вообще говоря, интерпретация данных и извлечение из них величины $M_S(M_D)$ будет зависеть от введенного вручную масштаба обрезания $\sqrt{\hat{s}_{max}}$, не говоря о том, что эти привязки масштабов друг к другу и перемешивание реально наблюдаемых и теоретических параметров верно только с некоторой точностью. В дополнение к этому, еще нужно вспомнить про «точку принятия решения» — значение $M_{inv}^{ll} = M_{cut}$. Для получения определенных результатов при оптимизации многопараметрической функции все равно приходится делать ряд предположений. В нашем анализе считается, что соотношение по порядку величины $\sqrt{\hat{s}_{max}} \approx M_D \approx M_S$ на самом деле точное, т.е. $M_{inv}^{max}(ll) = M_S$ (и, аналогично, точно равно Λ_T для параметризации GRW). Это предположение позволяет оптимизировать (все еще) многопараметрическую функцию $f(M_S, n, M_{cut})$ относительно выбора M_{cut} . При этом используется прием, в соответствии с которым изучается изменение M_{cut} как функции от $M_{inv}^{max}(ll) = M_S$ для разного числа n и выбирается такое значение для каждого n , при котором $f(n, M_S)$ перестает меняться и выходит на плато. Для разных n этому установившемуся режиму соответствуют разные значения M_S , но по сумме 5 значений (для $n = 3-7$) делается наилучший выбор, который устанавливается как универсальный для любого n . В анализе 2011 г. для энергии LHC 7 ТэВ это значение выбрано как $M_{cut} = 1.1$ ТэВ, а в анализе на полной статистике первого цикла и для более высокой энергии ускорителя 8 ТэВ — как $M_{cut} = 1.8-1.9$ ТэВ. Неопределенность, связанная с произволом выбора M_{cut} , оценивается в максимальном случае как 40% при оценке сечения сигнального процесса, что трансформируется в смещении предела на масштаб M_S до 500 ГэВ и выше, в зависимости от числа n .

В анализе для PTDR в 2006 г. мы использовали разные значения обрезания $M_{cut} = 1, 1.5$ и 2.0 ТэВ для $M_S = 3-10$ ТэВ (см. подраздел 1.3.1 выше). Однако оно ставилось без условия жесткого приравнивания $M_{inv}^{max}(ll) = M_S$. Также мы использовали оценители статистической значимости для установки пределов на наблюдаемость эффектов. Простая процедура, описанная в подразделе 1.3.1, заключалась в оценке разными способами превышения сигнала над фоном, по отношению числа событий смоделированного фона и смоделированного сигнала (метод счета событий, или counting) и была призвана показать различимость сигнала от фона на уровне 5σ и установить

на этом основании верхние пределы на M_S . Еще раз подчеркнем, в PTDR и предшествовавших ему коллаборационных нотах [49, 51] значение M_S не было привязано к наблюдаемой величине M_{inv}^{ll} , ему было позволено меняться независимо от нее. Вычисления давали, что $M_{inv}^{ll} \approx M_S/2$ или менее. Но при моделировании сигнала мы всегда знаем, чему равно M_S — это значение входит как главный входной параметр при генерации событий. Для выбранного значения делаются предсказания в зависимости от числа n (см. рис. 1.4 в предыдущем подразделе), и дальше нужно только продемонстрировать, что для разных условий работы ускорителя (энергия столкновений протонов, набранная светимость) фон и сигнал, предсказанные в заданных моделях, будут действительно различимы или нет.

По контрасту со сказанным выше, в эксперименте ниоткуда не может быть известно, какое значение M_S соответствует наблюдаемому сигналу, напротив, это — величина, которую надлежит извлечь из данных, путем ее увязывания с какой-то непосредственно измеряемой величиной. Сама постановка вопроса неизбежно приводит к некорректности, которую невозможно полностью избежать, даже если значительно улучшать чувствительность анализа и статистические методы обработки. Поэтому, строго говоря, полученные экспериментальные ограничения на M_S (и Λ_T , разумеется), следует воспринимать как ориентировочные и указательные, а не жесткие в смысле буквальных значений. При демонстрации коллаборационных результатов это не всегда проговаривается, хотя это следует иметь в виду. Более того, если ориентироваться на данные вычислений сечений, для которых получается $M_{inv}^{max}(ll)$ в половину величины M_S или меньше, то установленные экспериментом пределы (с жесткой привязкой $M_{inv}^{max}(ll) = M_S$), вообще говоря, следовало бы повысить вдвое или около того, чтобы быть ближе к реальности. Для сценариев ADD-типа это выглядит довольно пессимистично. Хотя неопределенности, связанные с извлечением ненаблюдаемого параметра из наблюдаемых величин, все равно остаются и могут менять эти оценки.

Последнее замечание касается вида амплитуды процесса ДЯ с виртуальными обменами ADD-гравитонами. Учитывая соотношение (1.27) для GRW и HLZ параметризаций, можно отметить, что экспериментальные статистические методы для GRW выглядят проще, за счет того, что многопараметрическая оптимизация имеет на одну степень свободы меньше — функция

$f(\Lambda_T, M_{cut})$ не содержит число дополнительных измерений n . Поэтому число сканируемых параметров снижается с 3 до 2, что проще сделать методами компьютерного моделирования. С другой стороны, параметризация HLZ выглядит потенциально предпочтительней, так как дает отдельные предсказания для разных n , что позволяет лучше «прощупать» искомую геометрию многомерного пространства в сценариях ADD-типа. Коллаборация CMS (и ATLAS, см. ниже параграф 1.6) выполняют предсказания для обеих параметризаций.

1.5 Результаты LHC по поиску ADD-гравитонов

Поиск сигналов с обменом виртуальными гравитонами в коллаборации CMS представлен результатами в дилептонном, двухфотонном и двухструйном каналах (все возможные разрешенные по заряду и другим квантовыми числам конечные состояния, кроме пар $Z^0 Z^0$ и $W^+ W^-$, для которых в первом цикле работы LHC было недостаточно статистики). Наша группа участвовала в анализе в традиционном для нас дилептонном канале, результаты которого детально обсуждаются ниже. Остальные каналы упоминаются для сравнения, более кратко.

Представленный анализ экспериментальных данных [54], полученных на установке CMS в 2010–2012 гг. для энергии столкновения пучков протонов $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, является очередным в серии, начатой с момента старта ускорителя. Он устанавливает новые пределы на фундаментальный масштаб рассматриваемых моделей (виртуальный обмен гравитонами ADD- и RS-типа, Z' , контактные взаимодействия) в дилептонном канале и обобщает полученные ранее результаты (для ADD-гравитонов это работа [53], для RS-гравитонов и Z' см. соответствующий раздел Главы 2, поскольку для данных 2011 г. были сделаны отдельные публикации по сигналам резонансного и нерезонансного типов, а для данных 2012 выпущена единая работа [54]). Во всех случаях анализ основывается на максимальной собранной статистике первого цикла работы ускорителя LHC (полная интегральная светимость примерно 20 фбн⁻¹). Дальнейшее возможное продвижение в неоткрытую область параметров моделей связывается со вторым циклом работы LHC, старт которого при повышенной энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ состоялся, как и бы-

ло запланировано, в начале лета 2015 г. Результаты, приходящие из этого цикла, в данную работу не входят.

Моделирование, вторично проведенное в 2009–2010 гг. уже для сравнения с реальными данными первого цикла ЛНС, включает предсказания, сделанные для двух параметризаций матричного элемента виртуального обмена КК–гравитонами — GRW и HLZ, с полной интерференцией $\gamma/Z^0/G_{KK}^{(n)}$. В анализе для оценки числа сигнальных событий с ADD–гравитонами использовался набор ФПП STEQ66 [82] и стандартизованный матричный элемент для процесса виртуального обмена, введенный в PYTHIA8. Напомним, что оценки, сделанные нашей группой в 2006 г. для PTDR, основывались на частном компьютерном коде, который был введен в PYTHIA как внешний процесс, со всеми вытекающими сложностями и нестандартными процедурами по подключению ливней в начальном и конечном состоянии, адронизацией и пр. Стандартизация и автоматизация всех сопутствующих процедур внутри генератора была осуществлена несколькими годами позже, уже перед самым стартом ЛНС в 2009 г. [83]. Вообще к моменту старта ЛНС была проделана огромная работа по усовершенствованию и стандартизации используемого компьютерного инструментария, так что ряд вычислений, который в период PTDR занимал много времени и индивидуальных усилий, к 2010 г. стал производиться быстро и с лучшей точностью. С другой стороны, некоторые детальные ресурсоемкие исследования (например, детальное изучение неопределенностей от ФПП) были заменены быстрыми оценками, что было мотивировано огромным требуемым вычислительным ресурсом при поступлении реальных данных и массовом проведении многих параллельных анализов.

Фоновый процесс (ДЯ стандартной модели) был вычислен с принятой в коллаборации для большинства физических анализов точностью — базовое вычисление в первом порядке КХД (NLO QCD, POWHEG [84]) и учет поправок высших порядков с помощью дополнительных инструментов компьютерного моделирования. На базе генератора POWHEG, появившегося после написания PTDR, также можно делать оценки неопределенностей, приходящих из выбора ФПП (комбинированная оценка, включающая оптимизированную сумму центральных значений нескольких разных наборов ФПП, например, [76, 78, 82], взятых с разными весами). Хотя при желании сделать полностью

корректный учет этого класса неопределенностей лучше все же использовать длинную и весьма времязатратную, но последовательную процедуру, описанную в параграфе 1.3.3, с отдельными исследованиями разброса значений от центрального до граничных в каждом наборе ФПР независимо. Поправки первого порядка для ЭС вкладов (NLO EW) оценивались генератором HORACE [71], поправки второго порядка для КХД-вкладов (NNLO QCD) — генератором FEWZ [70]. В анализе был принят K -фактор, полученный из FEWZ (NLO+NNLO QCD): $K = 1.24 \pm 0.030$.

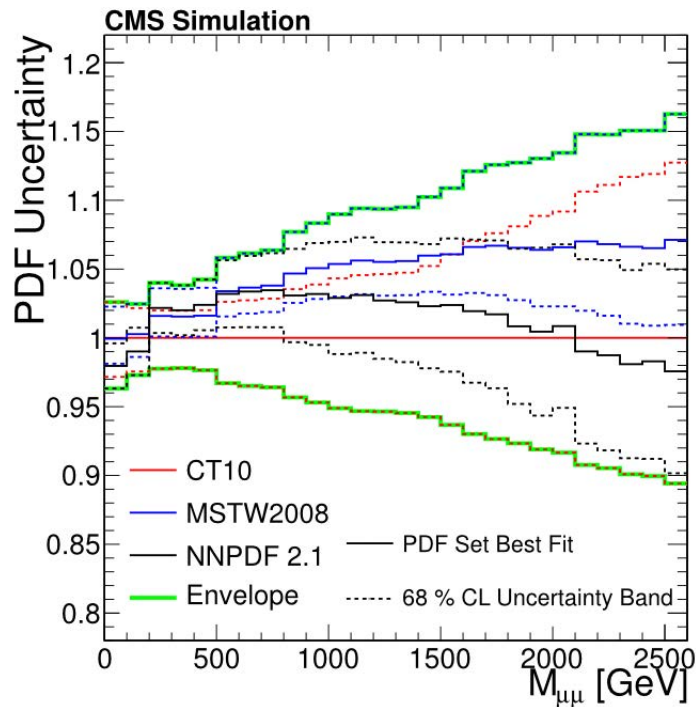


Рис. 1.9. Коридор погрешностей, от центрального значения до предельных в наборе, для комбинации из трех использованных в анализе ФПР. Из работы [54].

Использованные наборы паронных распределений — комбинация взвешенных вкладов от MSTW08 NLO [76], CT10 [85] (в анализе 2011 г. на 7 ТэВ был использован предыдущий набор CTEQ66) и NNPDF21 (центральные значения в наборах). Вклад погрешностей приходит от разброса фитов внутри самого набора и оценивается на уровне от 4 до 15% в диапазоне инвариантных масс дилептонов 300–2500 ГэВ, см. рис. 1.9, с возрастанием до 200% в области $M_{inv}^{\mu\mu} \geq 3$. Хотя реально в первом цикле работы ЛНС мы остановились задолго до этих значений: для набранной светимости 20 фбн⁻¹ и максимальной энергии столкновений протонов 8 ТэВ максимальная наблю-

денная масса дилептона составила $M_{inv}^{ll} = 1871$ ГэВ, для записанных и официально отобранных событий. В параграфе 1.3.3 отмечалось, что связанная с выбором ФПР ошибка при установлении пределов на $M_S(M_D, \Lambda_T)$ является одной из самых значительных. Для конкретных условий ЛHC и улучшенных техник оценки поправок высших порядков анализе 2012 г. устанавливает, что эта ошибка просто доминирует, оставляя остальные теоретические неопределенности на уровне не выше нескольких процентов [54] (параграф 7.5 в статье). Поэтому в анализе реальных данных ошибка ФПР напрямую конкурирует со статистической погрешностью (недостаточным числом событий, зарегистрированных в данный период времени). Большой вклад на уровне 20% дает также ошибка реконструкции мюонов, хотя экспериментальные погрешности, связанные с реконструкцией и др., не являются предметом исследования в данной работе.

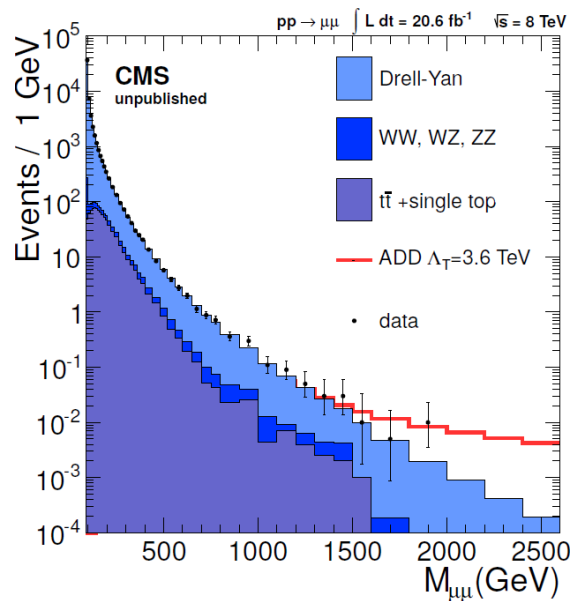


Рис. 1.10. Распределение числа событий по инвариантной массе димюонов в конечном состоянии, полная статистика первого цикла работы ЛHC [54, 62].

На рис. 1.10 показано реальное распределение событий с дилептонами в конечном состоянии в зависимости от массы дилептона, полученное на полной собранной статистике первого цикла для энергии ускорителя 8 ТэВ. Экспериментальные точки с погрешностями приведены вместе с результатами описанного выше моделирования ДЯ и других возможных фоновых сигналов, также дано предсказание для ADD-гравитонов в GRW парамет-

ризации (красная кривая) для одного выбранного значения Λ_T . На графике можно видеть и единственное наиболее массивное (для цикла ускорителя с энергией 8 ТэВ) событие с дилептонами в конечном состоянии, упоминавшееся выше ($M_{inv}^{ll} = 1871$ ГэВ).

В таблице 1.1 даны установленные из сравнения с экспериментами пределы на M_S и Λ_T , понимаемые как минимально допустимые значения масштабов для ADD-гравитонов в канале виртуального обмена. Результаты приведены в зависимости от двух использованных значений K -фактора — 1.0 и 1.3.

Таблица 1.1. Установленные пределы на величину фундаментального масштаба M_S в зависимости от числа дополнительных измерений n в параметризации HLZ (Λ_T в параметризации GRW), для двух разных значений K -фактора [54].

ADD k-factor	Λ_T [TeV] (GRW)	M_S [TeV] (HLZ)					
		$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$
$\mu\mu, \sigma_{s,\mu\mu} < 0.25$ fb (0.25 fb expected) at 95% CL							
1.0 (observed)	3.64	3.48	4.33	3.64	3.29	3.06	2.89
1.0 (expected)	3.65	3.50	4.34	3.65	3.30	3.07	2.90
1.3 (observed)	3.77	3.69	4.49	3.77	3.41	3.17	3.00
1.3 (expected)	3.78	3.70	4.50	3.78	3.42	3.18	3.01
$ee, \sigma_{s,ee} < 0.19$ fb (0.19 fb expected) at 95% CL							
1.0 (observed)	3.90	3.72	4.64	3.90	3.52	3.28	3.10
1.0 (expected)	3.89	3.70	4.62	3.89	3.51	3.27	3.09
1.3 (observed)	4.01	3.99	4.77	4.01	3.63	3.37	3.19
1.3 (expected)	4.00	3.95	4.76	4.00	3.61	3.36	3.18
$\mu\mu$ and ee , per channel $\sigma_s < 0.12$ fb (0.12 fb expected) at 95% CL							
1.0 (observed)	4.01	4.14	4.77	4.01	3.63	3.37	3.19
1.0 (expected)	4.00	4.13	4.76	4.00	3.62	3.37	3.18
1.3 (observed)	4.15	4.35	4.94	4.15	3.75	3.49	3.30
1.3 (expected)	4.14	4.37	4.93	4.14	3.74	3.48	3.30

Эти же результаты можно представить более наглядно в виде графиков, см. рис. 1.11, 1.12, и 1.13.

В работе [54] приводится также сравнение результатов CMS с полученными коллаборацией ATLAS, обладающей практически идентичными с CMS возможностями по поиску и идентификации частиц и других эффектов.

Эксперимент ATLAS проводил собственную программу исследований ADD-гравитонов по сходной схеме и идеологии и получила следующие огра-

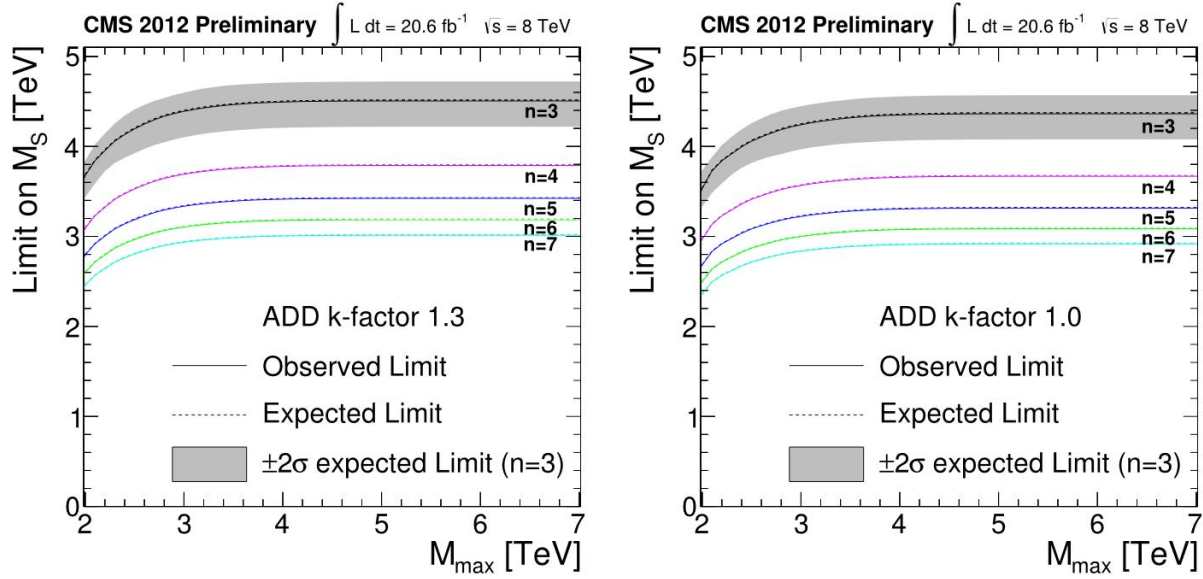


Рис. 1.11. Пределы, полученные с уровнем достоверной вероятности 95% на нижнее допустимое значение M_S в параметризации HLZ в зависимости от инвариантной массы дилептонов для (слева) $k = 1.3$ и (справа) $k = 1.0$. Области под кривыми считаются закрытыми [54].

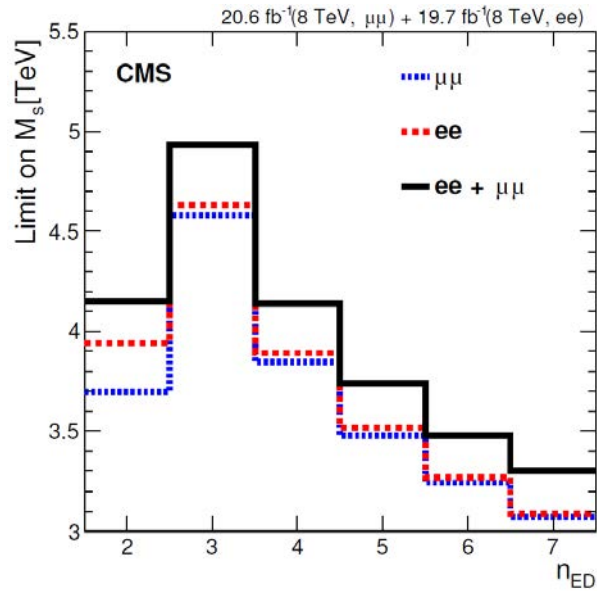


Рис. 1.12. Наблюдаемый предел на M_S , с уровнем достоверной вероятности 95%. Число дополнительных измерений $n = 2-7$ [54].

ничения в дилептонном канале для обменов виртуальными гравитонами ($e^+e^- + \mu^+\mu^-$, 8 ТэВ и 20 фбн⁻¹): для параметризации матричного элемента GRW – 4.2 ТэВ, для Hewett [17] – 3.8 ТэВ, и для HLZ – 4.2 ТэВ для $n = 2$ и 5.0–3.4 ТэВ для $n = 3-7$ [86]. Суммарные результаты двух коллабораций, CMS и ATLAS, по установлению пределов на M_S в канале

виртуального обмена показаны на 1.14.

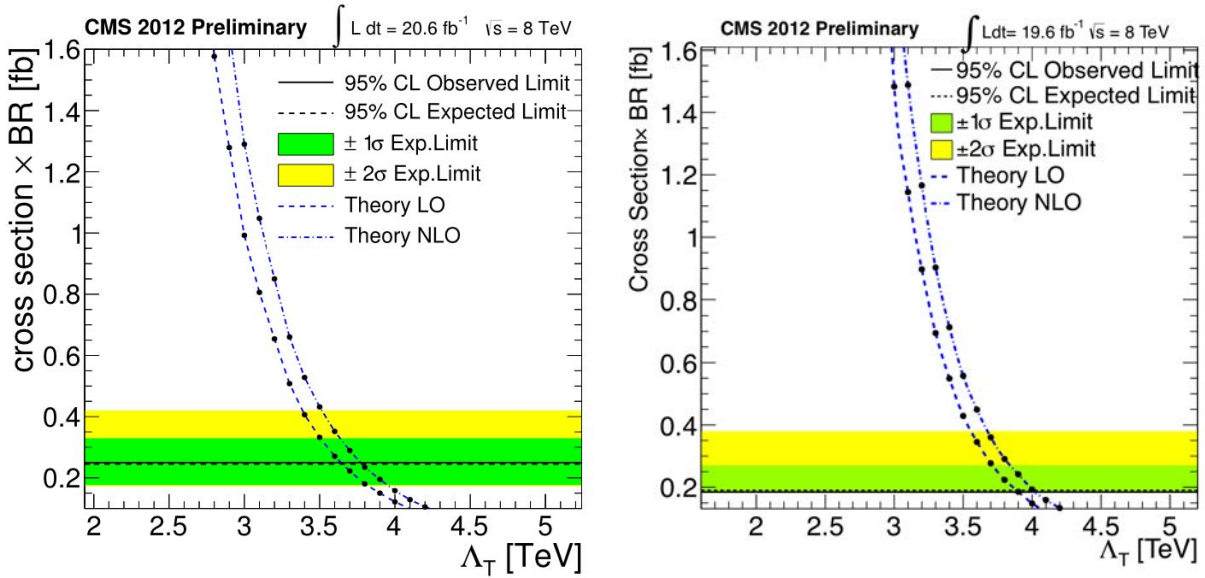


Рис. 1.13. Пределы, полученные с уровнем достоверной вероятности 95% на нижнее допустимое значение Λ_T в параметризации GRW, для разных выборов K -фактора: (слева) $K = 1.0$ и (справа) $K = 1.3$. Области, лежащие левее точки пересечения теоретических кривых и наблюдаемых верхних значений сечений (в пределах двух стандартных отклонений) считаются закрытыми [54].

Хотя дилептонный канал для процесса с обменом виртуальными гравитонами можно считать обладающим наивысшей чувствительностью и потенциалом по открываемости (и это же верно для анализа, проведенного в Главе 2), излучение реального КК-гравитона в дополнительные измерения с наблюдаемой сигнатурой сигнала «монофотон (моноструя) плюс потерянная энергия» тоже интенсивно изучается в коллаборации CMS (и ATLAS, по сходной программе исследований), и пределы, полученные в этом канале, несильно отличаются от случая выше. Каналу $pp \rightarrow \gamma + E_T^{mis}$ посвящена работа [91], а каналу $pp \rightarrow jet + E_T^{mis}$ — работа [92]. Во втором случае, помимо ограничений на размеры ДИ, были получены пределы на массы частиц темной материи в модельном подходе эффективной теории поля в зависимости от параметров моделей. В обоих случаях в отсутствие сигналов новой физики были поставлены нижние пределы на допустимые значения фундаментального масштаба, наиболее жесткие получились в канале с моноструей — до 5 ТэВ для $n = 3$ (и, как обычно, меньше для большего числа ДИ). Для сравнения приведем график (рис. 1.15), аналогичный рис. 1.14, но для ка-

нала реального рождения ADD–гравитонов (сигнатура «моноструя + потерянная энергия»), суммирующий установленные из разных ускорительных экспериментов пределы на масштаб M_S [92].

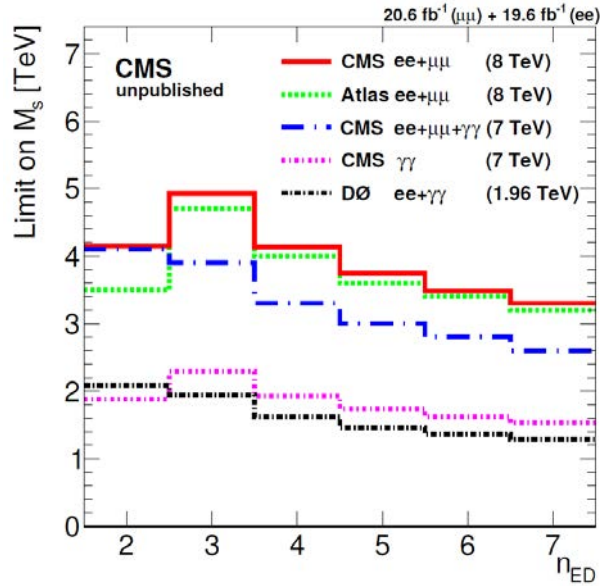


Рис. 1.14. Объединенные результаты по M_S коллабораций CMS и ATLAS, полученные на полной статистике первого цикла работы LHC, а также данные с ускорителя Tevatron. Число дополнительных измерений $n = 2-7$ [54, 62].

Видно, что полученные пределы следуют друг другу довольно близко, за исключением выделенного случая $n = 2$, который заметно отличается для двух каналов — виртуального обмена и прямого рождения ADD–гравитонов. Это связано с особенностью представления пропагатора гравитона для $n = 2$ (логарифмическая зависимость от отношения $M_S/\sqrt{\hat{s}}$), обсуждавшейся в параграфе 1.2.1.

Также, как отмечалось во Введении, поиск больших ДИ и связанной с ними феноменологии на ускорителях осуществлялся и до эры LHC. Ранние коллайдерные ограничения были получены на Tevatron в США и на LEP в Швейцарии. Например, процесс излучения ADD–гравитона в дополнительные измерения (сигнал фотон + потерянная энергия) изучался коллаборациями DELPHI [87] и CDF [88], а процессы типа ДЯ с виртуальными обменами гравитонами — коллаборациями OPAL [89] и D0 [90]. Во всех случаях установленные пределы были намного ниже полученных на LHC (по очевидным причинам — для сигналов такого типа определяющим фактором является

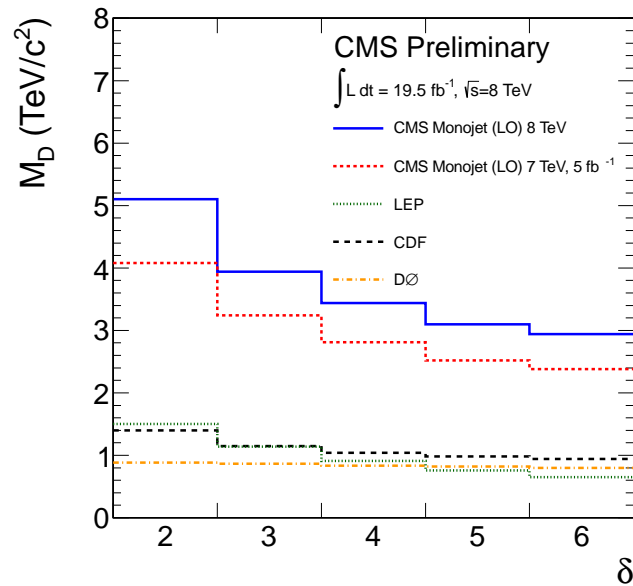


Рис. 1.15. Объединенные ограничения, полученные разными коллаборациями на минимально допустимое значение M_S в канале с моноструей [92].

энергия ускорителя). Максимальная величина установленных ограничений по сумме ранних коллайдерных экспериментов — $M_D \leq 2$ ТэВ. На рис. 1.14 приведены ограничения, установленные ускорителем Tevatron.

1.5.1 Угловые распределения в двухструйных событиях

И, наконец, есть еще пределы, установленные в канале виртуального обмена гравитонами, но с двумя струями вместо дилептонов в конечном состоянии. Любопытная специфика двухструйных угловых распределений, дающая наиболее сильные пределы на M_S , достойна небольшого дополнительного обсуждения. Автор диссертации не принимала участия в этом анализе, но считает его крайне показательным в контексте обсуждаемых в работе проблем, особенно в постановочной части, применительно к выбору оптимальных экспериментальных сигнатур и выяснения их максимальной чувствительности к новой физике.

Можно рассмотреть двухструйные события в области больших инвариантных масс и с большим разделением струй по быстроте (большая быстрая щель). В этой кинематической области сечение рассеяния с обменом виртуальными гравитонами может быть вычислено в эйкональном приближении, поскольку процесс рассеяния с энергией в с.ц.м. больше M_D (транс-

планковский режим) описываются классической динамикой с малым вкладом от квантовых эффектов [93]. Полученные предсказания можно сравнить с ожиданиями в рамках СМ. Поскольку в СМ преобладает рассеяние кулоновского типа (на малые углы), можно выбрать наблюдаемую характеристику, описывающую угловы распределения, так, чтобы она была (в случае идеального детектора, не портящего картинку распределения) плоской, как дает КХД. Обе коллаборации — CMS и ATLAS — в рамках анализа по изучению контактных взаимодействий в угловых распределениях двухструйных конечных событиях исследовали отношение числа событий в центральной и периферической областях по быстрой. Данные интерпретировались по переменной

$$\chi_{dijet} = \exp^{|y_1 - y_2|}, y \equiv \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z},$$

где $y_{1,2}$ — быстроты двух струй, а проекция импульса p_z делается на ось, перпендикулярную оси пучка. Переходя в с.ц.м. пары струй к косинусу угла между ними, эту наблюдаемую переменную можно переписать как

$$\chi_{dijet} = (1 + |\cos\theta^*|)(1 - |\cos\theta^*|).$$

Контактные взаимодействия разного типа (в том числе, четырехфермионное эффективное взаимодействие с обменом ADD-гравитонами) должны давать отклонения от формы распределения, предсказываемой для фона СМ. Поскольку фоновый сигнал отвечал плоскому распределению, с точки зрения обработки данных и интерпретации полученных результатов это достаточно простой анализ. Пределы, полученные в этом канале для процесса обмена виртуальными ADD-гравитонами, составляют, для M_S (HLZ), от 6.9 ТэВ ($n = 2$) до 5.9 ТэВ ($n = 6$), а для Λ_T (GRW) — 7.1 ТэВ [94]. Нетрудно видеть, что это значительно выше пределов, установленных в дилептонном канале. Это — довольно примечательный факт, когда непрямой поиск (к числу которых относится изучение асимметрии) дает более высокие пределы на наблюдаемость, чем прямой, обычно полагаемый оптимальным.

1.6 Неускорительные эксперименты по поиску многомерных гравитонов в моделях ADD–типа

Для полноты изложения упомянем также ограничения на размер больших ДИ и значения фундаментального масштаба, приходящие из неускорительных экспериментов — из трактовки данных астрономических наблюдений, дающих астрофизические и космологические аргументы в пользу предпочтительной величины M_D , а также из так называемых «настольных» экспериментов по проверке закона Ньютона на малых расстояниях.

Так как присутствие ДИ существенно меняет картину мира на малых расстояниях, это будет одновременно сказываться на физике частиц, астрофизике и космологии. Соответственно, первостепенной важностью является проверить подобные конструкции на предмет как минимум согласованности с существующими ограничениями. Для сценария ADD это было сделано авторами сразу после публикации первой работы по теме [11] (см. вторую работу по ссылке). С момента публикации этих работ и по настоящее время появился еще ряд исследований, посвященных астрофизическим и другим ограничениям на модели с большими ДИ.

Например, есть ограничение на рождение легких КК–мод гравитонов и фундаментальный масштаб, приходящие из наблюдений потоков нейтрино для сверхновой SN1987A. Сверхлегкие КК–моды гравитонов могли бы составлять конкуренцию излучению нейтрино при взрыве сверхновой, отсюда, имея модель и оценки для потоков нейтрино и сопоставляя их с зарегистрированными данными от нескольких детекторов (в частности, Kamiokande), можно установить верхнюю границу на излучение КК–гравитонов и фундаментальный масштаб. Это дает $M_D > 25\text{--}30$ ТэВ ($n = 2$) и $2\text{--}4$ ТэВ ($n = 3$) — не самые сильные из существующих астрофизических ограничений, хотя и очень значительные для случая двух ДИ [95, 96, 97].

Некоторые типы астрономических наблюдений приводят к гораздо более жестким ограничениям на фундаментальный масштаб, например, данные по ненаблюдению модификаций в спектре космического диффузного гамма-фона, которые можно было бы ожидать из-за распадов КК–мод гравитонов на пару гамма-квантов [98] — до 110 ТэВ для $n = 2$, или оценки разогрева нейтронной звезды из-за распадных фотонов, удерживаемых гравитацион-

ным полем в ближайшей окрестности звезды (самое сильное ограничение на M_D , дающее 1700 ТэВ для $n = 2$ и 60 ТэВ для $n = 3$) [99, 98].

Есть и более умеренное требование, возникающее из факта плоскостности Вселенной. Значительное количество КК–гравитонов в ранней Вселенной привело бы к раннему включению режима доминирования материи или замкнутой Вселенной. Соображения такого плана дают для M_D не слишком высокие значения, порядка 8 ТэВ для $n = 2$ [100, 101, 102].

Обобщая, можно сказать, что совокупность астрофизических и космологических ограничений делает весьма нереалистичным случай $n = 2$, сдвигая границу допустимого значения M_D в некоторых случаях до 10^3 ТэВ и выше (данные по температуре нейтронных звезд), умеренно влияют на случай $n = 3$ (M_D от единиц до десяти ТэВ — феноменологически приемлемо, хоть и по верхней границе). Случаи же с $n > 3$ практически не ограничиваются, для них допускаются $M_D \sim 1\text{--}4$ ТэВ. Кроме того, эти аргументы дают ограничения только по порядку величины, а также сильно зависят от исходных заложенных предположений, приводя к возможному расхождению в сделанных оценках в несколько раз для одних и тех же астрономических данных. В любом случае, вариант $n = 2$ рассматривается как наименее приемлемый. Надо заметить, что нет аргументов подобного плана для выбора значения масштаба для расширенных сценариев ADD–типа («толстая брана», «универсальные ДИ» и пр.). Детальный обзор различных неускорительных ограничений на сценарии с ДИ можно найти в работах [32, 103].

Существует серия работ другого плана, посвященная проверке закона гравитации на малых расстояниях и прямому поиску эффектов от больших ДИ — лабораторные опыты с крутильными весами [105]. Как говорилось во Введении, эти эксперименты в области малых расстояний r были инициированы именно предложениями по сценариям ADD–типа. В экспериментах проверяются отклонения от закона обратных квадратов за счет добавки юкавского типа для вкладов массивных гравитонов:

$$V(r) = -\frac{G_N m_1 m_2}{r} \left(1 + \alpha e^{-r/\lambda}\right). \quad (1.35)$$

На рис. 1.16 показаны суммарные результаты подобных экспериментов, сведенные в один график в пространстве $(|\alpha|, \lambda)$. Закрашенная область считается закрытой, также наложены предсказания на диапазон значений

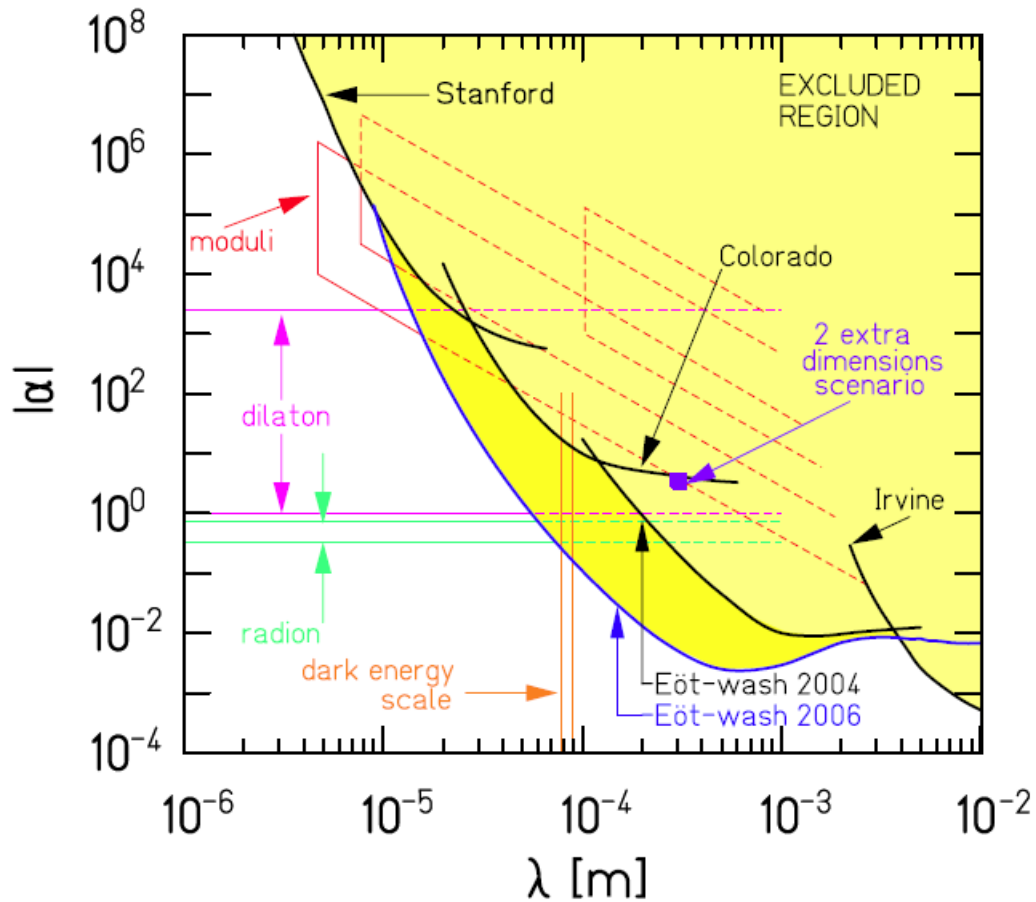


Рис. 1.16. Ограничения на модификацию закона Ньютона, полученные из различных несукорительных экспериментов. Из работы [106].

$(|\alpha|, \lambda)$ в различных моделях с ДИ. Для примера сиреневым показана точка на графике, соответствующая модели ADD с числом ДИ $n = 2$. Видно, что она находится внутри зоны, закрытой совокупностью разных экспериментов и астрофизических и космологических аргументов.

Полученные этими группами результаты ограничивают значения фундаментального масштаба значительно слабее, чем астрофизические и космологические аргументы выше. Для $n = 2$ получается минимально разрешенная величина M_D всего порядка 1.5 ТэВ, а для $n = 3$ — еще ниже, порядка 0.6 ТэВ. Для большего числа ДИ ограничений получить не удастся, и с этой точки зрения коллайдерные эксперименты значительно выигрывают у «настоельных» по возможностям.

1.7 Заключение к Главе 1

Глава 1 диссертации посвящена анализу возможности наблюдения на LHC сигналов от КК–мод гравитонов в модели ADD. С использованием методов эффективной теории поля было вычислено сечение процесса Дрелла–Яна с вкладом от обмена виртуальными ADD–гравитонами. Учитывая нерезонансный характер сигнала, требующий тщательного отделения фона, было проведено сопутствующее исследование процесса ДЯ стандартной модели. С помощью моделирования для разных значений модельных параметров были сделаны предсказания на предельные значения масштаба многомерной гравитации в сценарии ADD. Были изучены неопределенности, связанные с выбором функций партонных плотностей и отражающиеся на оценках пределов для разных величин модельных параметров. В конце Главы 1 было проведено сравнение реальных экспериментальных данных коллабораций CMS и ATLAS за первый цикл работы LHC (энергия столкновений протонов 8 ТэВ и набранная интегральная светимость 20 фбн^{-1}) с выполненными предсказаниями, а также обсуждение неускорительных экспериментов, дающих ограничения на параметры модели ADD.

Основные результаты Главы 1, выносимые на защиту:

- 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 неопределенностей, связанных с выбором функций партонных плотностей и отражающихся на оценках для пределов.

Глава 2. Модель низкоэнергетической многомерной гравитации в пространстве с кривизной: сценарий RS1

Представляемые в этой главе результаты основаны на публикациях [27, 46, 47, 48, 50, 54, 58, 59, 63, 64], из которых работа [58] опубликована автором самостоятельно, работы [27, 47, 48, 50, 59] — автором в составе дубненской группы соавторов, и работы [46, 54, 63, 64] — автором в составе группы по поиску сигналов от дополнительных пространственных измерений коллаборации CMS.

2.1 RS1: две браны, вложенные в AdS_5 пространство, эффективное 4D описание

Модель RS была предложена в работах [12] и в описанной ниже конфигурации из двух бран, разделенных конечным расстоянием, она цитируется как RS1, в противоположность сценарию RS2 с бранами, раздвинутыми на бесконечность. В отличие от схемы [11], где иерархия масштабов устранялась за счет введения больших плоских ДИ, в этом сценарии рассматривается всего одно ДИ планковского размера, полное пятимерное пространство представляет собой ограниченную двумя бранами область пространства анти-де Ситтера, а иерархия генерируется экспоненциальным множителем в метрике, называемым стягивающим фактором. Две $(3+1)$ -браны располагаются в фиксированных точках орбифолда и воспроизводят, одна — наш мир с полями SM, а вторая — скрытый сектор, из которого могут передаваться взаимо-

действия (рис. 2.17). Фиксированные точки имеют координаты $\phi = 0, \pi$, где ϕ — угол, параметризующий пятое компактное измерение. Для этого сетапа существует решение для метрики, сохраняющее четырехмерную Пуанкаре-инвариантность:

$$ds^2 = e^{-2\sigma(\phi)} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + r_c^2 d\phi^2, \quad (2.36)$$

где греческие индексы нумеруют координаты обычного четырехмерного пространства, $\sigma(\phi) = kr_c|\phi|$, и r_c — радиус компактного пятого измерения, и $0 \leq |\phi| \leq \pi$.

Пятимерная кивизна k имеет масштаб порядка массы Планка и связывает между собой пятимерные массу Планка M и космологическую константу. Подобные конфигурации считаются хорошо мотивированными M -теорией [19]. Для получения этого решения требуется настроить между собой значения многомерной космологической постоянной Λ_5 и натяжения двух бран σ [12], которые

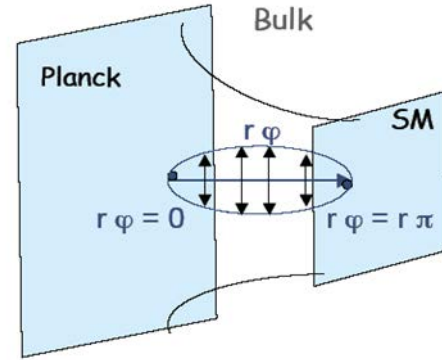


Рис. 2.17. Мир с двумя бранами в RS1 модели.

берутся равными друг другу и с противоположными знаками (картина мира на бране зависит от того, располагаются ли поля на бране с положительным или отрицательным натяжением, обычно в качестве «нашей» браны с полями SM рассматривают брану с отрицательным натяжением). Проведение процедуры КК-декомпозиции для гравитационного поля и рассмотрение эффективной четырехмерной теории для нулевой моды дает, как и в случае ADD, связь многомерного и пятимерного планковского масштаба, только в случае ADD это было простым соотношением с объемом ДИ в качестве коэффициента пропорциональности, а для RS1 имеем следующее равенство:

$$\overline{M}_{Pl}^2 = \frac{M^3}{k} (1 - e^{-2kr_c\pi}), \quad (2.37)$$

где \overline{M}_{Pl} — четырехмерная редуцированная масса Планка. Стягивающий фактор в метрике дает экспоненциальный «сдвиг» всех физических значе-

ний масс частиц, присутствующих в сценарии, причем величина этого эффекта зависит от положения по пятой координате. Скажем, для наблюдателя, расположенного на бране в точке $|\phi| = \pi$, поле с затравочным значением массы m_0 на бране будет выглядеть как поле с массой $m = e^{-kr_c\pi} m_0$. Таким же образом генерируется масштаб порядка ТэВ, стартуя с фундаментального M_{Pl} вдали от браны. Иерархия масштабов, получаемая геометрическим способом с помощью стягивающего фактора, реализуется для отношения всего лишь $kr_c \simeq 12$.

Из-за иной геометрии пространства–времени спектр КК–гравитонов в RS модели устроен совершенно иначе, приводя к феноменологии, резко контрастирующей с таковой для случая ADD. Массы и константы связи каждой КК–моды регулируются константой $\Lambda_\pi = \overline{M}_{Pl} e^{-kr_c\pi} \sim \text{ТэВ}$. Это приводит к тому, что, в отличие от ADD–гравитонов, RS–гравитоны возникают как отдельные тяжелые разделяемые в эксперименте резонансы.

Эффективное действие для RS–гравитонов, связанных с материей, можно получить, проделав цепочку действий, аналогичных случаю ADD. Стартовать нужно с линеаризованных уравнений для метрики $h_{\alpha\beta}$, полученной как флуктуации над фоном Минковского $\hat{G}_{\alpha\beta} = e^{-2\sigma} (\eta_{\alpha\beta} + \kappa^* h_{\alpha\beta})$, с разложением по константе κ^* . Далее проделать процедуру КК–декомпозиции и разложения в ряд поля $h_{\alpha\beta}$ с учетом периодичности по пятой компактной координате. Тогда получается бесконечный ряд

$$h_{\alpha\beta}(x, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} h_{\alpha\beta}^{(n)}(x) \frac{\chi^{(n)}(\phi)}{\sqrt{r_c}} \quad (2.38)$$

с фурье-компонентами $h_{\alpha\beta}^{(n)}(x)$, соответствующими КК–модам гравитона на фоне метрики Минковского.

Решение уравнений движения для $\chi^{(n)}$ дается комбинацией функций Бесселя второго порядка \mathcal{J}_2 и \mathcal{Y}_2 , а массы КК-мод определяются выражением $m_n = kx_n e^{-kr_c\pi}$, где x_n – корни функции Бесселя \mathcal{J}_1 [12].

Связь КК–мод RS–гравитонов с тензором энергии–импульса для полей СМ (предполагается, что они живут на бране с отрицательным натяжением, расположенной в точке $\phi = \pi$) может быть получена из эффективного лагранжиана вида

$$\mathcal{L} = - \frac{1}{M^{3/2}} T^{\alpha\beta}(x) h_{\alpha\beta}(x, \phi = \pi), \quad (2.39)$$

после КК–декомпозиции. Здесь используется определение $\kappa^* = 2/M^{3/2}$. Для четырехмерных полей, зависящих только от координат на бране, в эффективном лагранжиане выделяется нулевая мода, связанная с обычным гравитоном и подавленная обычной планковской массой, и вклады от КК–мод, возникающие с константой связи Λ_π :

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{\overline{M}_{Pl}} T^{\alpha\beta}(x) h_{\alpha\beta}^{(0)}(x) - \frac{1}{\Lambda_\pi} T^{\alpha\beta}(x) \sum_{n=1}^{\infty} h_{\alpha\beta}^{(n)}(x), \quad (2.40)$$

причем $\Lambda_\pi = e^{-kr_c\pi} \overline{M}_{Pl}$ — порядка ЭС масштаба, а не планковского, за счет работы стягивающего фактора.

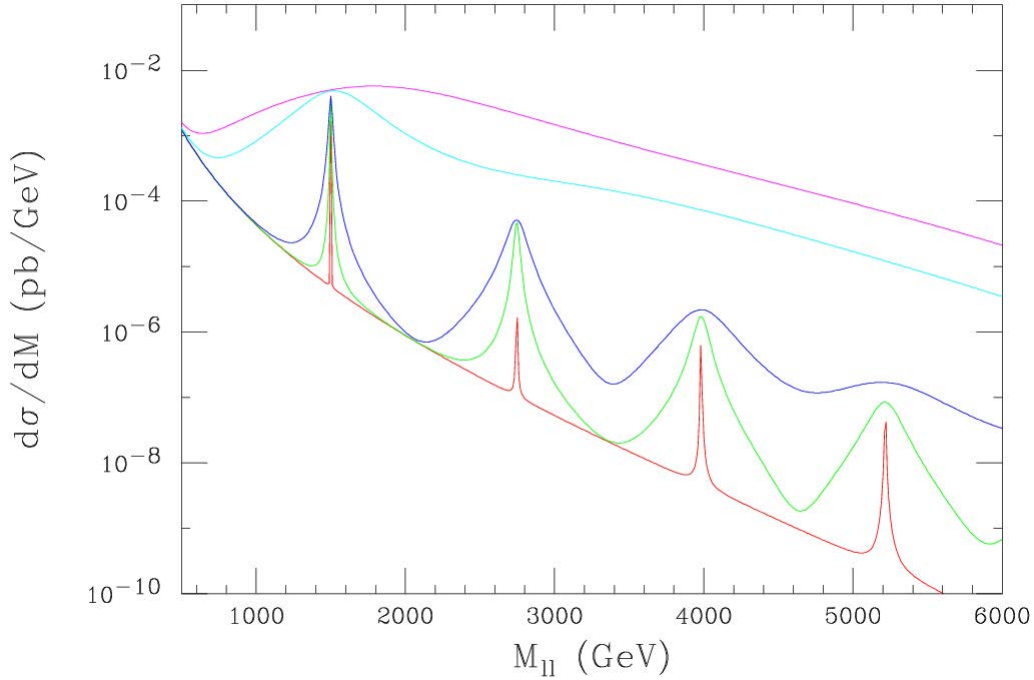


Рис. 2.18. Распределения по инвариантной массе дилептонов для вклада RS-гравитонов в процесс ДЯ. Сверху вниз: кривые для $c = 1, 0.5, 0.1, 0.05, 0.01$ Из работы [18] (первая работа по ссылке).

С учетом соотношения $\Lambda_\pi = m_1 \overline{M}_{Pl} / kx_1$ можно ввести безразмерный параметр $c \equiv k / \overline{M}_{Pl}$, который выступает в процессах рассеяния с вкладом RS-гравитонов как константа связи гравитона с материей. В RS-модели всегда полагается, что пятимерная кривизна $k < M$ ($M \sim \overline{M}_{Pl}$), чтобы существовало найденное решение для метрики (2.36) [12]. Тогда в любом случае должно быть $k / \overline{M}_{Pl} \leq 1$. Обычно в работах по RS-модели и

коллайдерно–ориентированных вычислениях используется диапазон значений $0.01 \leq k/\overline{M}_{Pl} \leq 1$, хотя ряд аргументов струнного толка, а также протекающих из критериев объединения калибровочных констант в RS–модели выбирают минимальные значения для этого параметра [18].

В предположении, что в RS1 сценарии кривизна имеет значение порядка массы Планка $k \sim M_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ, спектр масс RS–гравитонов выглядит как на рис. (2.18) [18].

2.2 Возможность наблюдения новых тяжелых нейтральных резонансов на LHC для энергий до 14 ТэВ

Физический анализ по изучению процесса рождения RS–гравитонов по многим параметрам идентичен тому, что было сделано для ADD–гравитонов, см. параграф 1.3. Поэтому многие пункты, особенно связанные с обсуждением неопределенностей в оценках сечений процессов от ФПР, выбора масштаба жесткого процесса и учета поправок высших порядков здесь будут рассмотрены более кратко, с отсылкой к Главе 1 и имея в виду близкую аналогию с тем анализом. Основным фоновым процессом опять будет ДЯ СМ, детальное изучение которого была выполнено в нашей работе [51], результаты которой уже цитировались в Главе 1. Учитывая резонансный характер процесса с RS–гравитонами (а также с Z' из моделей с расширенным калибровочным сектором, которые являются одной из возможных альтернатив при поиске новых нейтральных тяжелых резонансов и тоже будут рассмотрены в этой главе), с точки зрения теоретического обоснования здесь дело обстоит намного проще, поскольку в анализе формы распределений есть четкая узкая область отклонения от фона (резонанс), наблюдаемые и измеряемые в эксперименте величины непосредственно связаны с параметрами модели (M_D и константой связи RS–гравитонов с материей), и меньше неопределенностей при интерпретации результатов. Таким образом, для изучаемых в этой главе сигналов пункты анализа ясные и прозрачные, и здесь все заканчивается вычислением сечений процессов рождения RS–гравитонов (первой КК–моды, поскольку с большой вероятностью только для нее хватит энергии LHC) и

Z' , проведение широкого сканирования пространства параметров и массового моделирования событий и анализом возможностей по разделению этих двух типов резонансов. Для последнего пункта используются две очень простые идеи, которые лежат на поверхности, но требуют аккуратной реализации для установления пределов по наблюдаемости. Угловые распределения продуктов распада (дилептонов, в нашем случае) и асимметрия вылета дилептонов «вперед–назад» являются хорошими наблюдаемыми характеристиками, чувствительными к различным сценариям и спине новых резонансов. Поэтому они используются в анализе для разделения гипотез по G_{KK} и Z' . Анализ, результаты которого вошли в CMS Physics TDR (PTDR), проводился примерно в то же время, что и описанный в Главе 1, поэтому использовались такие же методы оценки статистической значимости, K -факторы и наборы ФПР для сигнальных и фоновых событий. Постановочная часть анализа, содержащая все перечисленные идеи (сравнительный анализ G_{KK} и Z' и методы разделения резонансов) была предложена коллаборации CMS нашей дубненской группой в 2002 г. (см. первую работу по теме [47] и более позднюю [50]). Полный проведенный анализ по цепочке, аналогичной Главе 1, был выполнен в работе [48] и зафиксирован как программа CMS по данному каналу в PTDR [46]. Перед стартом ЛНС и во время первого цикла работы, как и для ADD-сценария, осуществлялось повторное массовое моделирование с новыми появившимися компьютерными реализациями для вычисления поправок высших порядков к сечениям и улучшенными методами реконструкции. Эти работы зафиксированы в коллаборационных нотах [63, 64]. И, наконец, сравнение с реальными данными для полной статистики первого цикла работы было выполнено в работе [54], которая тоже уже цитировалась в Главе 1. Эта результирующая по первому циклу коллаборационная статья содержит объединенный анализ резонансных и нерезонансных сигналов новой физики в дилептонном канале.

Как и в Главе 1, автор диссертации участвовала в постановочной части задачи и оценочных расчетах, предложенных коллаборации CMS для изучения (выбор моделей Z' и первые оценки эффекта для ЛНС), выполнила вычисление сечений для G_{KK} и Z' , участвовала в анализе угловых распределений и асимметрии — в составе группы ОИЯИ и Университета г. Варшавы, в установлении финальных пределов по наблюдаемости и делимости

RS-гравитонов и Z' — в составе рабочей группы CMS по поиску новых резонансов.

2.2.1 Рождение RS-гравитонов на LHC

Эффективная теория, описывающая партонные взаимодействия с обменом RS-гравитонами, задается лагранжианом (2.40), правила Фейнмана для процессов рассеяния с участием гравитонов впервые были выписаны в работах [18]. Амплитуда интересующего нас процесса четырехфермионного взаимодействия с обменом виртуальными RS-гравитонами получается точно в таком же виде, как (1.12) для случая ADD, только с заменой пропагатора гравитона

$$\frac{\lambda}{M_S^4} \rightarrow \frac{i^2}{8\Lambda_\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{s - m_n^2}, \quad (2.41)$$

для $\lambda = \pm 1$. В отличие от сценария ADD, где присутствовали расходимости уже на древесном уровне и приходилось делать УФ обрезание в интегралах, здесь сумма по КК-модам сходится, так как присутствует только одно дополнительное измерение (для ADD дело обстояло аналогично, просто случай $n = 1$ для ADD является феноменологически неприемлемым). В пределе $m_n^2 \gg s$ сумма по всем КК-модам в пропагаторе переходит в выражение, которое быстро сходится:

$$\left(\frac{\Lambda_\pi}{M_{Pl}} \right)^{-2} \sum_n \frac{1}{x_n^2}. \quad (2.42)$$

Таким образом, в сценарии с факторизуемой метрикой отсутствуют проблемы, связанные с УФ масштабом обрезания и всеми тонкостями интерпретации данных в зависимости от него. Как отсутствуют и разные параметризации.

Используя амплитуду процесса (1.12) с пропагатором (2.42), мы посчитали сечения процесса ДЯ с вкладом от RS-гравитонов для условий LHC, в зависимости от константы связи гравитона с материей. Вклады для разных партонных-инициаторов приведены в таблице 2.2, а суммарный результат показан на рис. 2.19.

Очевидно, что устанавливаемые пределы на наблюдаемость процесса с рождением RS-гравитона зависят от величины константы связи $c = k/\bar{M}_{Pl}$,

Таблица 2.2. Вклады в сечение рождения G_{KK}^1 , вычисленные в лидирующем приближении в фбн. Использован набор ФПР STEQ6M [48].

Вклад	$c = 0.01$				$c = 0.1$			
	1.0	1.5	3.0	5.0	1.0	1.5	3.0	5.0
Масса, TeV	1.0	1.5	3.0	5.0	1.0	1.5	3.0	5.0
$gg \rightarrow G_{KK}^1$	6.8	0.7	0.006	0.00006	668	71	0.64	0.006
$q\bar{q} \rightarrow G_{KK}^1$	1.3	0.2	0.005	0.00008	134	23	0.51	0.008
Суммарное	8.1	0.9	0.011	0.00014	812	94	1.12	0.014

которая контролирует две вещи — ширину резонанса и величину сечения.

Что касается ширины, то в общей формуле для КК-мод RS-гравитонов она прямо пропорциональна квадрату константы c :

$$\Gamma = \rho m_n x_n^2 (k/\bar{M}_{Pl})^2, \quad (2.43)$$

где ρ зависит от количества открытых каналов распада. Так что чем меньше c , тем уже получается резонанс и тем лучше (теоретически) он виден на эксперименте, что должно положительно отражаться на устанавливаемых пределах. С увеличением c резонанс «расплывается» и в предельном случае выглядит как

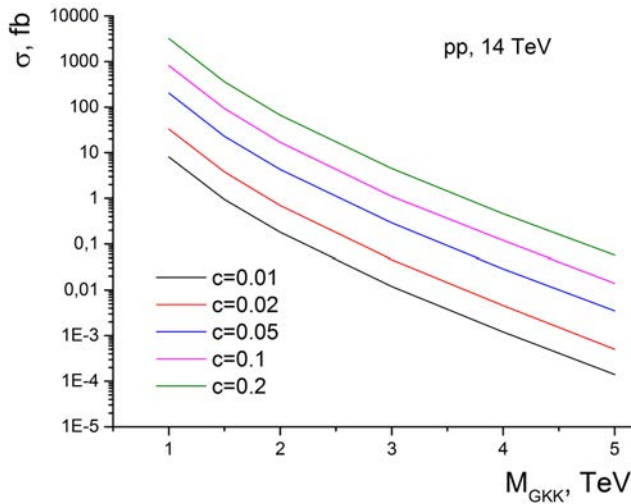


Рис. 2.19. Сечение рождения RS1-гравитона при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в зависимости от его массы для (снизу вверх) константы связи $c = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.2$.

нерезонансное превышение сигнала над фоном, см. рис. 2.18. Однако здесь важно заметить, что массовое разрешение для пика в канале с парой мюонов в конечном состоянии для установки CMS не превышает 3–5.6% для массы резонанса 1–5 ТэВ, соответственно [48]. Поэтому ширина реально видимого пика, в случае его обнаружения, в любом случае будет не меньше этих 3%, даже для очень узких резонансов, отвечающих максимально малым c . Установка «размазывает» узкие пики, и в этом смысле ширина резонанса не служит большим подспорьем в анализе по пределам на наблюдаемость. Поэтому основной эффект приходит от подавления сечения процесса, кото-

рое тоже квадратично зависит от c , и варианты с меньшими значениями c рассматриваются как менее оптимистичные, с точки зрения наблюдаемости.

Масса резонанса, прямо связанная с M_D , в анализе рассматривается как входной параметр. Массовая генерация событий, осуществляемая в генераторе RUTHIA 6.227S [67] для получения пределов на наблюдаемость, использует эти два параметра как входные при моделировании, со сканированием по ним. Для константы связи используется диапазон значений $0.01 \leq c \leq 0.1$. Перед использованием генератора, как обычно, была проведена процедура настройки разных опций моделирования и тестирование на предмет совпадения смоделированных и аналитически посчитанных сечений.

Также была реализована возможность делать моделирование для разных значений константы связи c в генераторе, введением поправочных весовых множителей в ширину и сечение «базового» варианта для $c = 0.1$ (ширина резонанса 1.43%). Для сигнальных сечений не учитывался вклад поправок высших порядков, т.е. в работе для PTDR K -фактор полагался равным 1. K -фактор для фонового процесса ДЯ брался как в Главе 1. Для ранней реализации сценария RS1, в отличие от моделирования 2009 г. перед стартом ЛHC [63, 64] не учитывалась интерференция между RS-гравитоном и Z^0 SM. В более поздних вычислениях матричный элемент, уже внедренный в RUTHIA как нормальный внутренний процесс, а не внешний элемент, содержал полную интерференцию с вкладом SM.

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. 2.19. В вычислениях использовался набор ФПР STEQ6M.

Для установления пределов на наблюдаемость процесса было сделано широкое сканирование пространства параметров в сигнальных процессах (каждый сэмпл для конкретного выбора M_D и n по 10000 событий, как обычно) и набор сэмплов для фона ДЯ, с установкой $M_{cut} = 120, 500\text{--}5000$ ГэВ с шагом в 500 ГэВ. Здесь, как и в Главе 1, выбор M_{cut} связан с началом сигнального отклонения от фона ДЯ SM. Все сечения вычислялись с учетом кинематических обрезаний установки CMS, т.е. области покрытия детекторными системами.

Как и в случае Главы 1, основным фоном для рассматриваемого процесса

является ДЯ SM, а также парное рождение ZZ , WZ , WW , $t\bar{t}$ и т.д. Поэтому в анализе учитывался только фоновый вклад от ДЯ. В таблице 2.3 приведены значения сечения ДЯ SM, которые можно сравнить с сигнальными для RS-гравитонов (рис. 2.19). Видно, что сигнальные сечения больше фоновых в несколько раз.

Таблица 2.3. Сечение ДЯ SM с $M_{inv} \geq 1$ ТэВ/ c^2 в лидирующем приближении с набором ФПР STEQ5L, в фбн [48].

$M_{\mu^+\mu^-}$, ТэВ	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	4.0
ДЯ SM	6.61	$1.04 \cdot 10^{-1}$	$2.39 \cdot 10^{-1}$	$6.53 \cdot 10^{-2}$	$1.97 \cdot 10^{-2}$	$2.09 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2.4. Сводная таблица по пределам на наблюдаемость RS-гравитона в димьюонном канале с инвариантной массой дилептона в ТэВ для CMS. Из работы [48].

$c = k/\bar{M}_{Pl}$	S	1 фбн $^{-1}$	10 фбн $^{-1}$	100 фбн $^{-1}$	300 фбн $^{-1}$
0.01	S_{cP}	0.83	1.23	1.69	1.93
	S_{cL}	0.83	1.24	1.70	1.94
	S_L	0.80	1.22	1.70	1.95
0.02	S_{cP}	1.21	1.70	2.30	2.64
	S_{cL}	1.21	1.71	2.31	2.65
	S_L	1.20	1.72	2.35	2.70
0.05	S_{cP}	1.83	2.48	3.27	3.72
	S_{cL}	1.84	2.50	3.28	3.74
	S_L	1.83	2.53	3.35	3.81
0.1	S_{cP}	2.37	3.12	4.01	4.52
	S_{cL}	2.39	3.15	4.04	4.54
	S_L	2.38	3.20	4.18	4.73

Автор диссертации не занималась анализом различных критериев статистической значимости (СЗ) сигнала, использованных в этом анализе, и не выносит эту часть работы на защиту. Однако для примера здесь приведены результаты по установлению пределов на наблюдаемость со статистической значимостью 5σ для разной набранной светимости, полученные с помощью

трех разных оценщиков S (табл. 2.4) [48]. Видно, что эти критерии дают отличающиеся результаты, но отличия достаточно незначительные и трансформируются в мало отличающиеся пределы на M_D .

На рисунке 2.20 показаны кривые установленных пределов с СЗ 5σ по массе RS-гравитона в зависимости от набранной светимости. Четыре кривых отвечают значениям константы связи $c = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$. По результатам работы мы сделали выводы, что CMS будет способна наблюдать RS-гравитоны с массами 2.3–4.5 ТэВ, в зависимости от величины константы связи и набранной светимости. Последняя цифра (4.5 ТэВ) соответствует набранной светимости 300 фбн^{-1} и $c = 0.1$.

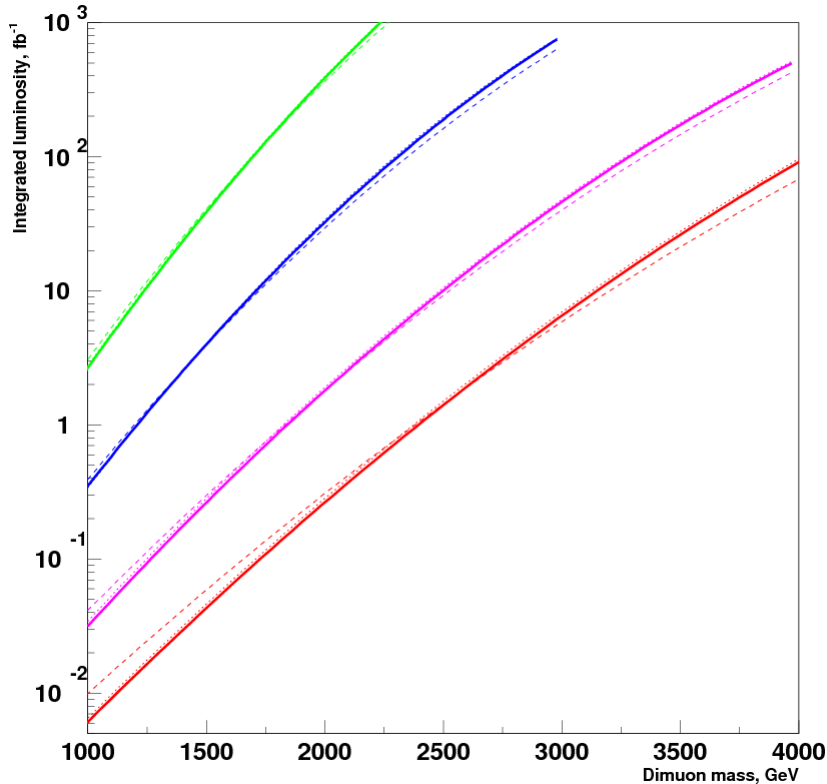


Рис. 2.20. Пределы на наблюдаемость процесса с RS-гравитоном, распадающимся на пару мюонов, для разных значений константы связи $c = 0.01, 0.02, 0.05, 0.1$ (сверху вниз). Статистическая значимость принималась $S > 5$ для трех разных оценщиков СЗ: S_{cP} (сплошные линии), S_{cL} (пунктирные линии) и S_L (штриховые линии). Из работы [48].

Поскольку комбинированный анализ всех ограничений на значение c [18] весьма сильно ограничивает возможную область значений этого модельного параметра (см. рис. 2.21, запрещенная закрашенная область), были сделаны предсказания, что данные с LHC за весь период работы смогут покрыть

практически всю разрешенную область пространства параметров модели (c, M_{KK}) для первого КК-резонанса. На рисунке 2.21 продемонстрировано это утверждение, наложением полученных пределов по массе для разной набранной светимости в зависимости от константы связи на существующие ограничения.

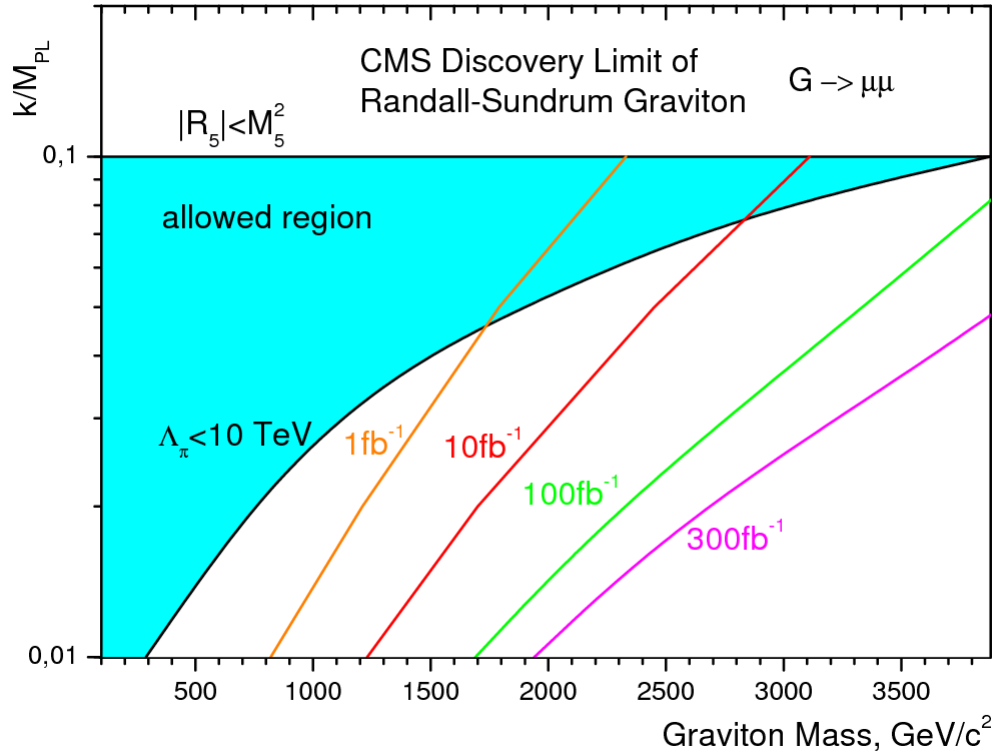


Рис. 2.21. Теоретические ограничения и результаты предсказаний CMS в плоскости k/M_{Pl} и m_1 . Из работы [48, 46].

2.2.2 Z' в моделях с расширенным калибровочным сектором

Этот подраздел посвящен анализу альтернативных сигналов с тяжелыми нейтральными резонансами, которые тоже возможны для наблюдения на ЛНС. Речь пойдет о дополнительных калибровочных бозонах, возникающих в различных расширениях группы SM (см., например, [107]) или, скажем, в модели техницвета [108]. Для нашего анализа были отобраны четыре различные модели с РКС, следующих из теорий Великого объединения (ТВО) [109], хотя без потери общности этот анализ можно перенести на любые конструкции РКС, путем соответствующей замены констант связи новых бозонов с

материей с соблюдением структуры взаимодействия.

Все ТВО строятся на основе калибровочных групп, более широких, чем группа SM , и можно рассмотреть поэтапное нарушение полной калибровочной группы «по нисходящей», с введением промежуточных масштабов нарушения до соответствующих остаточных подгрупп, что дает на каждом шаге набор новых тяжелых калибровочных бозонов. При этом величины промежуточных масштабов нарушения симметрии в цепочке, а значит, и предсказания на массы дополнительных калибровочных бозонов, достаточно произвольны (фактически, единственное ограничение на массы новых бозонов — это ограничение снизу, получаемое из существующих экспериментальных данных по ненаблюдению таких частиц).

В ТВО часто рассматривают модели, основанные на группах E_6 или $SO(10)$. Можно рассмотреть, например, такую цепочку переходов, связанных с нарушением 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, имеющая некоторые суперструнные мотивации [110]. Константа связи Z' с фермионами для этой модели имеет вид:

$$g_{Z^0} \left(\frac{g_{Z'}}{g_{Z^0}} \right) (Q_\chi \cos \theta_{E_6} + Q_\psi \sin \theta_{E_6}), \quad (2.44)$$

где свободный параметр модели θ_{E_6} может принимать значения от $-\pi/2$ до $\pi/2$, $(g_{Z'}/g_{Z^0})^2 = 5/3 \sin^2 \theta_W$, а $Q_\psi = [1, 1, 1]/2\sqrt{6}$ и $Q_\chi = [-1, 3, -5]/2\sqrt{10}$ для $[(u, d, u^c, e^c), (d^c, \nu e^-), (N^c)]$ [111].

Из группы ТВО $SO(10)$ получается также лево-правая симметричная модель (LRM) [107, 112], а из группы ТВО E_6 — альтернативная лево-правая модель (ALRM) [107, 113], которая отличается от LRM значениями изоспинов фермионов. Обе модели основаны на калибровочной группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$, в которой кроме стандартной «левой» группы $SU(2)_L$ присутствует также «правая» $SU(2)_R$. Этот вариант появляется при нарушении $SO(10)$ следующими путями. Первая из возможных цепочек, $SO(10) \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_\chi$, приводит к появлению

Z_χ -бозона эффективной модели ранга 5, описанной выше, а альтернативная, $SO(10) \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times SU(1)_R \times U(1)_{B-L}$ дает Z_{LR} -бозон LRM или ALRM. В общем виде константа связи Z' с фермионами для лево-правых моделей выглядит как [111]:

$$g_{Z^0} \frac{1}{\sqrt{1 - (1 + \kappa)\sin\theta_W}} [\sin\theta_W T_{3L} + \kappa(1 - \sin\theta_W)T_{3R} - \sin\theta_W Q], \quad (2.45)$$

где $T_{3L(R)}$ — изоспин левых (правых) фермионов по группе $SU(2)_{L(R)}$, а $0.55 \leq \kappa \leq 1 \div 2$, $\kappa \equiv (g_L/g_R)^2$. В наших дальнейших вычислениях и последующем массовом моделировании использовалось значение $\kappa=1$, соответствующее случаю точной лево-правой симметрии калибровочных взаимодействий. Как уже упоминалось, значения $T_{3L(R)}$ в формуле (2.45) выше отличаются для моделей LRM и ALRM. Для LRM $T_{3(L)}$ берутся равными соответствующим значениям в СМ, а $T_{3(R)}$ равны $(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ для (u_R, d_R, e_R, ν_R) , соответственно, и $T_{3(R)} = 0$ для левых дублетов. Тогда как для ALRM значения $T_{3L(R)}$ отличаются от LRM для $\nu_{L,R}$, e_L и d_R : имеем $T_{3L(R)}(\nu_L) = \frac{1}{2}(-\frac{1}{2})$, $T_{3L(R)}(e_L) = -\frac{1}{2}(-\frac{1}{2})$ и $T_{3L(R)}(d_R) = 0$.

Для расчетов по методу Монте-Карло также часто используют так называемую «последовательную» стандартную модель (SSM) [107, 114], в которой предполагается существование тяжелых бозонов (Z' and W') с теми же константами связи, что и для обычных Z^0 and W в СМ.

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

$$A_{ij} \equiv A(f\bar{f} \rightarrow l^+l^-) = -Qe^2 + \frac{\hat{s}}{\hat{s} - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z} C_i^Z(f)C_j^Z(l) + (2.46) \\ + \frac{\hat{s}}{\hat{s} - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}} C_i^{Z'}(f)C_j^{Z'},$$

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: $C_L \equiv C_V - C_A$ и $C_R \equiv C_V + C_A$, и их значения перечислены в таблице 2.5.

Значения C_L и C_R для переносчиков взаимодействий СМ — γ/Z^0 стан-

дартны. Другие обозначения, соответственно:

$$g_{\theta_{E_6}}^2 \equiv \frac{5}{3} \frac{e^2}{(1-x)}, x \equiv \sin^2 \theta_W \simeq 0.231 \quad (2.47)$$

$$A = \cos \theta_{E_6} / 2\sqrt{6}, A = \sin \theta_{E_6} / 2\sqrt{10} \quad (2.48)$$

Таблица 2.5. Константы связи для Z'

	u	d	l
C_L	$-g_{\theta_{E_6}}(A+B)$	$-g_{\theta_{E_6}}(A+B)$	$g_{\theta_{E_6}}(3B-A)$
C_R	$g_{\theta_{E_6}}(A+B)$	$g_{\theta_{E_6}}(A-3B)$	$g_{\theta_{E_6}}(A+B)$

В формуле (2.46) $\Gamma_{Z'}$ — ширина распада Z' , которая в случае, когда все частицы из мультиплета материи в рассматриваемой расширенной калибровочной группе дают вклады, равна $\Gamma_{Z'} = 5/2\alpha(M_{Z'})M_{Z'}/(1-x)$, что соответствует узкому резонансу с $\Gamma/M_{Z'}$ порядка нескольких процентов. Как и в случае RS-гравитонов, для анализа на ЛНС мы все равно ограничены «разрешающей способностью» установки CMS, которая составляет не менее 3% в димюонном канале.

На рис. 2.22 показаны вычисленные сечения для процесса рождения Z' в разных моделях с распадом на пару димюонов для максимальной энергии ЛНС — 14 ТэВ. Все вычисления были сделаны в главном порядке КХД с набором ФПР STEQ5L.

Видно, что в области инвариантных масс димюонов больше 1.5 ТэВ сигнальные сечения отличаются от фоновых для ДЯ СМ более чем в 15 раз.

Массовая генерация событий с Z' для установления пределов на наблюдаемость была выполнена с помощью генератора RUTHIA6.217 [67] на базе модифицированного матричного элемента для рождения Z^0 . Для сечений процессов использовались весовые коэффициенты, полученные из сравнения аналитически вычисленных сечений для Z' с выдаваемыми генератором для Z^0 , в зависимости от области инвариантных масс дилептонов. Подобный скейлинг, аналогичный сделанному для RS-гравитонов (для описания разных констант c), позволяет пересчитать сечения простым способом, хотя и требует начального большого объема ручной работы. K -фактор полагался

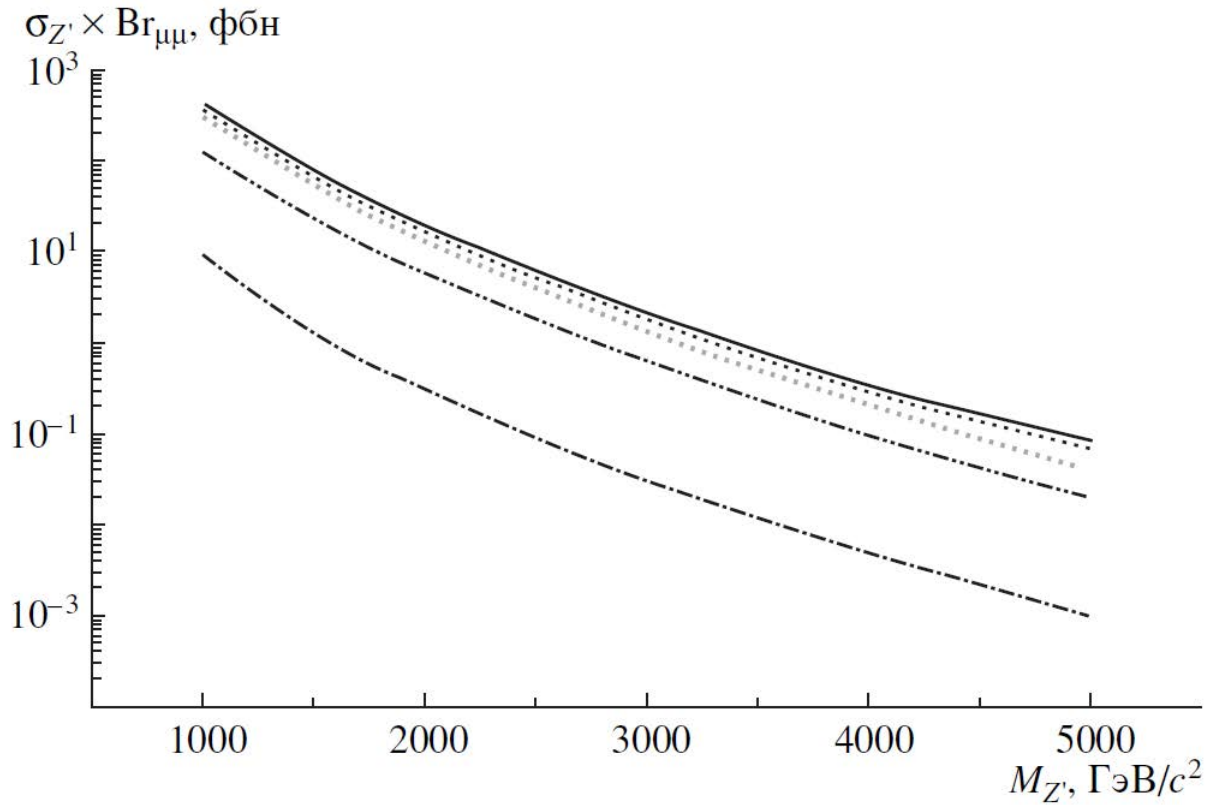


Рис. 2.22. Сечение рождения димюонов, приходящих из распадов Z' в SSM, LRM, χ - и ψ -моделях, а также для процесса Дрелла-Яна (сверху вниз) для энергии LHC $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Из работы [50].

равным 1.38, и такое же значение было выбрано для фоновых сэмплов с ДЯ СМ. Как и в двух предыдущих рассмотренных случаях (ADD- и RS-гравитоны), дилептонный канал характеризуется оптимальным отношением сигнал/фон в силу малости числа событий ДЯ на «хвосте» больших масс. Это снова компенсирует небольшую вероятность распада по данному каналу (для Z' вероятность распада по лептонному и двухструйному каналам составляет 2.3–3.2%, в зависимости от числа фермионных поколений, и около 72%, соответственно). При вычислениях учитывались имевшиеся на тот момент ограничения на массу Z' с ускорителя Tevatron, которые составляли 0.5–1 ТэВ в зависимости от модели [115].

Ожидаемая статистическая значимость оценивалась с помощью метода подсчета числа сигнальных и фоновых событий (counting) в центральной (вокруг ожидаемой массы) области, $S_{c12} = \sqrt{N_S + N_B} - \sqrt{N_B}$ [73]. Здесь N_S и N_B – число сигнальных и фоновых событий в массовом интервале $2\sigma_{obs}$ вокруг массы резонанса $m_{Z'}$, а σ_{obs} – ширина наблюдаемого резонанса.

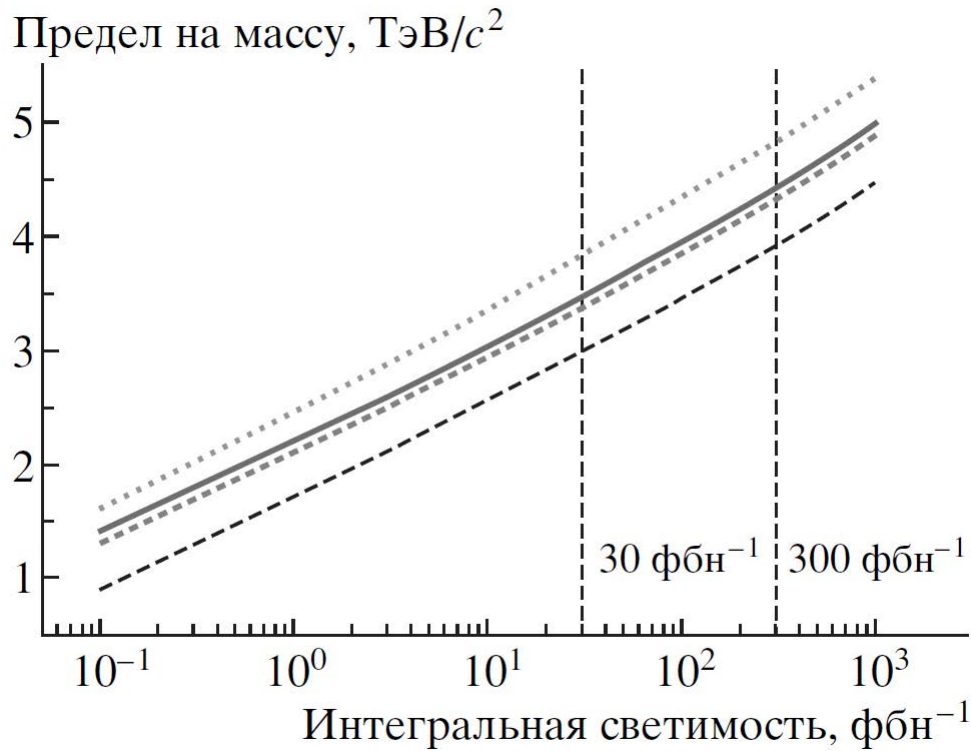


Рис. 2.23. Верхний предел на массу Z' бозона при распаде на пару мюонов со статистической значимостью 5σ для SSM, χ -модели, ALRM и ψ -модели (сверху вниз) для $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

На рис. 2.23 показаны пределы по массе Z' на наблюдаемость со статистической значимостью 5σ в зависимости от набранной светимости для ряда рассмотренных моделей. Таким образом, было сделано предсказание, что ЛНС обеспечивает условия для наблюдения Z' бозона до масс 2.5–3.3 ТэВ в зависимости от рассматриваемой модели для интегральной светимости 10 fb^{-1} . Для 100 fb^{-1} достижимый массовый предел расширяется до 3.5–4.4 ТэВ.

2.2.3 Разделение гипотез по новым нейтральным резонансам при энергии до 14 ТэВ

Для разделения возможных сигналов от RS-гравитонов и Z' используется стандартное предложение по изучению угловых распределений конечных продуктов распада в их системе центра масс, которые будут отличаться для резонансов со спином 2 и 1 (см. таблицу 2.6). В реальности эти распределения сильно искажаются кинематическими обрезаниями, применяемыми для выделения сигнала (особенно в области малых углов). Тем не менее, при

достаточной статистике различия между двумя кривыми видны вполне отчетливо даже после всех кинематических обрезаний (рис. 2.24).

Таблица 2.6. Угловые распределения для пары лептонов в конечном состоянии, в зависимости от спина рожденного резонанса: $s = 2$ для G_{KK}^1 или $s = 1$ для Z' .

Процесс	Распределение
$q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z^0/Z' \rightarrow f\bar{f}$	$\frac{3}{8}(1 + \cos^2\theta^*)$
$q\bar{q} \rightarrow G_{KK}^1 f\bar{f}$	$\frac{5}{8}(1 - 3\cos^2\theta^* + 4\cos^4\theta^*)$
$gg \rightarrow G_{KK}^1 f\bar{f}$	$\frac{5}{8}(1 - \cos^4\theta^*)$

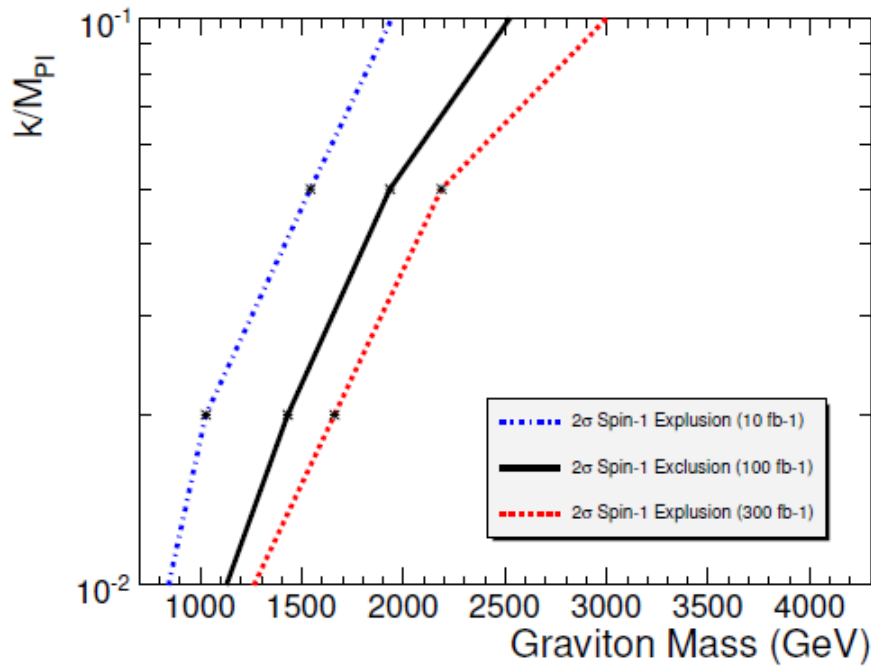


Рис. 2.24. Пределы разделимости сигналов от RS-гравитонов и Z' в зависимости от константы связи s из анализа угловых распределений конечных димюонов. Из работы [48].

Второй полезной непосредственно измеряемой величиной является асимметрия вылета лептонной пары в направлениях «вперед-назад», которая существует как для ДЯ СМ (она обусловлена (V-A)-структурой токов в СМ), так и для Z' и других возможных процессов с похожей структурой токов (допустим, рождение $Z_{KK} - KK$ -мод Z^0 в расширенных сценариях ADD-типа, см. [25, 26]). Это же относится к RS-гравитону.

Использование асимметрии вылета распадных частиц для разделения Z' из разных моделей не является новым предложением и активно обсуждалось в ряде работ, см., например, [111]. Мы проверили это предложение для конкретных условий ЛНС и показали чувствительность данной наблюдаемой к деталям изученных теоретических моделей.

Дифференциальное сечение процесса ДЯ по косинусу угла вылета распадного лептона, измеренного в системе покоя рожденного Z' , равно

$$\frac{d\sigma(f\bar{f} \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta^*} = \frac{1}{128\pi\hat{s}} [(|A_{LL}|^2 + |A_{RR}|^2) (1 + \cos\theta^*) + \quad (2.49) \\ + (|A_{LR}|^2 + |A_{RL}|^2) (1 - \cos\theta^*)].$$

Соответственно, сечение вылета лептона «вперед» (Forward) и «назад» (Backward) получаются интегрированием (2.49) по положительным и отрицательным значениям $\cos\theta^*$. Асимметрия «вперед-назад» равна, по определению:

$$A_{FB} \equiv \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} = \frac{3|A_{LL}|^2 + |A_{RR}|^2 - |A_{LR}|^2 - |A_{RL}|^2}{4|A_{LL}|^2 + |A_{RR}|^2 + |A_{LR}|^2 + |A_{RL}|^2}. \quad (2.50)$$

Элемент договоренности состоит в том, чтобы считать θ^* углом между выходящим отрицательным лептоном и кварком q в системе покоя лептонной пары. Подобное определение предполагает, что известно первоначальное направление кварка, но это условие не выполняется в случае кинематики pp экспериментов. Однако в работе [116] было показано, что можно выбрать направление кварка как направление оси одного из протонных пучков. Определенная таким образом асимметрия сохраняет возможность изучить спиновую структуру новых бозонов, рожденных в симметричных протонных пучках, и определить тип калибровочной модели. Одной из отличительных особенностей асимметрии A_{FB} является ее характерная зависимость от псевдобыстроты бозона для различных моделей Z' .

Примеры асимметрии для Z_{LR} и Z_χ представлены на рис. 2.25 (слева и справа, соответственно) в предположении, что масса бозонов равна $2.0/c^2$, а накопленная светимость составляет 100 фбн^{-1} . Предварительный комбинированный анализ электронных и мюонных распадов Z' показывает, что измерения асимметрии A_{FB} обеспечивают необходимую статистическую зна-

чимостью для разделения калибровочных бозонов, получаемых из различных моделей, до $M_{Z'} = 2.5$ ТэВ [50].

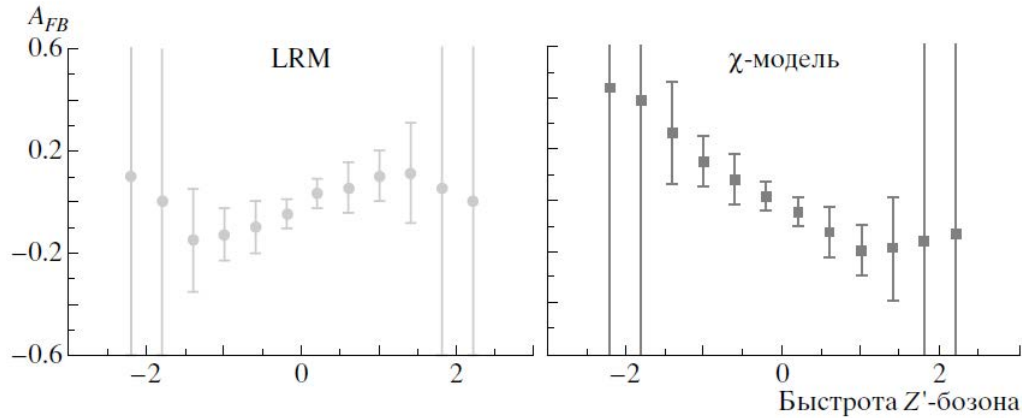


Рис. 2.25. Асимметрия «вперед–назад» вылета мюонов как функция быстроты Z' бозона для интегральной светимости 100 фбн^{-1} и $M_{Z'} = 2.0$ ТэВ для LRM и χ -модели. Для энергии ЛНС $\sqrt{s} = 14$ ТэВ. Из работ [50, 59].

Единственный недостаток асимметрии, как разделителя гипотез, заключается в выборе дилептонного канала (хотя в остальных пунктах анализа в Главах 1 и 2 это всегда было только плюсом). Вероятность распада по дилептонным каналам, как уже отмечалось выше, минимум на два порядка ниже, чем по двухструйным, поэтому набранная статистика с дилептонами всегда будет меньше (это можно сравнить с обсуждением в конце Главы 1, подраздел 1.5.1, где асимметрия двухструйных событий давала более сильные ограничения на M_S , чем любой другой метод, но и вероятность двухструйных конечных состояний значительно выше). Здесь в игру вступает самый неустранимый источник погрешностей при оценках — бедность статистики и связанные с ней огромные статистические погрешности. Фактически, асимметрия будет очень полезной характеристикой в период работы ЛНС с высокой светимостью (режим запланирован после 2022–2023 гг., набранная светимость до 3000 фбн^{-1}). Вот тогда асимметрия действительно послужит как чувствительный инструмент разделения гипотез по новым резонансам, если таковые будут обнаружены, или как точный метод изучения процесса ДЯ СМ и установления непрямых пределов на новую физику.

По данным первого цикла работы ЛНС недавно вышла работа [117], выполненная с доминирующим участием нашей дубненской группы. В ней изучалась описанная выше асимметрия в объединенном дилептонном канале —

для димюонов и диэлектронов в конечном состоянии. Было показано, что для энергии ускорителя 8 ТэВ и набранной светимости 20 фбн^{-1} асимметрия A_{FB} , изученная в диапазоне инвариантных масс дилептонов до 2 ТэВ, совпадает с предсказаниями СМ и не дает указаний на наличие новой физики. Хотя, как говорилось выше, статистическая необеспеченность для данного канала пока не позволяет ставить пределы на новую физику, сопоставимые с прямым поиском резонансов в дилептонном канале (ср. это с ситуацией для двухструйного анализа и пределами на ADD-гравитоны, описанными в подразделе 1.5.1 Главы 1).

2.3 Результаты первого цикла работы LHC по поиску RS-гравитонов и Z'

Результаты коллаборации CMS по поиску нейтральных тяжелых резонансов за период 2010–2012 гг. приведены в работе [54], которая уже цитировалась в Главе 1. Для сравнения с реальными данными с ускорителя перед стартом было проделано повторное массовое моделирование, использующее появившиеся за время, прошедшее после РТDR, компьютерное обеспечение и улучшенные генераторы событий, которые отменили ручную работу и автоматизировали многие вычисления. Из существенных пунктов — по сравнению со сделанным ранее, для сравнения с данными в матричных элементах для RS-гравитонов (Z') была учтена полная интерференция $\gamma/Z^0/G_{KK}(Z')$, плюс были использованы более актуальные наборы ФПР, подправленные на данных с LHC (для финального анализа, вышедшего в 2014 г., уже после окончания первого цикла).

Полученные коллаборацией CMS пределы для RS-гравитонов представлены на рис. 2.26, а для Z' — на рис. 2.27. На рис. 2.26 показаны комбинированные пределы по сумме двух лептонных каналов — электронного и мюонного. Среднее ожидаемое значение для предсказания СМ показано пунктиром, реально полученный из данных верхний предел сечения ДЯ, нормированный на сечение для Z^0 для сокращения систематических погрешностей (сечение получено с достоверной вероятностью 95%) — сплошной черной линией, зеленым и желтым закрашены области в одно и два стандартных отклонения.

Видно, что во всех случаях полученное сечение находится в коридоре 2σ для предсказаний СМ и нет никаких указаний на сигналы новой физики. Кривые теоретических предсказаний для сигнала (результат описанного в главе моделирования) даны для разных значений константы связи c . Области, лежащие левее пересечения кривых предсказаний для RS-гравитонов и полученного сечения ДЯ, считаются закрытыми. Таким образом, CMS по результатам первого цикла работы LHC установила пределы на минимально допустимую массу первой КК-моды RS-гравитона. Она равна, соответственно, 2.26, 2.12, 1.13 ТэВ для случаев $c = 0.1, 0.05, 0.01$. [54].

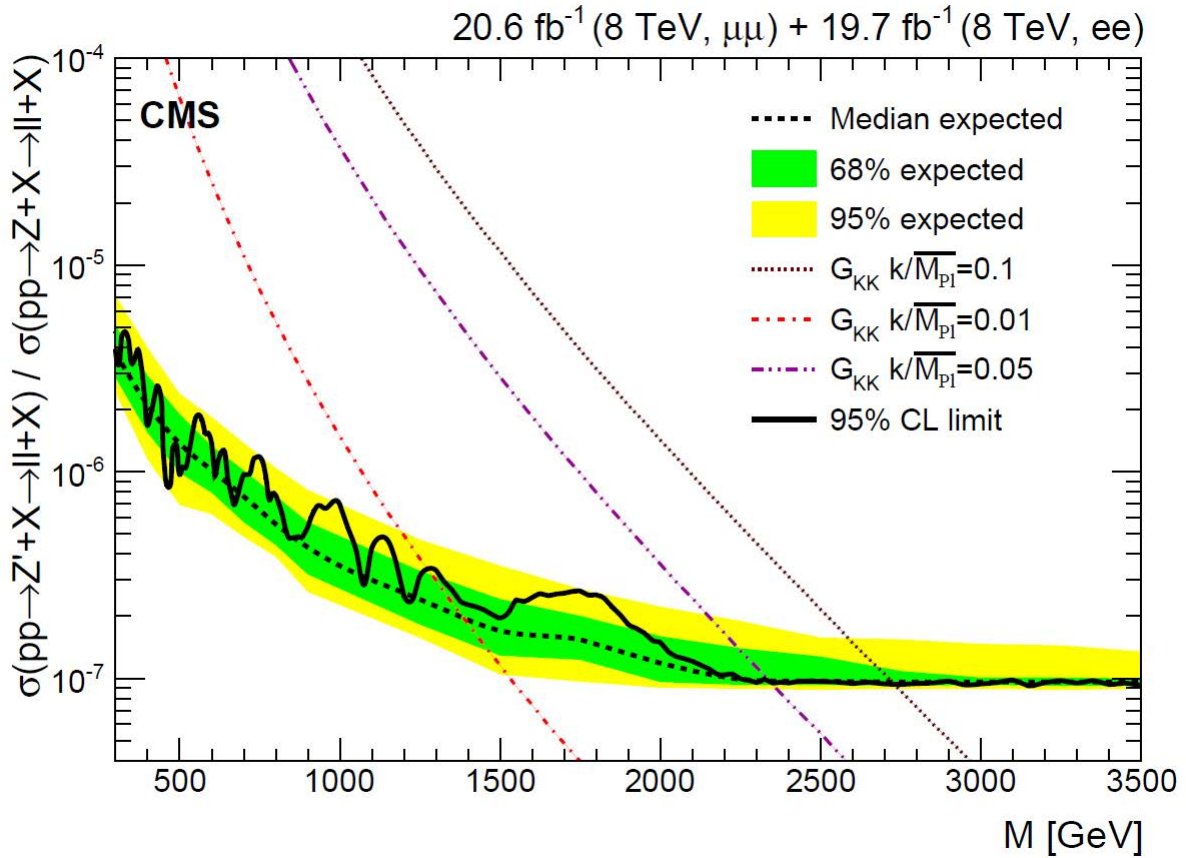


Рис. 2.26. Пределы на массу первого RS-резонанса в комбинированном канале $e^+e^- + \mu^+\mu^-$, энергия LHC 8 ТэВ, набранная светимость 20 фбн⁻¹. Из работы [54].

Для Z' график трактуется аналогично, с теоретической стороны даны предсказания только для двух вариантов — Z_{SSM} (строго говоря, это — не полноценный сценарий нового калибровочного бозона, а «опорная точка» для скейлинга в других моделях, при известных значениях константы связи) и для Z_ψ . Полученные пределы, соответственно, 2.90 (2.57) ТэВ для Z_{SSM}

и Z_ψ . Предел для Z_{SSM} является максимальным, любые другие сценарии с константами связи Z' с материей, отличающимися от СМ, будут давать меньшие предсказания для сечений (см. рис. 2.22), трансформирующиеся в более низкие пределы. Еще и поэтому «игрушечный» сценарий ССМ считается опорной точкой для перевода полученных пределов на другие модели.

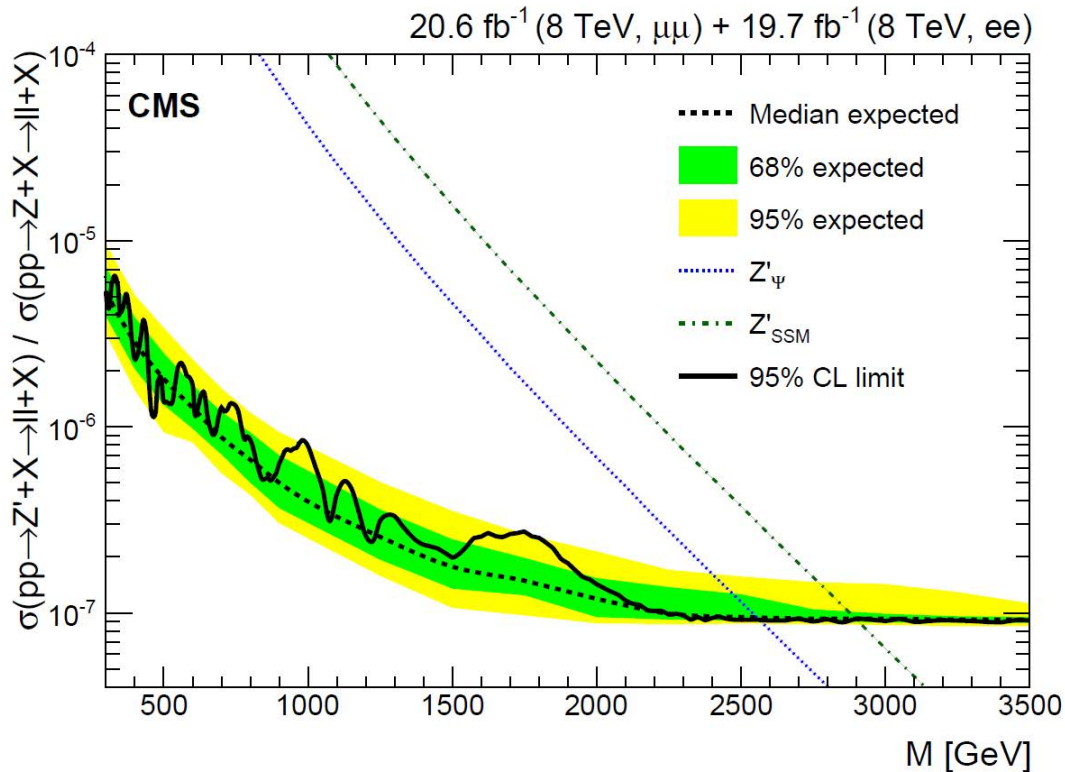


Рис. 2.27. Пределы на массу Z' , в комбинированном канале $e^+e^- + \mu^+\mu^-$, энергия LHC 8 ТэВ, набранная светимость 20 фбн⁻¹. Из работы [54]

Можно отметить также, что реально установленные пределы на массы новых резонансов, указанные выше, очень хорошо совпадают с предсказаниями по наблюдаемости RS-гравитонов и Z' , сделанными в подразделах 2.2.1 и 2.2.2 (ср. данные этого раздела с цифрами в PTDR, полученными, скажем, для набранной светимости 10 фбн⁻¹). К сожалению, и в этом случае (как и в Главе 1) не приходится говорить об указаниях на сигналы новой физики.

Коллаборация ATLAS по данным первого цикла работы LHC установила очень похожие пределы на массы новых резонансов для моделей RS-гравитонов и Z' [118]. Для объединенного канала $e^+e^- + \mu^+\mu^-$, энергии ускорителя LHC 8 ТэВ и полной набранной светимости 20.3 фбн⁻¹ у них

получились пределы на $Z'_{SSM} - 2.9$ ТэВ, $Z'_{\psi} - 2.46$ ТэВ, на RS-гравитоны, в зависимости от значения константы связи, $- 1.25$ (2.67) ТэВ для $c = 0.01$ (0.1).

2.4 Заключение к Главе 2

Глава 2 посвящена изучению двух альтернативных процессов, дающих похожие сигналы новой физики на ускорителе LHC: обмену RS-гравитонами из сценария гравитации с ненулевой кривизной в полном многомерном пространстве и обмену Z' , возникающих в моделях с расширенным калибровочным сектором при разных схемах нарушения большой калибровочной группы $SO(10)$ или E_6 . В обоих случаях было вычислено сечение процесса обмена виртуальными частицами (в случае RS-гравитонов для этого использовались методы эффективной теории поля), подготовлены и протестированы компьютерные коды и осуществлено массовое моделирование сигнала, с целью установления пределов по наблюдаемости таких процессов для разных режимов работы LHC. Были получены предсказания на максимально достижимые значения масс новых тяжелых резонансов в зависимости от констант связи и набранной светимости ускорителя. Также были изучены возможности разделения сигналов резонансного типа для этих двух моделей, с использованием угловых распределений продуктов распада и асимметрии вылета конечных лептонов «вперед-назад». Были получены максимальные пределы на разделимость резонансов в зависимости от их массы и режима работы LHC.

Основные результаты Главы 2, выносимые на защиту:

- Вычисление сечения процесса четырехфермионного взаимодействия 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.
- Вычисление сечений процессов ДЯ-типа с учетом вкладов от 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 ЛНС; оценка возможности разделения резонансов разного типа с помощью анализа угловых распределений и асимметрии продуктов распада.

Глава 3. Микроскопические многомерные черные дыры и альтернативные объекты

Представленные в этой главе результаты основаны на 7 публикациях [41, 55, 56, 57, 58, 61, 62], из которых [41, 57, 58, 61, 62] опубликованы автором самостоятельно, а [55, 56] – автором в составе группы по поиску сигналов от черных дыр и альтернативных объектов, входящей в исследовательскую группу «Экзотика» коллаборации CMS.

3.1 Многомерное решение Керра–Ньюмена, рождение ЧД

Снова рассмотрим многомерное пространство (для простоты плоское), с полным число измерений D ($d \equiv 3 + n \equiv D - 1$ – число пространственных измерений, n – число дополнительных компактных пространственных измерений). Фундаментальный масштаб M_D полагаем не очень большим, порядка ТэВ, и достижимым на ускорителе LHC.

Для двух сталкивающихся партонов с энергией в с.ц.м. $E_{cm} \equiv \sqrt{\hat{s}}$ (энергия жесткого процесса) по гипотезе Торна [33] возможно формирование микроскопической ЧД, если прицельный параметр b в процессе меньше диаметра горизонта D -мерной ЧД массы $M = E_{cm}$:

$$b < 2r_h(n, M, J), \quad (3.51)$$

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,

$J = bE_{cm}/2$). Забегая вперед, отметим, что получающийся в таком предположении момент ЧД будет порядка

$$J \sim R_S M_{BH} \sim \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{\frac{n+2}{n+1}}, \quad (3.52)$$

что для ЧД с массой порядка фундаментального порога M_D дает численное значение углового момента порядка единицы. Несмотря на свою малость, оно все же близко к максимально возможному значению для ЧД малой массы.

Простейшая оценка вероятности такого процесса, не учитывающая специфику формирования горизонта и связанные с этим потери, дает для сечения геометрическую величину — «черный диск» площадью $\pi(r_h)^2$. Константы взаимодействия меньше единицы отсутствуют в этом выражении, поэтому сечение ничем не подавлено и умеренно растет с повышением энергии (точное выражение для r_h будет получено ниже). Упомянутые во Введении сверхоптимистичные оценки для рождения ЧД с определенными параметрами (рождение чуть ли не с частотой 1 Гц для энергий выше ТэВ) были связаны именно с этим геометрическим сечением. Значение гравитационного радиуса должно быть найдено из соответствующих уравнений для многомерной метрики ЧД.

В плоском многомерном пространстве размерностью $(d + 1)$ существует аналог решения Керра–Ньюмена, которое в координатах Бойера–Линдквиста для вращающейся незаряженной ЧД с угловым моментом J выглядит как [29]:

$$\begin{aligned} ds^2 = & \left(1 - \frac{\mu r^{1-n}}{\Sigma(r, \theta)} \right) dt^2 - \sin^2 \theta \left(r^2 + a^2 \left(+ \sin^2 \theta \frac{\mu r^{1-n}}{\Sigma(r, \theta)} \right) \right) d\phi^2 \\ & + 2a \sin^2 \theta \frac{\mu r^{1-n}}{\Sigma(r, \theta)} dt d\phi - \frac{\Sigma(r, \theta)}{\Delta} dr^2 \\ & - \Sigma(r, \theta) d\theta^2 - r^2 \cos^2 \theta d^n \Omega. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Это выражение весьма похоже на аналогичное четырехмерное решение, с поправкой на другие размерные соотношения из-за наличия ДИ. Параметр

μ связан с массой ЧД и далее, в полной аналогии с 4D решением,

$$\Sigma = r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \quad (3.54)$$

$$\Delta = r^2 + a^2 - \mu r^{1-n}. \quad (3.55)$$

Масса ЧД дается выражением:

$$M = \frac{(n+2)A_{n+2}}{16\pi G_D} \mu, \quad (3.56)$$

а угловой момент

$$J = \frac{2Ma}{n+2}. \quad (3.57)$$

Здесь площадь поверхности $(n+2)$ -сферы единичного радиуса

$$A_{n+2} = \frac{2\pi^{(n+3)/2}}{\Gamma((n+3)/2)}, \quad (3.58)$$

а многомерная гравитационная постоянная G_D :

$$G_D = \frac{(2\pi)^{n-1}}{4M_D^{d+2}}. \quad (3.59)$$

Тут нужно отметить, что определение M_D не является единственным, с чем мы уже сталкивались в Главе 1 при обсуждении разных параметризаций амплитуды для виртуального обмена КК-гравитонами. Различные выборы для многомерной редуцированной массы Планка M_D будут отличаться только численными множителями, и с точки зрения вычислений абсолютно неважно, какой постоянный множитель стоит перед интегралом действия для многомерной гравитации. Однако это обстоятельство приобретает значение в приложении к поиску микроскопических ЧД на ускорителе, в условиях ограниченности максимальной достижимой энергии. В работах по феноменологии многомерных моделей существует несколько выборов для величины фундаментального масштаба — по числу работ, считающихся начальными по теме, и в соответствии с выбором их авторами вида редуцированной гравитационной постоянной, см., например, [15] (GRW), [31] (GT) и [34] (DL). Для трех указанных работ

$$M_P^{D-2} = \frac{(2\pi)^{D-4}}{4\pi G_D} \quad [31],$$

$$M_D^{D-2} = \frac{(2\pi)^{D-4}}{8\pi G_D} \quad [15],$$

$$M^{D-2} = \frac{1}{G_D} \quad [34],$$

так что $M_P^{D-2} = 2^{D-6} \pi^{D-5} M^{D-2}$. Это дает, в частности, $M_P = 1.3M$ для $D = 6$ и $M_P = 2.9M$ для $D = 10$. Разница в три раза дает существенный эффект при получении оценок на пределы достижимости по массе ЧД, а также при заключениях о возможности/невозможности формирования классической ЧД (см. аргументы о величине энтропии в параграфе 3.4 ниже).

Возвращаясь к формированию ЧД, дальнейшие действия осуществляются в полной аналогии с 4D случаем. Горизонт исчезает при $\Delta = 0$. Отсюда можно получить выражение для радиуса ЧД:

$$r_h^{(n)} = \left[\frac{\mu}{1 + (a/r_h^{(n)})^2} \right]^{\frac{1}{n+1}} = \frac{r_s^{(n)}}{\left[1 + (a/r_h^{(n)})^2 \right]^{\frac{1}{n+1}}}. \quad (3.60)$$

Здесь

$$r_S^{(n)} \equiv \mu^{1/(n+1)} \quad (3.61)$$

определяет шварцшильдовский радиус D -мерной ЧД.

Уравнение (3.61) можно переписать в виде (здесь $\sqrt{\hat{s}} = M_{BH}$):

$$r_S^{(n)}(\sqrt{\hat{s}}, n, M_D) = f(n) M_D^{-1} [\sqrt{\hat{s}}/M_D]^{1/(n+1)}, \quad (3.62)$$

где

$$f(n) \equiv \left[2^n \pi^{(n-3)/2} \frac{\Gamma[(n+3)/2]}{n+2} \right]^{1/(n+1)}. \quad (3.63)$$

В таком виде выражение для r_S будет часто возникать в дальнейшем. Таким образом, геометрическое сечение для ЧД в предположении, что вся начальная энергия E_{cm} оказалась под горизонтом, дается выражением:

$$\sigma_{BH} = \pi r_S^2 \quad (3.64)$$

Весь подход к ЧД как многомерному объекту верен при условии, что ее шварцшильдовский радиус много меньше размеров ДИ: $r_S \ll R$. Тогда микроскопическая ЧД полностью находится в ДИ, и описание корректно. Рожденная ЧД предполагается прикрепленной к нашей бране, однако натяжение браны предполагается значительно меньшим, чем масса M_{BH} , что позволяет пренебречь им в вычислениях. Полагая в (3.62) $M_D \sim 1$ ТэВ, получим разумно большие радиусы ЧД, по сравнению с четырехмерной ЧД такой же массы. Например, для $M_D = 1$ ТэВ и $M_{BH} = 5$ ТэВ (традиционное соотношение $M_D/M_{BH} = 5$, которое обычно трактуется как условие применимости классического подхода, см. параграф 3.4), получаются значения $r_S = 4.06, 2.63, 1.99 \times 10^{-4}$ фм, соответственно, для $n = 1, 2, 6$. Таким образом, микроскопические многомерные ЧД формируются, если частицы оказываются внутри области с размерами порядка 10^{-4} фм, т.е. на расстоянии, которое вполне достижимо на ЛНС. Если сравнить это с аналогичными условиями для 4D ЧД ($M_D \simeq M_{Pl} = 10^{19}$ ГэВ, масса по-прежнему $M_{BH} = 5$ ТэВ), то получается шварцшильдовский радиус $r_S = 1.3 \times 10^{-50}$ м или 1.3×10^{-35} фм. Таким образом, за счет более сильной гравитации в моделях с ДИ многомерные ЧД значительно больше своих четырехмерных аналогов.

Также можно показать, что они имеют меньшую температуру хокинговского излучения, более низкий его темп и, как следствие, большее время жизни, по сравнению с четырехмерной ЧД такой же массы. Температура Хокинга для ЧД дается выражением [29]:

$$T_H = \frac{n+1}{4\pi r_S}. \quad (3.65)$$

Для рассмотренного выше случая ЧД с $M_D/M_{BH} = 5$ отсюда получаются значения температуры Хокинга в диапазоне от десятков до сотен ГэВ: $T_H = 77, 179, 553$ ГэВ для $n = 1, 2, 6$. ЧД излучает как на брану, так и в объем ДИ, испуская обычные частицы СМ или гравитоны (и другие поля, которые могут распространяться в полном многомерном объеме в расширенных сценариях с ДИ). Излучение имеет характер теплового спектра абсолютно черного тела, поправленного так называемыми «серотельными» множителями, или grey body factors (GBF), учитывающими не универсальный характер излучения для частиц со спином 0, 1/2, 1, 2 (см., например,

[131, 134, 135, 136, 137]). Пик излучения для каждой частицы расположен при энергиях, совпадающих с T_H . Снова отметим, что эта величина порядка сотен ГэВ вполне достижима на современных ускорителях.

Время жизни ЧД получается из закона Стефана–Больцмана для теплового излучения с помощью простых прикидок по порядку величины. С учетом аргументированного предположения [127], что ЧД излучает преимущественно на брану, даже в многомерном случае применим обычный канонический трехмерный закон $p = \sigma T_H^4$ для мощности хокинговского излучения на единицу площади поверхности горизонта событий (T_H — температура ЧД). Эффективная площадь излучения ЧД равна поверхности трехмерной сферы с радиусом r_S , а постоянная Стефана–Больцмана в естественных единицах $\sigma \sim 60/\pi \sim 10$, опущенные численные множители порядка единицы, так что для полной мощности, рассеянной ЧД, получаем следующее выражение: $P \sim R_S^2 T_H^4 \sim r_S^{-2}$. Время жизни ЧД с массой M_{BH} оценивается как $\tau \sim M_{BH}/P \sim M_{BH} r_S^2$, или, используя выражения для шварцшильдовского радиуса,

$$\tau \sim \frac{1}{M_D} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{\frac{n+3}{n+1}}. \quad (3.66)$$

Таким образом, типичные времена жизни ЧД составляют $10^{-26} \div 10^{-27}$ с. ЧД с массами порядка нескольких ТэВ и выше могут иметь ширины порядка 100 ГэВ.

3.2 Потери энергии в процессе формирования ЧД

Если считать, что вся первичная энергия взаимодействия $M_{BH}(z) = \sqrt{\hat{s}}$ и весь угловой момент пары начальных частиц удерживается под горизонтом и партонное сечение рождения ЧД определяется «черным диском» (3.64), то для процесса рождения ЧД, например, в pp -соударениях (для случая ЛНС) дифференциальное сечение в лидирующем приближении можно записать как свертку партонных плотностей частиц–участников жесткого процесса с элементарным геометрическим сечением [34]:

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow BH + X)}{dM_{BH}} = \frac{dL}{dM_{BH}} \hat{\sigma}(ij \rightarrow BH)|_{\hat{s}=M_{BH}^2}, \quad (3.67)$$

где «дифференциальная светимость» есть

$$\frac{dL}{dM_{BH}} = \frac{2M_{BH}}{s} \sum_{i,j} \int_{M_{BH}^2/s}^1 \frac{dx_i}{x_i} f_i(x) f_j \left(\frac{M_{BH}^2}{sx_i} \right). \quad (3.68)$$

Здесь \sqrt{s} — энергия сталкивающихся протонов в с.ц.м., $\hat{s} = x_i x_j s$, $x_{i,j}$ — доли энергии столкновения, уносимые партонами i и j , сумма берется по всем типам начальных партонов.

Именно этим сечением оперировали первые работы по рождению ЧД на ускорителях [31, 34], получая очень высокие оценки на наблюдаемость эффекта. Однако несколькими года позже было показано, что учет существенной нелинейности, присущей процессу формирования горизонта, заметно меняет эти простые оценки.

Прежде всего, гипотеза Торна [33] об условиях формирования ЧД в столкновениях элементарных частиц имела интуитивный характер и оперировала классическим подходом к гравитации. В работе [120] было уже точно показано, что при описании двух ультрарелятивистских частиц как двух гравитационных шоковых волн (шварцшильдовских ЧД, имеющих каждая фиксированную энергию и сближающихся со скоростью света) в подходе Айкельбурга–Сексла [121] и при изучении процесса столкновения этих двух волн действительно образуется замкнутая ловушечная поверхность в области взаимодействия (trapped surface в англоязычной литературе), удерживающая массу внутри, и что горизонт ЧД образуется в области малой кривизны, допуская квазиклассическую трактовку процесса (хотя впервые эти идеи возникли в работах И.Я. Арефьевой с соавторами [122] несколькими годами раньше). Можно отметить, что эта работа, показав применимость квазиклассического подхода, помимо прочего, опровергла аргументы [123], связанные с классическим запретом на рождение ЧД и квантовым туннелированием с соответствующим подавлением процесса (впрочем, автор и сам опроверг свои собственные результаты). Потом в цикле работ [36, 37] этот метод был детально развит, были изучены детали формирования горизонта (горизонта событий для рассматриваемой области) и получено выражение для максимального прицельного параметра b_{max} , для которого еще происходит формирование ЧД. В зависимости от числа ДИ n он оказался как меньше, так и больше r_S . Значение \hat{b}_{max} , полученное в аналитическом виде

в [37], есть:

$$b_{max}(\sqrt{\hat{s}}, n) = 2 \frac{r_S^{(n)}(\sqrt{\hat{s}})}{\left[1 + \left(\frac{n+2}{2}\right)^2\right]^{\frac{1}{n+1}}} \quad (3.69)$$

или, с учетом (3.63), $b_{max} = \sqrt{F(n)} r_s(\sqrt{\hat{s}}, n, M_D)$.

Результат показан на рис. (3.28, левый), где b_{max} аппроксимируется выражением:

$$\hat{b}_{max} \simeq 1.5 \frac{r_h(2\mu)}{2^{n+1}}. \quad (3.70)$$

Соответственно, для квазиклассического сечения (3.64) условие (3.51) трансформируется в условие

$$b < b_{max} \equiv 2r_h^{(n)}(E_{cm}, b_{max}E_{cm}/2), \quad (3.71)$$

а это, для случая больших n , дает увеличение сечения на 40–70 %.

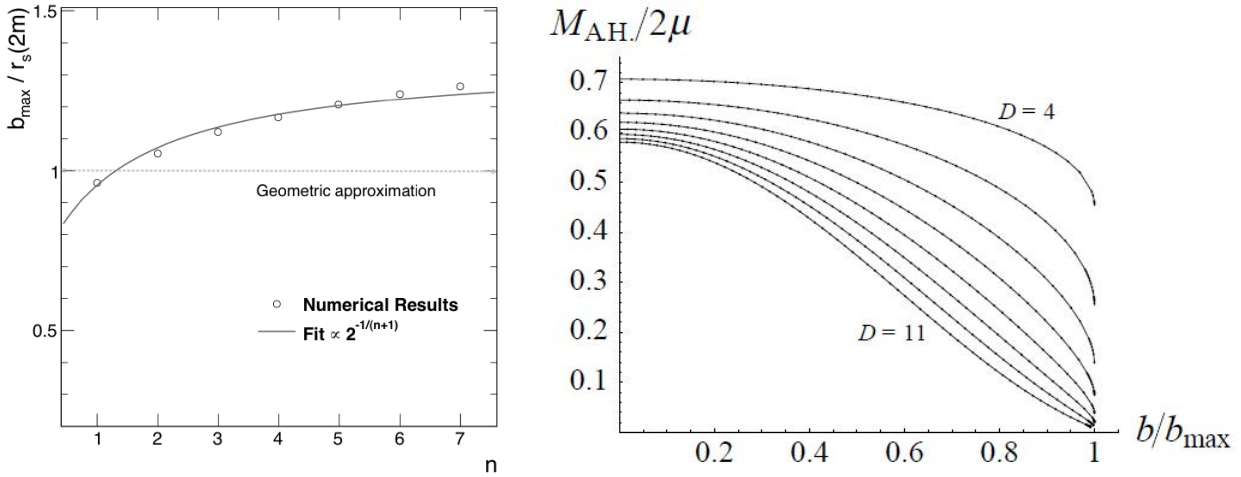


Рис. 3.28. (слева) Отношение максимального прицельного параметра, допускающего образование горизонта, к шварцшильдовскому радиусу, определяемому формулой (3.62). (справа) Отношение массы под горизонтом событий области взаимодействия к массовому параметру, стоящему в определении r_S . Из работы [37].

С другой стороны, оказалось, что далеко не вся первоначальная энергия столкновения (и угловой момент) захватываются под формируемый горизонт. Масса, оставшаяся под горизонтом после завершения сложного и нелинейного процесса его формирования, получается значительно меньше предполагавшейся в простых соотношениях выше, см. рис. (3.28, правый). Соответственно, оценки на получаемую массу ЧД (для той же стартовой

энергии столкновений) получаются куда более пессимистичными. Таким образом, процессу формирования ЧД оказалась присуща сильная неупругость, которую необходимо учитывать в вычислении сечений. В дальнейших оценках «недополученной» массы ЧД мы будем ссылаться на этот эффект как на учет потерь по механизму Йошино–Рычкова.

Введем «коэффициент неупругости» $y(z)$, являющийся функцией $z \equiv b/b_{max}$. Тогда M_{BH} , оцениваемая с учетом потерь Йошино–Рычкова, должна записываться как

$$M_{BH}(z) = y(z)\sqrt{\hat{s}} \quad (3.72)$$

Из-за неупругости возникает модификация сечений, по сравнению с (3.67), которая привносится зависимостью нижнего предела интегрирования по долям импульсов от прицельного параметра. Для рождения ЧД массы M_{BH} требуется, чтобы $\hat{s} = M_{BH}^2/y^2(z)$, что и определяет нижний предел интегрирования, с учетом условия $M_{BH}^{\min} = x_{min}M_D$ [36]. Таким образом, возникает сумма «взвешенных» по прицельному параметру элементарных партонных сечений с долями импульса x в ФПР, имеющими нижний предел $x = x_{min}^2 M_D^2/[y^2(z) s]$. Тогда сечение $pp \rightarrow BH$ записывается как:

$$\begin{aligned} \sigma^{pp}(\sqrt{\hat{s}}, x_{min}, n, M_D) \equiv & \int_0^1 2z dz \int_{\frac{(x_{min}M_D^2)}{y^2 s}}^1 du \int_u^1 \frac{d\nu}{\nu} f(n) \times \\ & \pi r_s^2(u\sqrt{\hat{s}}, n, M_D) \sum_{i,j} f_i(\nu, Q^2) f_j(u/\nu, Q^2). \end{aligned} \quad (3.73)$$

Важный введенный параметр x_{min} определяется условием применимости квазиклассического описания к процессу рождения ЧД (см. также параграф 3.4). Выбор Q^2 для ФПР, как обычно, связан с характерной шкалой изучаемого процесса и для рождения ЧД может быть M_{BH}^2 . Хотя возможны и другие разумно выглядящие варианты, например, $Q^2 = 1/R_S^2$, с привязкой к характерному расстоянию для процесса. На самом деле, сечения для ЧД, задаваемые в виде (3.73), слабо зависят от выбора вариантов для масштаба.

Существуют также аргументы [125], что сечение рождения классических ЧД с возрастающей массой может быть подавлено значительно сильнее, чем дается просто падением ФПР. Аргументы связаны с введением в рассмотрение некоторого промежуточного КХД состояния, которое формируется вна-

чале в жестом процессе, задавая согласованный выбор масштаба Q^2 , а уже потом из этого «законного» для формализма партонных сечений и факторизации объекта получается ЧД. Одним из авторов этой идеи [125] были выполнены прикидочные оценки сечений рождения ЧД, которые получились подавленными на несколько порядков относительно даваемых геометрическим сечением (даже подправленным излучением Йошино–Рычкова). Если руководствоваться этими аргументами, установленные в параграфе 3.8 ниже пределы по наблюдаемости оказываются слишком оптимистичными, а в реальности пространство параметров после всего первого цикла работы ускорителя оказывается незакрытым экспериментальными данными для значительно меньших масс M_{BH}^{min} , порядка 2–3ТэВ.

3.2.1 Вычисление сечений процессов рождения ЧД для энергии 14 ТэВ

Для условий ЛНС нами были получены сечения для процессов рождения ЧД и других объектов (см. ниже), посчитанные с учётом потерь Йошино–Рычкова и без их учета. Сечения вычислялись по формулам (3.67) и (3.73) для набора ФПП MSTW2008lo68cl [76]. Распределения этих функций (центральные значения) по переменной Бьёркена x для различных Q^2 и вычисленная с ними «партонная светимость» в зависимости от минимальной массы ЧД показаны на рис. 3.29 и 3.30.

Хотя сечение рождения ЧД на партонном уровне не подавлено никакими множителями, партонные плотности быстро падают с ростом переданного импульса. Поэтому дифференциальное сечение процесса с рождением ЧД тоже падает, снижая в условиях ограниченной достижимой энергии ускорителя вероятность рождения более массивных ЧД на несколько порядков. Это падение лишь отчасти компенсируется гораздо более слабым ростом элементарного геометрического сечения. Эта, общая для любой физики тяжелых масс на ускорителе, ситуация демонстрирует, что важнейшим параметром для дальнейшего продвижения анализа и расширения области покрытия в пространстве модельных параметров является рост энергии столкновений протонов.

На рис. 3.31 и 3.32 приведены результаты вычислений сечений рожде-

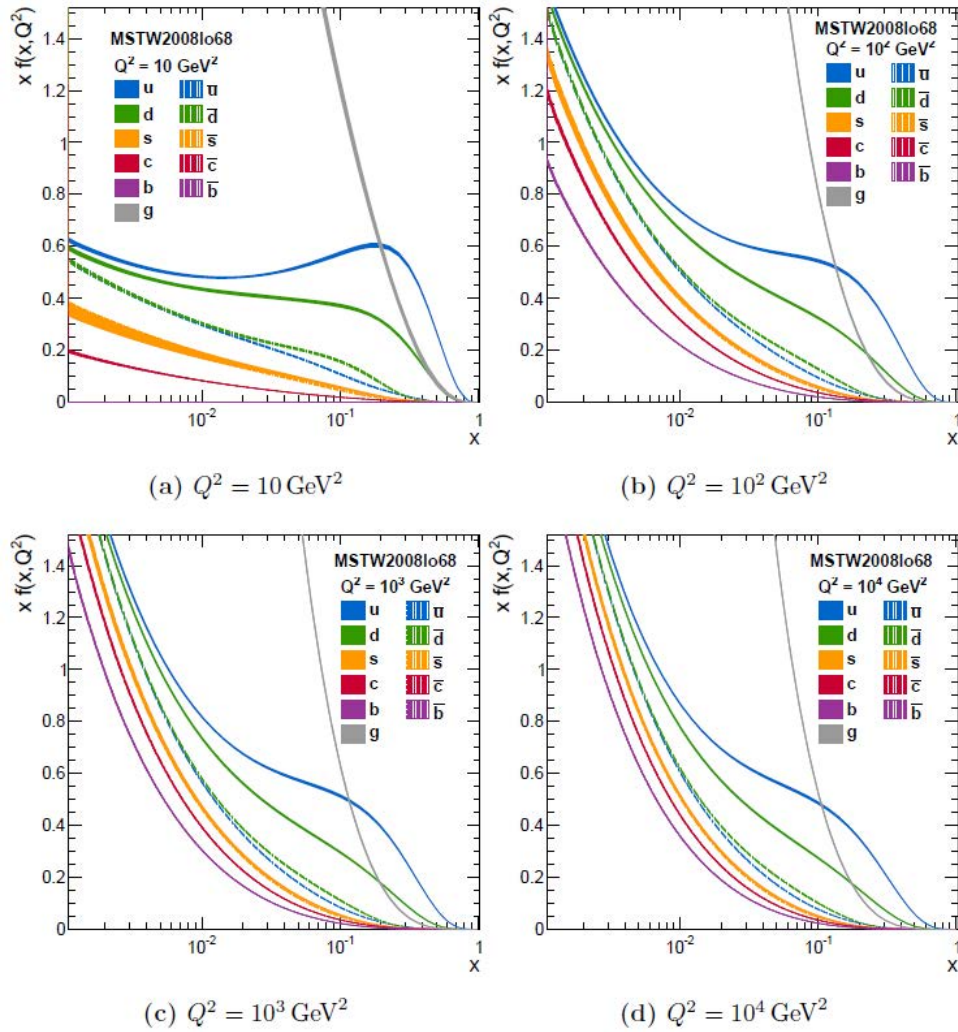


Рис. 3.29. Наборы партоновых плотностей MSTW2008lo68cl.

ния квазиклассических ЧД, квантовых ЧД и струнных шаров (см. ниже) в различных сценариях, в зависимости от числа дополнительных измерений n (для экономии места показаны только два предельных случая, $n = 2$ и $n = 6$). Кривые разного цвета соответствуют разным значениям M_D , нижняя кривая отвечает максимальному (для рассмотрения на ЛНС в режиме с энергией 8 ТэВ) значению $M_D = 7$ ТэВ и минимальным сечениям. В обозначениях на графиках (ВН2 и т.д.) зашифрованы различные сценарии ЧД (компьютерная реализация сценариев для анализа осуществлялась с помощью генераторов событий `SHARYBDIS2` и `BLACKMAX`, см. подраздел 3.8.1), в частности, на рис. 3.31 показаны сечения для шварцшильдовских и керровских ЧД с потерями и без (ВН2,4,6), а также квантовых ЧД (ВН8), струнных шаров (ВН9) и сценария с ЧД, формирующей в конечной планковской ста-

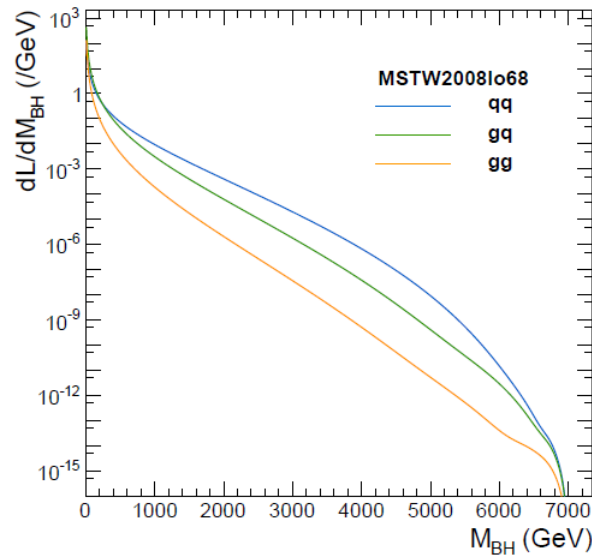


Рис. 3.30. «Дифференциальная светимость» в канале рождения ЧД с заданными массами для набора MSTW2008lo68cl.

дии ненаблюдаемый стабильный остаток (BH10). Слева расположены рисунки для числа ДИ $n = 2$, справа — для $n = 6$. Верхний ряд рисунков отвечает варианту расчета без потерь, нижний ряд — с потерями. Аналогично на рис. 3.32. Видно, что учет потерь приводит к падению сечений от 10 раз до двух с половиной порядков, в зависимости от сценария. Разумеется, это трансформируется в заметное понижение устанавливаемых в дальнейшем пределов на наблюдаемость таких процессов (от 700 ГэВ до 2–3 ТэВ для массы ЧД M_{BH}^{min}).

С увеличением числа дополнительных измерений n процессы с рождением ЧД становятся более вероятными, зависимость сечений от n продемонстрирована на рис. 3.33.

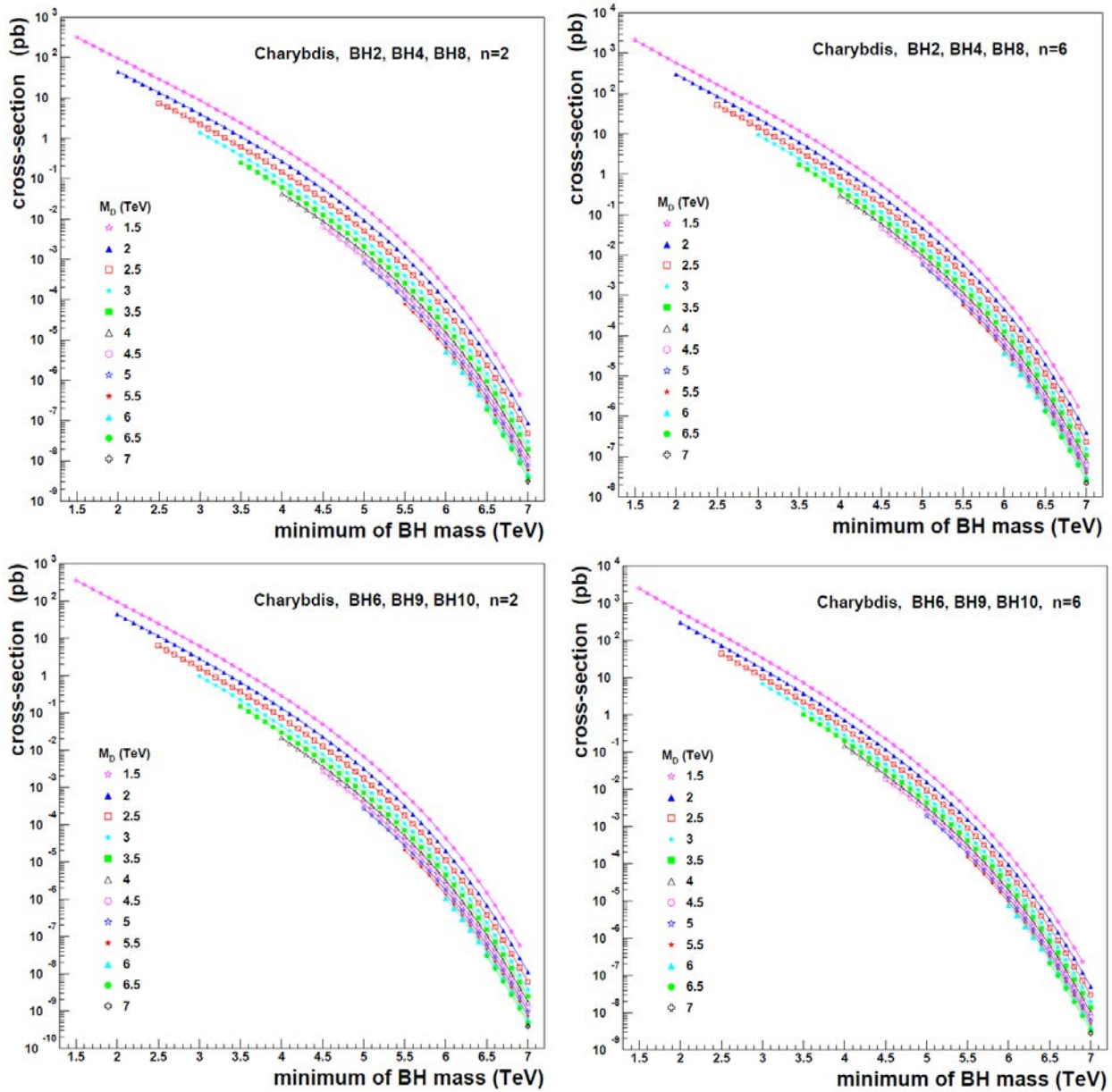


Рис. 3.31. Сечения рождения ЧД для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в зависимости от минимальной массы M_{BH}^{min} для различных значений фундаментального масштаба Планка M_D и числа дополнительных измерений $n = 2$ и $n = 6$. Верхний ряд графиков получен без учета потерь, нижний – с вычислением потерь по механизму Йошино–Рычкова. Из работы [56].

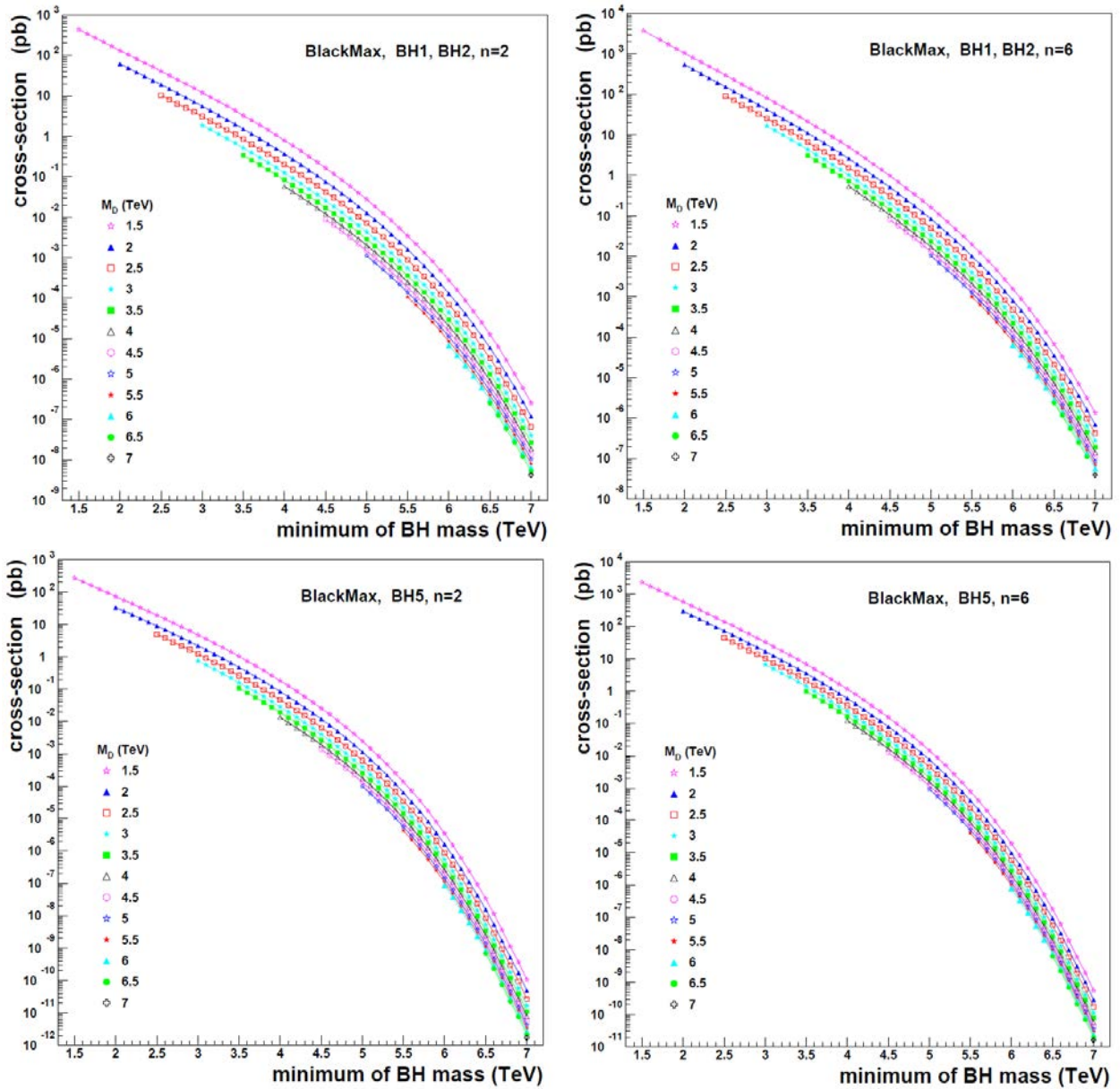


Рис. 3.32. Сечения рождения ЧД для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в зависимости от минимальной массы M_{BH}^{min} для различных значений фундаментального масштаба Планка M_D и числа дополнительных измерений $n = 2$ и $n = 6$. Верхний ряд графиков получен без учета потерь, нижний — с вычислением потерь по механизму Йошино–Рычкова. Из работы [56].

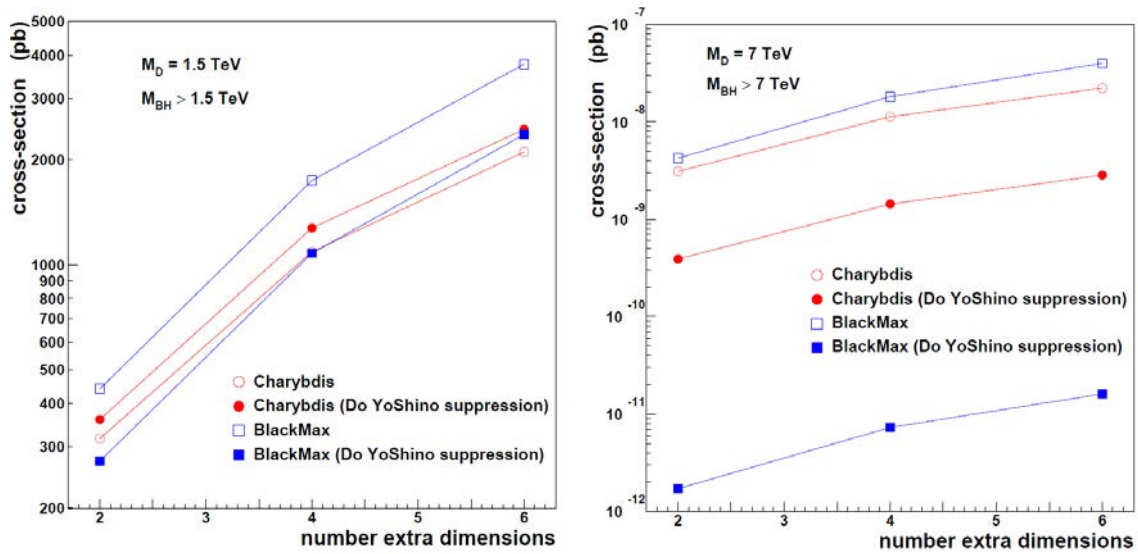


Рис. 3.33. Сечения рождения ЧД для $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ в зависимости от числа дополнительных измерений n с учетом потерь по механизму Йошино-Рычкова и без учета, Рассмотрен сценарий шварцшильдовской ЧД, реализованный с помощью генераторов BLACKMAX и CHARYBDIS2. Из работы [56].

3.3 Излучение в ходе эволюции ЧД, отличия для разных спинов и «потерянная» энергия

После формирования ЧД проходит стадии эволюции — две фазы излучения (замедления вращения путем сбрасывания углового момента — spindown, и излучения стационарной ЧД) и финальную планковскую фазу. После фазы spindown за счет классического излучения керровская ЧД становится стационарной (шварцшильдовской) ЧД и классически стабильной, далее происходит испарение по квантовому механизму Хокинга [126]. Грубая схема дает универсальный характер излучения ЧД, однако на самом деле необходимо учитывать зависящие от спина поправки, характеризующие отклонение энергетических спектров распадных частиц от планковских, присущих излучению черного тела.

В первых трактовках микроскопических ЧД [30] предполагалось, что ЧД, как многомерный объект, в основном должна распадаться на частицы из многомерного объема, а не на брану и быть фактически ненаблюдаемой. Причем доминирующими модами распада считались КК-моды гравитонов, особенно для ЧД ADD-типа, когда КК-моды гравитонов очень легкие, и их массы значительно ниже характерных значений температуры Хокинга

(несколько сотен ГэВ, см. выше). Однако Emparan, Horowitz, Myers в работе 2000 г. [127] заключили, что это не так. Их аргументы основывались на демонстрации факта, что темп излучения одинаков как для частиц браны, $dE/dt \sim A^4 T_H^{(4)} \sim 1/r_S^2$, так и для частиц многомерного объема — $dE/dt \sim A^n T_H^{(n)} \sim 1/r_S^2$, где $A^{n,4}$ — площадь поверхности n -мерной или четырехмерной области, из которой происходит излучение (равной площади поверхности шварцшильдской ЧД). Поэтому ЧД излучает равновероятно и в полный многомерный объем, и на брану (все четырехмерные поля). При этом, несмотря на совпадение финального вида зависимости для каждой четырех- и многомерной моды $dE/dt \sim 1/r_S^2$, процесс излучения на брану следует рассматривать именно как четырехмерный, с соответствующим учетом полей и использованием формул для четырехмерного случая, а не как многомерный в ограниченной области объема ДИ для браны. Кроме того, КК-гравитоны, описывающие моды возбуждений в полном многомерном объеме в направлениях, перпендикулярных бране, напротив, должны трактоваться как многомерные объекты с малым перекрытием их волновых профилей с черной дырой (для которой, как упоминалось, для согласованности описания должно выполняться соотношение малости r_S по сравнению с размерами ДИ). Поэтому для излучения КК-мод получается геометрическое подавление вероятности этих процессов — как $(r_S/R)^2$, где R — радиус ДИ, что компенсирует огромное число мод [127]. Позднее эти аргументы были проверены в нескольких работах, детальными вычислениями интенсивности излучения на брану и в объем для частиц разного спина для случая стационарной ЧД [128, 129] и керровской ЧД [130], подтвердившими верность утверждений [127] (во всяком случае — установившими соотношение, что не менее 60–70 % излучения — моды СМ, а не объема). Так что окончательное утверждение гласит, что многомерная ЧД излучает как на брану (частицы СМ), так и в объем (КК-гравитоны и, например, радион), причем «бранная» доля велика, но и многомерную надо учитывать.

В приближении излучения со спектром, соответствующим спектру абсолютно черного тела, средняя множественность частиц, полученных в хокинговской стадии испарения стационарной ЧД, равна $\langle N \rangle = \langle M_{BH}/E \rangle$, где E — распределение по энергии излученных частиц с планковским спектром:

$$\langle \frac{1}{E} \rangle = \frac{1}{T_H} \frac{\int_0^\infty dx \frac{1}{x} \frac{x^2}{e^{x \pm c}}}{\int_0^\infty dx \frac{x^2}{e^{x \pm c}}} = \frac{a}{T_H}, \quad (3.74)$$

где $x = E/T_H$, a — безразмерная константа, зависящая от статистики (Ферми или Бозе), так что $\langle N \rangle \approx M_{BH}/2T_H$. Используя точное выражение (3.65) для температуры хокинговского излучения, можно посчитать среднюю множественность рожденных в процессе испарения частиц. На рис. (3.34) показаны значения $\langle N \rangle$ для разного числа ДИ в зависимости от отношения $M_{BH}/M_D \equiv x_{min}$. Здесь учитываются все степени свободы, так что сюда входят и невидимые моды распада — гравитоны и нейтрино, поэтому не вся эта множественность может наблюдаться, например, а событиях на ЛНС, некоторая ее часть формирует «потерянную энергию» (см. таблицу 3.7).

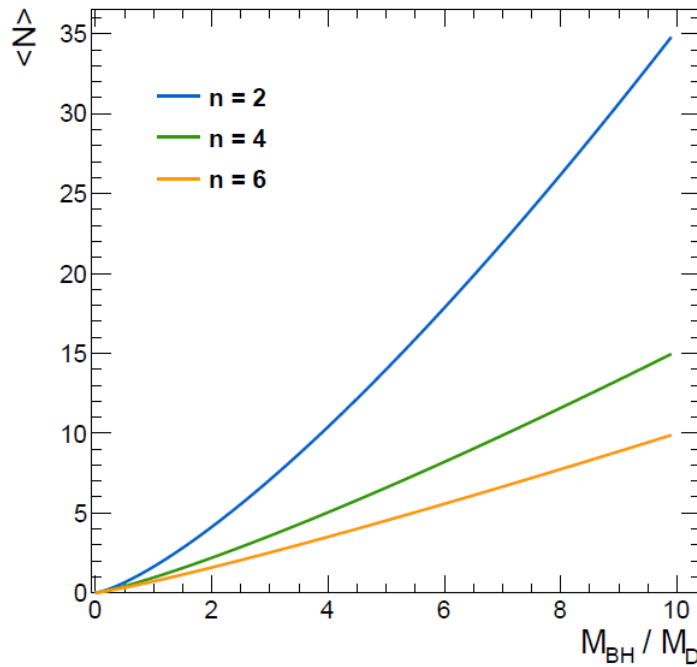


Рис. 3.34. Средняя множественность в событиях со стационарными ЧД ADD-типа.

Ниже приводится результат вычисления потерь на излучение в невидимой моде (КК-гравитоны), сделанное нами для ЧД ADD-типа для энергий ЛНС. В таблице 3.7 приведены значения долей энергии, приходящейся на ненаблюдаемое излучение гравитонов (также учтен другой источник «потерянной» энергии в событиях — излучение нейтрино), вычисленных нами для событий рождения шварцшильдовской ЧД на ЛНС. Эти доли энергии

действительно оказываются значительными — 20–30 % от массы сформированной ЧД, так что этот вклад требуется учитывать в анализе. В массовом моделировании, описанном в подразделе 3.8.1, эти потери учитывались всегда.

Таблица 3.7. Доля «потерянной» энергии, приходящейся на нейтрино и гравитоны (в % от массы рожденной ЧД) для $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в зависимости от полного числа измерений D .

M_{BH} , ТэВ/ c^2	Для всех частиц				Для частиц в акцептансе			
	$D = 7$	$D = 8$	$D = 9$	$D = 10$	$D = 7$	$D = 8$	$D = 9$	$D = 10$
> 5000	21.7	23.9	24.9	27.0	20.8	22.8	23.4	24.5
> 7000	24.5	27.2	28.1	29.9	23.8	24.9	27.2	28.9
> 10000	27.9	30.8	31.3	32.0	27.0	28.9	30.2	31.4

Поскольку T_H возрастает на каждом следующем шаге излучения (как и обычные четырехмерные ЧД, многомерные нагреваются при испарении), после некоторого количества шагов хокингская температура приближается к фундаментальному порогу гравитации $T_H \sim M_D$. Состояние ЧД в финальной планковской стадии невозможно описать точно, из-за отсутствия полной теории квантовой гравитации, поэтому для ее описания используются различные модельные подходы (распространенные — распад на конечное число частиц или формирование стабильного ненаблюдаемого остатка [147]). В нашем анализе в численных оценках используется условие обрезания энергетического спектра продуктов распада: $1/E \approx M_{BH}/s$. Выше этого значения для квазиклассических ЧД считается, что остаток разваливается на конечное число «осколков» (от 2 до 5, в разных оценках), либо так и остается единым ненаблюдаемым объектом, уносящим оставшуюся часть энергии. Для квантовых ЧД и струнных шаров включаются другие околопороговые режимы вблизи M_D , см. ниже, но в любом случае стадия хокингского излучения прерывается. Поэтому выражение для средней множественности, получаемое из (3.74), верно только для $M_{BH} \gg T_H$ (т.е. $\langle N \rangle \gg 1$). В генераторах физических событий, используемых для компьютерного моделирования процессов рождения ЧД, реализовано обрезание спектра по достижении T_H^{max} с разными опциями режима малой множественности в конечном состоянии (сохранение–несохранение барионного, лептонного числа и их комбинаций, сохранение и нарушение лоренц-инвариантности), позволяющие описывать

планковскую стадию в простых моделях, а также имитировать режим квантовой ЧД.

Моделирование излучения на хокинговской стадии для шварцшильдовской ЧД использует поправленное, относительно формулы (3.74), описание, включающее «серотельные факторы» (СТФ, или Grey Body Factors, GBF в англоязычной литературе). Их наличие обусловлено более корректным рассмотрением движения частицы, покидающей ЧД по механизму Хокинга, в окрестностях ЧД. Из-за нетривиальной метрики в области вблизи горизонта образуется потенциальный барьер, который перерассеивает обратно во внутренность ЧД часть исходящего излучения. В отличие от случая излучения черного тела в плоском пространстве, при перемещении вблизи ЧД частица должна преодолеть барьер, чтобы уйти на бесконечность. Форма этого барьера, а также энергия и спин частиц должны влиять на вероятность процесса преодоления барьера, и это верно в любом случае, и для четырехмерных ЧД тоже. Для многомерных ЧД результат также должен зависеть от числа дополнительных измерений n .

Фактически, поправочные STF в термальных спектрах есть сечения, характеризующие вероятность прохождения частиц данного типа в нетривиальном внешнем поле (прозрачность барьера). В силу термального характера процессов, эти сечения равны сечениям поглощения входящего излучения [132]. Поэтому в задачах по вычислению STF выписываются уравнения движения входящих частиц излучения во внешнем поле ЧД и ищутся коэффициенты абсорбции. Из этого получают соответствующие сечения и, следовательно, STF.

Уравнения движения шредингеровского типа для частиц получаются и решаются как прямые многомерные обобщения четырехмерного случая (многомерные сферические функции были получены в старой монографии [133]). Потенциальный барьер явным образом зависит от энергии вылетающей частицы ω , числа ДИ n и углового момента частицы j . Как обычно, увеличение энергии частицы приводит к снижению потенциального барьера, а рост углового момента — к его увеличению (разобранные примеры в работе [103]). В [132] был получен STF как коэффициент поглощения частицы с такой же энергией и спином $\mathcal{A}_j^{(s)}$:

$$\sigma_{j,n}^{(s)}(\omega) = \frac{2^n \pi^{(n+1/2)} \Gamma((n+1)/2) (2j+n+1)(j+n)!}{n! \omega^{n+2} j!} |\mathcal{A}_j^{(s)}|^2. \quad (3.75)$$

Обычно в работах по ЧД это равенство представляют в виде

$$\sigma_{j,n}^{(s)}(\omega) = \frac{2n}{\pi} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)^2 \frac{A_H}{(\omega r_H)^{n+2}} N_j |\mathcal{A}_j^{(s)}|^2, \quad (3.76)$$

где N_j — множественность состояний, отвечающих заданному значению углового момента j :

$$N_j = \frac{(2j+n+1)(j+n)!}{j!(n+1)!}, \quad (3.77)$$

а A_H — площадь горизонта многомерной ЧД A_H :

$$\begin{aligned} A_H &= r_H^{n+2} \int_0^{2\pi} d\phi \sum_{k=1}^{n+1} \int_0^\pi \sin^k \theta_{k+1} d\theta_{k+1} = \\ &= r_H^{n+2} 2\phi \sum_{k=1}^{n+1} \sqrt{\pi} \frac{\Gamma((k+1)/2)}{\Gamma((k+2)/2)} = \\ &= r_H^{n+2} (2\phi) \pi^{(n+1)/2} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)^{-1}. \end{aligned} \quad (3.78)$$

Таким образом, вероятность поглощения частицы (равная вероятности ее излучения в окрестности горизонта наружу на бесконечность) пропорциональна сечению поглощения и площади горизонта ЧД и имеет умеренно слабую зависимость от числа ДИ n .

Окончательный вид СТФ для частиц разного спина — 0, 1/2, 1 — был получен в серии работ [134]–[137] и [140]. Существуют также вычисления СТФ, выполненные с привлечением струнной техники [141].

Представленное квазиклассическое описание верно только для случаев, когда энергия испущенной частицы мала по сравнению с массой ЧД, $\omega \ll M_{BH}$ и можно пренебречь отдачей в процессе излучения. Это трансформируется в требование $T_H \ll M_{BH}$, или же $M_{BH} \gg M_D$. В процессе излучения это соотношение уходит все дальше от требуемого, вплоть до полного нарушения классического режима на финальной стадии, когда $M_{BH} \sim M_D$.

Однако при достаточно больших массах ЧД на начальной и промежуточной стадиях излучения можно считать, что этот процесс остается в рамках классического описания.

В результате, количество излучаемых частиц в единицу времени равно [131]:

$$\frac{dN^{(s)}(\omega)}{dt} = \sum_j \sigma_{j,n}^{(s)}(\omega) \frac{1}{\exp(\omega/H_T) \pm 1} \frac{d^{n+3}k}{(2\pi)^{n+3}}, \quad (3.79)$$

где s и j — спин и угловой момент испускаемой частицы. В знаменателе знак «+» перед 1 отвечает фермионам, а знак «-» — бозонам. Для безмассовых частиц $|k| = \omega$, и интегрирование (3.79) сводится к интегрированию по энергиям частиц ω . Для массивных частиц $|k|^2 = \omega^2 - m^2$, и в знаменателе надо учитывать массу частиц. Это дает требование $T_H \geq m$ как необходимое условие возможности излучения частицы. Предполагается, что ЧД успевает прийти в равновесие в каждой новой точке температуры после очередного акта излучения, т.е. процесс квазистационарный.

Соответственно, энергия, излучаемая в единицу времени частицами с порциями энергии ω , есть

$$\frac{dE^{(s)}(\omega)}{dt} = \sum_j \sigma_{j,n}^{(s)}(\omega) \frac{\omega}{\exp(\omega/H_T) \pm 1} \frac{d^{(n+3)}k}{(2\pi)^{n+3}}. \quad (3.80)$$

При моделировании физических событий с ЧД и альтернативными объектами СТФ можно учесть на уровне генераторов (поправочные коэффициенты в `CHARYBDIS2` и `BLACKMAX`). Однако они дают не очень большой эффект при оценке вероятностей событий с разной множественностью в конечном состоянии (по сравнению с получаемыми с простой планковской формулой (3.74)), порядка нескольких процентов. Это значительно меньше, чем учет существенных потерь Йошино–Рычкова при формировании горизонта ЧД.

В конце сделаем два замечания. Первое: хотя решение Мейерса-Перри (3.53) было найдено для многомерных керровских ЧД, большинство результатов, в том числе, для оценок потерь на стадиях эволюции, сделаны для стационарной ЧД. Однако существуют работы, в которых проводилось исследование многомерных ЧД с ненулевым угловым моментом. Результат можно сформулировать в виде утверждения, что при большом значении n и

для больших угловых моментов модификация классической картины излучения ЧД становится нетривиальной, и это обязательно следует учитывать для корректного описания эволюции ЧД. В частности, в работах [142] были исследованы эффекты, возникающие при использовании приближения микрореконструктивного ансамбля для излучаемых частиц с энергией порядка $M_{\text{ВН}}$. Учет эффектов привел к базовому увеличению времени жизни ЧД. Также в работе [143] был изучен эффект «отдачи» ЧД при излучении, приводящий к отталкиванию ЧД от браны в дополнительные измерения (по контрасту, позже одним из авторов этой работы было показано отсутствие отдачи у ЧД RS-типа [144]).

И второе замечание связано с тем, что выводы этого параграфа основаны на рассмотрении эволюции ЧД ADD-типа. Существует также ряд работ, посвященных специфике эволюции ЧД RS-типа, см., например, [144, 145]. В работе [144] впервые были рассмотрены специфические отличия в соотношении порций излучения, приходящихся в многомерный объем и на брану, для случаев ADD- и RS-типа. Если ЧД ADD-типа излучает преимущественно на брану, но и «объемная» доля заметна (Таб. 3.7), то ЧД RS-типа из-за наличия Z_2 -симметрии обрбифода вообще не излучает в многомерный объем, а только на брану, и положение этой ЧД жестко привязано к бране, в то время как для ЧД ADD-типа допускается некоторая свобода перемещения в дополнительных измерениях (эффект «отталкивания» от браны при излучении). Поэтому ЧД этих двух типов будут как минимум отличаться сечениями и долями потерянной энергии на стадиях эволюции. На выходе это будет давать повышенную множественность в событиях с ЧД RS-типа. Есть и другие отличия, см., например, [145], но в выполненном нами анализе при описании эволюции микроскопических ЧД учитывается только эта разница (она может быть реализована в генераторах событий для ЧД как запрет на излучение в объем).

3.4 Энтропия и классификация ЧД, критерии для квазиклассических и квантовых ЧД

Энтропия ЧД зависит от числа дополнительных измерений и масштаба M_D [29]:

$$S_{BH} = \frac{4\pi}{n+2} \left(\frac{M_{BH}}{M_D} \right)^{\frac{n+2}{n+1}} \left(\frac{2^n \pi^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (3.81)$$

Поскольку ЧД считается распадающейся равновероятно на все типы партонов (термальный распад, нечувствительный к квантовым числам и их сохранению), вероятность появления адронного конечного состояния значительно (на порядок) выше, чем лептонного, в силу большего количества цветных степеней свободы для кварков и глюонов.

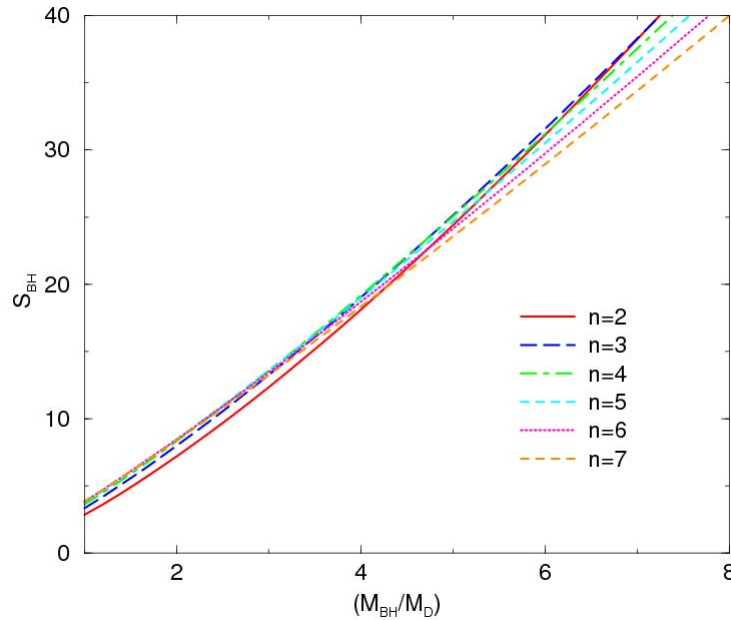


Рис. 3.35. Энтропия ЧД в зависимости от массы, из работы [35].

Уместно задать вопрос, насколько должна быть велика энтропия ЧД, чтобы она могла трактоваться как классический объект, действительно излучающий термально по механизму Хокинга. В литературе описаны разные критерии для энтропии классической ЧД и ее минимально необходимого значения; большинство из них, с подробной аргументацией, перечислено в работе [31]. Обычно для малых ЧД с небольшими значениями эн-

тропии используется условие $S_{BH} > 25$, которое для моделей ADD-типа дает ограничение на нижнее допустимое значение массы ЧД: $M_{BH}^{min} \geq 5M_D$, или $x_{min} \equiv M_{BH}^{min}/M_D \geq 5$, см. рис. 3.35. Значение x_{min} характеризует предел применимости квазиклассического приближения при описании ЧД, ниже должна начинаться область квантовой гравитации. Существуют более мягкие критерии для x_{min} , позволяющие опустить его немного ниже [31, 39] (см. также работы по вычислению энтропии ЧД в струнной технике [146]), однако все они не дают приближаться к порогу M_D ближе, чем в 2.3–2.7 раза.

Для ЧД RS-типа существует более сильное ограничение $M_{BH}^{min} \geq (16 - 20)M_D$, следующее из условия $x_{min}^{RS} < (M/k)^2$ [39] и обусловленное границей применимости описания в случае, когда начинает давать вклад кривизна антидеситтеровского пространства. Такие большие значения x_{min} смещают порог рождения ЧД за пределы достижимости на существующих ускорителях. Учитывая все же качественный, а не строгий количественный характер энтропийных и иных ограничений, мы все равно делаем в нашем анализе попытки поставить пределы на наблюдаемость ЧД RS-типа, оставляя для них окно возможностей по энергии, см. параграф 3.8 ниже. Однако законность такого подхода вызывает больше опасений, чем для случая ADD.

3.5 Струнные шары, переходной режим ЧД/СШ и сшивка сечений

С помощью энтропийных аргументов можно приблизительно оценить энергетический масштаб, начиная с которого рождаются классические ЧД. Если этот режим, как предполагается, устанавливается в транспланковской области энергий при достаточном удалении от порога M_D , то он завершает картину рассеяния. В этой схеме дальнейшее повышение энергии взаимодействий не даст ничего нового, так как вся физика окажется скрытой под горизонтом ЧД. Однако при обратном смещении вниз по шкале энергий, вплоть до порогового значения M_D и немного ниже, есть область интересных возможных транспланковских режимов и образования еще не «полноценных» ЧД, но уже и не ультрарелятивистских частиц. Прежде всего, это квантовые ЧД

(КЧД), объекты с малой массой в единицах M_D и малой энтропией, для которых будут важны пороговые эффекты (величина которых неизвестна, в силу отсутствия теории квантовой гравитации). Один из возможных модельных подходов к описанию таких объектов рассмотрен ниже, в параграфе 3.6. Но есть и другие возможности, помимо КЧД. Если считать, что сценарии многомерной гравитации получаются как вложения структур из 3-бран в какой-либо вариант теории струн (ТС), и если полагать, что существует режим слабой связи в этой ТС в интересующей нас области энергий, то можно ожидать проявлений «струнной» физики в этой области. Тогда возникают два управляющих параметра в рассмотрении — струнный масштаб M_S и струнная константа связи g_S , которая для выполнения условия слабой связи должна быть меньше единицы (обычно в наших оценках полагается $g_S = 0.4$). При энергиях выше M_S рассеяние ультрарелятивистских частиц заменяется рассеянием струн, с последующим ростом энергии приводящим к возможности образования сильновозбужденных струнных конфигураций из длинных «запутанных» струн — струнных шаров (СШ). Величины M_S , g_S и M_D не являются независимыми, они связаны соотношением по порядку величины: $M_D^{n+2} \approx M_S^{n+2}/g_S^2$, и струнный масштаб возникает раньше, как и в Главе 1.

Для минимально допустимой массы квазиклассической ЧД есть другая оценка по порядку величины, полученная в струнной теории гравитации: $M_{BH}^{min} \approx M_S/g_S^2$ [146]. В общем можно записать, что $M_S < M_D < \frac{M_S}{g_S} < \frac{M_S}{g_S^2}$. Величина $\frac{M_S}{g_S}$ характеризует масштаб применимости пертурбативной ТС. Принцип соответствия дает, что величина энтропии СШ и ЧД в точке переключения режимов должна быть если и не одинакова (такое сильное утверждение нельзя получить из общих соображений), но одного порядка.

Первое качественное обсуждение струнного режима рассеяния на ЛНС, предваряющего классическое рождение ЧД, было сделано в работе [42], а оценки сечений рождения — в работе [35]. Условие настройки режимов в этих работах задавалось точным равенством $M_{BH}^{min} = M_S/g_S^2$ (коэффициент пропорциональности был выбран равным 1), для которого осуществлялась настройка $\sigma(SB)|_{M_{SB}=M_S/g_S^2} = \sigma(BH)|_{M_{BH}=M_S/g_S^2}$. При этом сечение процессов с переходами СШ/ЧД параметризуется в зависимости от энергии взаимодействия как:

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

Здесь, как и выше,

$$f(n) = \left(\frac{2^n \pi^{\frac{n-3}{2}} \Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right)}{n+2} \right)^{\frac{1}{n+1}},$$

а n — число дополнительных измерений. Условие $M_S \ll M_{SB} \ll \frac{M_S}{g_S}$ соответствует режиму рассеяния струн (с характерным поведением \hat{s}/M_S^4). Далее, по достижению значения энергии M_S/g_S , сечение выходит на унитарный предел и сохраняет постоянное значение, вплоть до точки перехода, в которой заменяется на сечение рождения ЧД. При вычислении сечений по этой схеме в точке сшивки СШ/ЧД всегда получается излом (см. рис. 3.36), связанный именно с предположением о точном, а не приближенном равенстве сечений СШ и ЧД. Это плюс неучтенные (и, вообще говоря, неизвестные) квантовые поправки приводят к тому, что переход отображается негладко, и это невозможно устранить никаким выбором g_S или принудительной установкой не связанных друг с другом значений M_S и M_D (независимое сканирование по обоим масштабам). Все эти вещи, разумеется, являются лишь артефактом нашего недостаточного знания деталей переключения режимов, из-за отсутствия полной теории.

В случае независимого выбора масштабов (верхний график) абсолютная величина разницы в сечениях СШ и ЧД и эффект излома может оказаться даже значительнее (переоценка эффекта из-за «незаконной» игры с параметрами и разрыва связи между ними), чем при наложении условия точного равенства $M_D^{n+2} = M_S^{n+2}/g_S^2$. Поэтому при получении оценок на сечения, далее используемых при сравнении с реальными данными, лучше придерживаться выбранной методики настройки сечений, с оговорками о неучтенных пороговых эффектах. Хотя, если говорить о коллаборационных предсказаниях для доступных энергий ЛНС, в ряде случаев для разумного выбора значений M_S и M_D можно получить кривые для сечений, в которых излом сдвинут достаточно высоко по энергиям и просто не попадает в область чувствительности

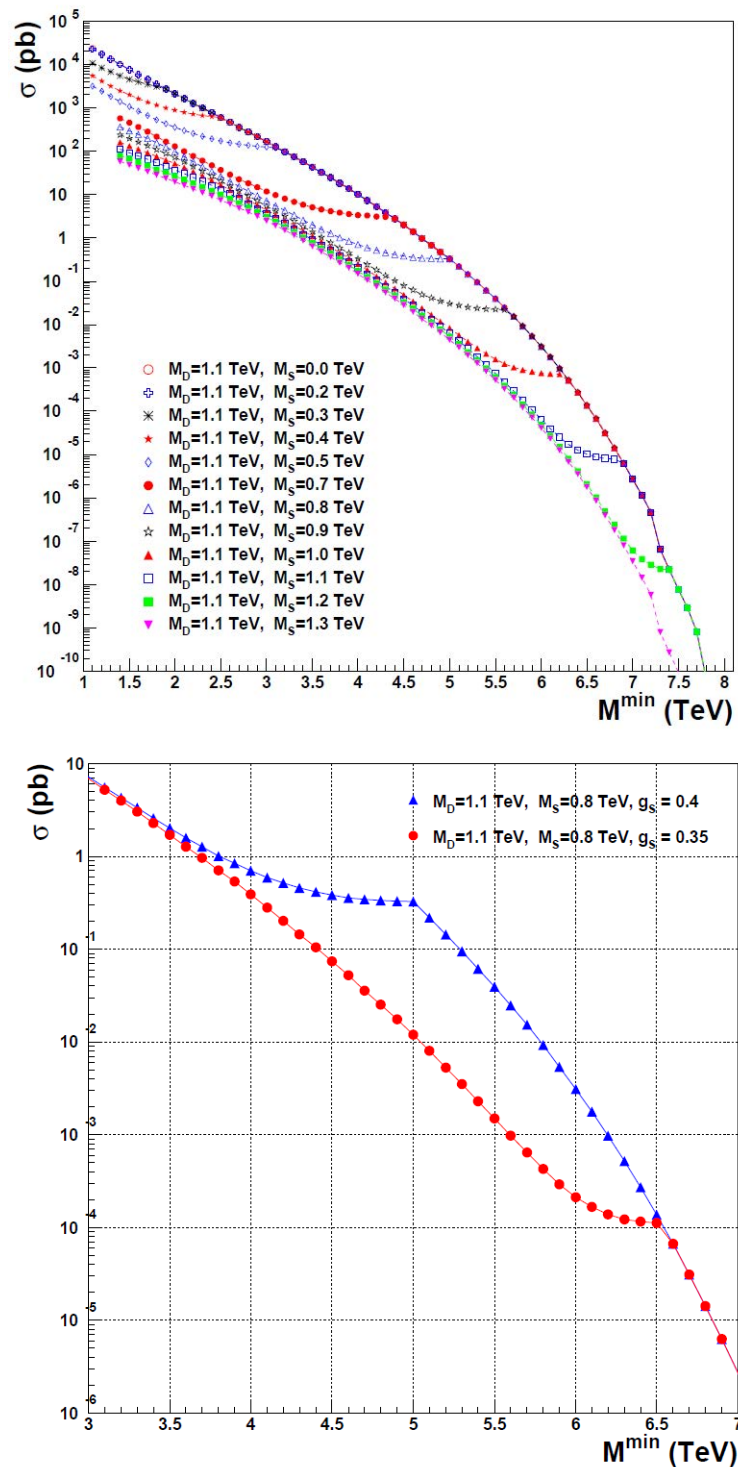


Рис. 3.36. Смена режимов СШ/ЧД и сшивка сечений. Верхний — различные соотношения M_S/M_D для фиксированного $g_S = 0.4$. Нижний — сечение для разных выборов g_S .

ЛНС. На официальных коллаборационных графиках, демонстрирующих пределы на минимально допустимую массу объектов (см. рис.3.50 в параграфе 3.8 ниже), фактически, были отобраны именно такие опции для наложенных

предсказаний — без излома, ушедшего выше по энергиям. Однако в данной схеме наличие излома принципиально, независимо от того, попадает он в просканированную область энергий или нет. С теоретической точки зрения это, конечно, проблема, хотя для трактовки экспериментальных данных и извлечения пределов на массы объектов не является таким уж существенным изъяном. В случае, если подобные или альтернативные объекты действительно будут обнаружены, теорию можно будет улучшить, по крайней мере — лучше настроить указанный режим.

Если теперь вспомнить, что существуют оценки по порядку величины для квантовых черных дыр: $M_D \lesssim M_{QVH} \lesssim M_{BH}^{min}$, то интересно задаться вопросом, как соотносятся друг с другом масштаб для КЧД и конкурирующий с ним струнный масштаб M_S/g_S , ответственный за переход к СШ. Заведомо точно на этот вопрос ответить нельзя, но существуют оценки, учитывающие поправки низших порядков к древесным процессам [43]. От этих поправок зависит, что случится раньше по энергиям, а что — позже, останется ли какое-то окно для струнной физики (в контексте возможностей ЛНС), или же сразу возникнет сильная гравитация и ЧД, или, напротив, струнный масштаб окажется так высоко по энергиям, что даже СШ окажутся на пределе возможностей ЛНС, а ЧД и вовсе уйдут далеко за границу достижимости. Струнная константа g_S при этом тоже является важным параметром, управляющим этим конгломератом режимов и масштабов, расположенных близко друг к другу.

Учитывая соотношения, выписанные выше, имеем $M_{BH}^{min} = M_S/g_S^2 = \xi M_D$. Из условия по величине энтропии для минимальной массы ЧД следует, что $\xi \sim 5$. Все промежуточные режимы отвечают значениям ξ , меньшим 5, но большим 1. Можно дать оценку, что все богатство альтернативных возможностей, включая КЧД и СШ, должно укладываться в диапазон $(2-3)\xi$. Еще можно получить полезные соотношения $g_S^2 = 1/\xi^{\frac{n+2}{n+1}}$ и $M_D = \xi^{\frac{1}{n+1}} M_S$ [43]. Разумно выглядящие оценки дают $M_{SB} > 3M_S$. Если говорить о зависимости от величины g_S , то при уменьшении значения струнной константы связи точка перехода M_S/g_S^2 смещается довольно далеко по энергиям, примерно на верхний край достижимого на ЛНС, так что рождение ЧД и, вероятнее всего, КЧД становится совсем маловероятным, хотя и оставляет нас с возможностью интересного режима рассеяния струн и формирования

СШ. Напротив, при увеличении g_S величина M_D «прижимается» к M_S и для проявлений струнной физики не остается места, поскольку практически сразу включается режим сильной гравитации. Для наглядности численные оценки сведены в таблицы 3.8 и 3.9.

Таблица 3.8. Значения масштабных параметров и струнной константы g_S при выборе $M_S = 1\text{ТэВ}$.

	$\xi = 5$	$\xi = 3.4$	$\xi = 2$
$n = 2$	$g_S = 0.34$	$g_S = 0.44$	$g_S = 0.63$
	$M_D = 1.70$	$M_D = 1.50$	$M_D = 1.26$
	$M_S/g_S^2 = 8.65$	$M_S/g_S^2 = 5.16$	$M_S/g_S^2 = 2.52$
	$f(2) = 0.9086$		
$n = 3$	$g_S = 0.37$	$g_S = 0.46$	$g_S = 0.65$
	$M_D = 1.50$	$M_D = 1.35$	$M_D = 1.19$
	$M_S/g_S^2 = 7.30$	$M_S/g_S^2 = 4.73$	$M_S/g_S^2 = 2.37$
	$f(3) = 1.3375$		
$n = 6$	$g_S = 0.40$	$g_S = 0.50$	$g_S = 0.67$
	$M_D = 1.30$	$M_D = 1.19$	$M_D = 1.10$
	$M_S/g_S^2 = 6.25$	$M_S/g_S^2 = 4.0$	$M_S/g_S^2 = 2.23$
	$f(6) = 2.4422$		

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 рамках соответствующих теорий и равна

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

Температура Хокинга в точке соответствия выражается через M_S и g_S , в силу соотношения

$$T_H = \frac{n+1}{4\pi} \frac{1}{R_h} = \frac{n+1}{4\pi f(n)} \left(\frac{M_D}{M_{BH}} \right)^{\frac{1}{n+1}} M_D \longrightarrow \frac{n+1}{4\pi f(n)} \left(\frac{1}{g_S} \right)^{\frac{1}{n}} M_S$$

Таблица 3.9. Значения масштабных параметров и струнной константы g_S при выборе $M_S = 2$ ТэВ.

	$\xi = 5$	$\xi = 3.4$	$\xi = 2$
$n = 2$	$g_S = 0.34$	$g_S = 0.44$	$g_S = 0.63$
	$M_D = 3.40$	$M_D = 3.0$	$M_D = 2.52$
	$M_S/g_S^2 = 17.3$	$M_S/g_S^2 = 10.3$	$M_S/g_S^2 = 5.0$
	$f(2) = 0.9086$		
$n = 3$	$g_S = 0.37$	$g_S = 0.46$	$g_S = 0.65$
	$M_D = 3.0$	$M_D = 2.70$	$M_D = 2.38$
	$M_S/g_S^2 = 13.10$	$M_S/g_S^2 = 9.45$	$M_S/g_S^2 = 4.73$
	$f(3) = 1.3375$		
$n = 6$	$g_S = 0.40$	$g_S = 0.50$	$g_S = 0.67$
	$M_D = 2.60$	$M_D = 2.38$	$M_D = 2.2$
	$M_S/g_S^2 = 12.50$	$M_S/g_S^2 = 8.0$	$M_S/g_S^2 = 4.45$
	$f(6) = 2.4422$		

В точке сшивки для хокингвской температуры ЧД и хагедорновской температуры СШ тоже предполагаются значения, совпадающие по порядку величины. При вычислениях результаты получаются одного порядка, но с коэффициентом больше единицы. В частности, например, для $n = 6$ и $g_S = 0.4$ в точке соответствия $T_H^{CP} \sim 0.9726M_S/\pi$, для $n = 6$ и $g_S = 0.6$ получим немного меньшее значение $T_H^{CP} \sim 0.85M_S/\pi$, а для $n = 3$ и $g_S = 0.4$ — значение $T_H^{(CP)} \sim 1.378M_S/\pi$ (численные значения зависящего от числа дополнительных измерений коэффициента $f(n)$ см. в приведенных таблицах). Так что температуры в точке настройки всегда будут отличаться не менее чем в три раза, и хокингвская температура всегда будет выше.

3.6 Квантовые ЧД — модельный подход

Поскольку для состояний, условно называемых КЧД (под этим термином понимается объект малой массы, рожденный вблизи фундаментального порога M_D с малой энтропией) из-за отсутствия квантовой теории гравитации невозможно дать точное описание, тут возможны только модельные подходы. Первый такой подход в контексте микроскопических многомерных был

предложен, насколько нам известно, в работе [39]. Это направление с тех пор считается «мейнстримом» в КЧД. Однако есть и другие предложения по трактовке этих объектов, которые более чем заслуживают внимания, см., например, [151, 152, 153, 154, 155]. В работе [151] рассматривается вариант некоммутативной геометрии пространства–времени в присутствии КЧД на планковском масштабе, а в цикле статей [152, 153] КЧД описываются как истинно квантовые сущности с дискретным спектром масс и квантами излучения (вместо термального испарения по Хокингу), уменьшающими площадь поверхности КЧД на целое число в планковских единицах. В [154, 155, 156] рассматривается любопытный вариант четырехмерной, а не многомерной КЧД, существование которой связано с гигантским количеством N копий скрытого сектора четырехмерной теории, перенормирующих гравитационную константу (в русле идей [157], предлагающих решение проблемы иерархии масштабов за счет ослабления $\Lambda_N \approx M_{Pl}/\sqrt{N}$, дающего эффективный масштаб четырехмерной гравитации порядка ТэВ для $N \sim 10^{32}$ копий и квантовые ЧД на расстояниях, меньших $1/\Lambda_N$). Доступная для наблюдения феноменология различается во всех случаях выше, что нужно учитывать при планировании экспериментов по поиску КЧД на ускорителях. В настоящее время хорошо проработан сценарий типа [39] (был детально изучен и развит в работе [44], а также сценарий [154, 155]).

Основой для сценария [44], который мы исследовали в нашем анализе, служит работа [158], в которой была показана применимость квазиклассического подхода даже для рождения квантовых ЧД и приходящих поправок от растущей кривизны пространства. Там было сделано утверждение, что на самом деле для столкновений ультрарелятивистских частиц реализуются условия, когда эти поправки малы, и процесс все равно может описываться геометрическим сечением. Описание [44] предполагает, что вероятность процесса рождения КЧД записывается так же, как для квазиклассической ЧД, с использованием формулы (3.67) или же (3.73), если учитывать потери при формировании объекта. Но ЧД считается квантовой, когда ее масса находится в определенном диапазоне значений — от M_D до некоторого M_{QBH}^{max} . Таким образом, отнесение объекта к категории классических или квантовых здесь в буквальном смысле слова регулируется только массой M_{BH} , с сохранением одинакового формализма для описания процесса рождения. Един-

ственный вопрос, который тут остается, это какой диапазон масс отвечает КЧД. Это предлагается оценивать исходя из соображения, что для применимости классического описания требуется, чтобы комптоновские длины волн первичных взаимодействующих частиц были меньше r_S . Обращая это условие и предполагая, что для квантовой ЧД существует верхний предел по массе и $r_{QVN} \lesssim 1/M_{QVN}$, где $1/M_{QVN}$ — комптоновская длина волны ЧД, с использованием (3.62) и (3.63) для вида r_S , можно получить:

$$\left(\frac{1}{f(n)}\right)^{\frac{n+1}{n+2}} \lesssim \frac{M_{QVN}}{M_D} \lesssim \left(\frac{4\pi}{f(n)}\right)^{\frac{n+1}{n+2}}. \quad (3.82)$$

Считается, что масса, лежащая в указанном диапазоне, отвечает квантовому объекту.

Далее сценарий предполагает, что, вместо термального распада на все опции СМ, как для квазиклассической ЧД, КЧД распадается нетермально на несколько частиц (2–3 максимум, с пренебрежимо малыми вкладами от большего числа частиц в конечном состоянии), и на протяжении всего процесса формирования и распада объекта сохраняются симметрии сильного взаимодействия, заряд и угловой момент (в качестве опции). Взаимодействие происходит в малой области (меньше или порядка характерных расстояний для сильных взаимодействий), так что адронизация предполагается происходящей после распада. В отличие от истинной классической ЧД, этот цветной заряженный объект «помнит» начальные частицы, из которых оно было сделано. Вероятности рождения КЧД в такой модели не равны для разных опций начальных партонов qq , $q\bar{q}$, qg , gg . Состояния КЧД возникают как представления группы сильных взаимодействий $SU(3)_c$ и с разными индивидуальными сечениями и массовыми распределениями, рис. 3.37 — 3.38. Дополнительно для рождения КЧД можно учесть поправки на формирование объекта с потерями по механизму Йошино–Рычкова и сделать реализацию сценария по аналогии с классическими ЧД, хотя потери в методе ловушечных поверхностей минимальны для объектов малой массы (эффект растет с массой формируемой ЧД). Плюс существуют аргументы [44], что классический метод учета потерь не обязательно может применяться к квантовому процессу, подобному этому. Тем не менее, мы в наших реализациях сценариев для КЧД в ряде случаев учитывали потери по стандартной схеме.

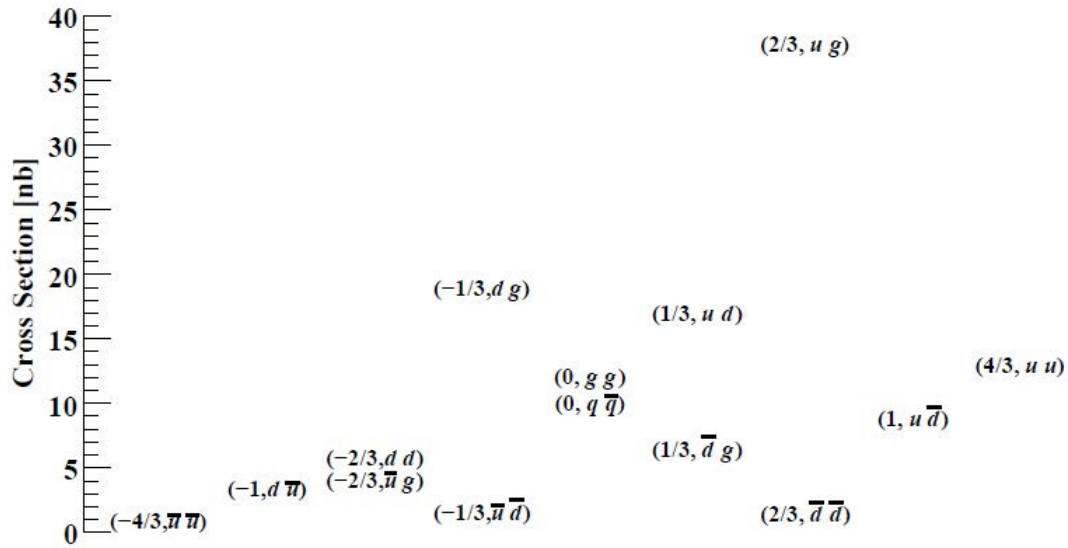


Рис. 3.37. Спектр индивидуальных сечений КЧД для разных начальных партонов и разных значений заряда. Символами u и d обозначены все кварки верхнего и нижнего типов, соответственно, аналогично для антикварков. Из работы [44].

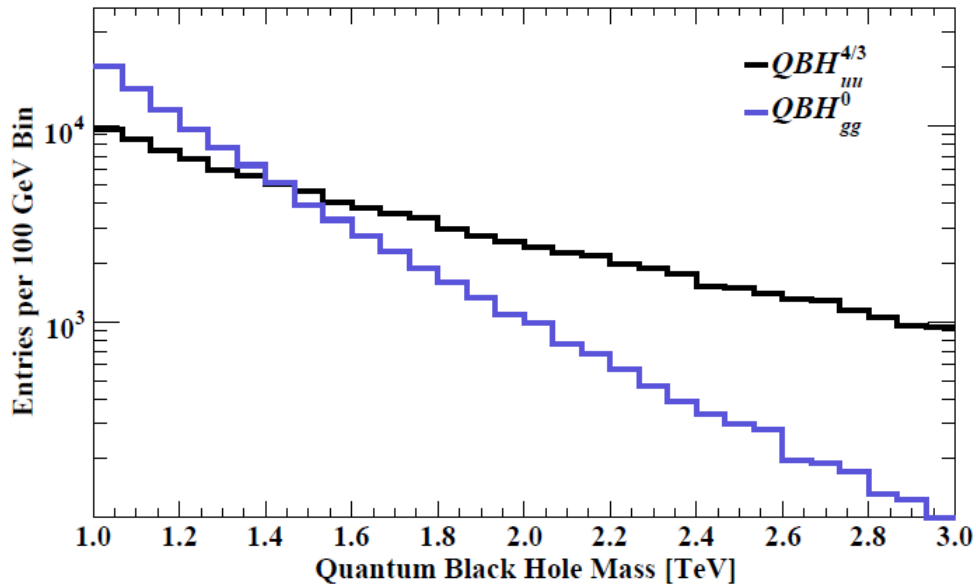


Рис. 3.38. Массовые распределения для двух разных состояний КЧД, отличающихся составом партонов-инициаторов. Из работы [44].

Полные сечения рождения КЧД, просуммированные по всем начальным состояниям, в таком сценарии показаны на рис. (3.39)

Двухструйные конфигурации конечных состояний доминируют, и в анализе данных для выделения событий с КЧД разумно использовать величины, стандартно используемые в анализе контактных взаимодействий, в

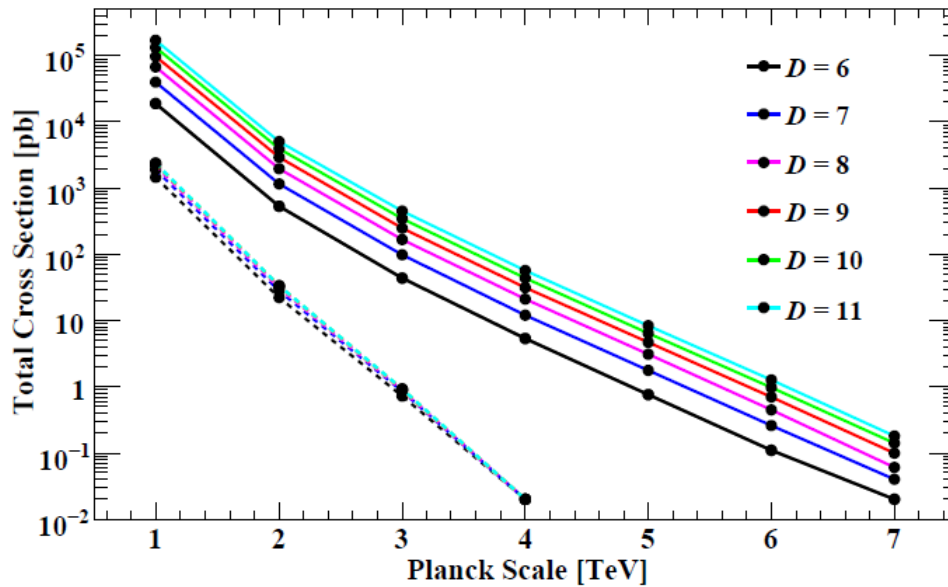


Рис. 3.39. Полные сечения для КЧД для разного числа дополнительных измерений. Из работы [44].

частности, асимметрию вылета конечной пары струй (см. подраздел 1.5.1).

3.7 Форма многоструйного события и инвариантность фоновых спектров по переменной S_T

При рождении классической ЧД на ускорителе и ее последующем распаде в конечном состоянии должна наблюдаться высокая множественность объектов в произвольных сочетаниях, представляющих собой любые вариации состава частиц СМ (в том числе — состояния, запрещенные в рамках СМ для одновременного возникновения по четности и пр.), обладающих большими индивидуальными значениями поперечной энергии и распределенных почти сферически-симметрично в пространстве. Приблизительно 75% всех объектов составляют струи (доля оценивается просто по доступному числу степеней свободы для кварков и глюонов, по сравнению с другими частицами), а оставшиеся 25% могут давать W - и Z -бозоны, фотоны, лептоны, бозоны Хиггса. Вероятность излучения достаточно массивных частиц подавлена для ЧД с относительно малой массой. Излучение гравитонов и нейтрино в конечном состоянии приводит к сигналам с «потерянной» энергией, которая, для разных наборов параметров моделей, составляет до 30% пол-

ной поперечной энергии в событии (см. таблицу 3.7) в параграфе 3.3, что тоже учитывается при анализе.

Поскольку при формировании ЧД вблизи фундаментального порога (с малыми массами, близкими к M_D) процесс рождения подобного объекта может и будет получать квантовые поправки неизвестного типа и величины, а состав конечных распадных частиц в этом случае должен отличаться (модельно зависимым образом, в априори неизвестную в данный момент сторону) от задаваемого термальным хокинговским излучением, для удовлетворения критерию квазиклассичности из данных отбираются только события с достаточно высокой наблюдаемой множественностью частиц в одном событии ($N \geq 4$). Используемые в коллаборации CMS алгоритмы идентификации частиц и струй позволяют решить эту задачу с заданной точностью и достоверным разделением, вплоть до определенного количества объектов. В частности, в физическом анализе, посвященном поиску сигналов от микроскопических ЧД, значение множественности в одном реконструированном событии достигает $N = 10\text{--}11$. Более высокая, чем отмечено выше, множественность является дискутируемой в настоящее время темой.

Для классификации процессов с рождением ЧД была выбрана переменная, называемая полной суммой поперечных энергий частиц. В эту сумму входят как вклады от зарегистрированных детекторными системами частиц, так и достаточно значительный (см. выше) вклад от реконструированной по балансу энергии–импульса «потерянной» энергии:

$$S_T = \sum_{i=1}^{N_{jet}} E_T^i,$$

где $E_T = E \sin\theta$, а угол θ отсчитывается в плоскости продольного разреза установки CMS от прямой, перпендикулярной оси пучка (полярный угол). Под струями здесь и далее понимаются не только объекты, полученные в результате сильного взаимодействия, но также частицы наподобие лептонов, фотонов и пр. Формула учитывает, что поперечная энергия частиц, приходящих из нижней полусферы, берется со знаком «минус», а из верхней, соответственно, со знаком «плюс», и это же правило работает для E_T^{mis} . Достаточно большие по модулю значения переменной S_T означают отсутствие скомпенсированных близких по величине, но разных по знаку вкладов, что,

в свою очередь, демонстрирует, что в событии действительно отсутствует направленность вдоль некоторой оси, характерная для процессов СМ.

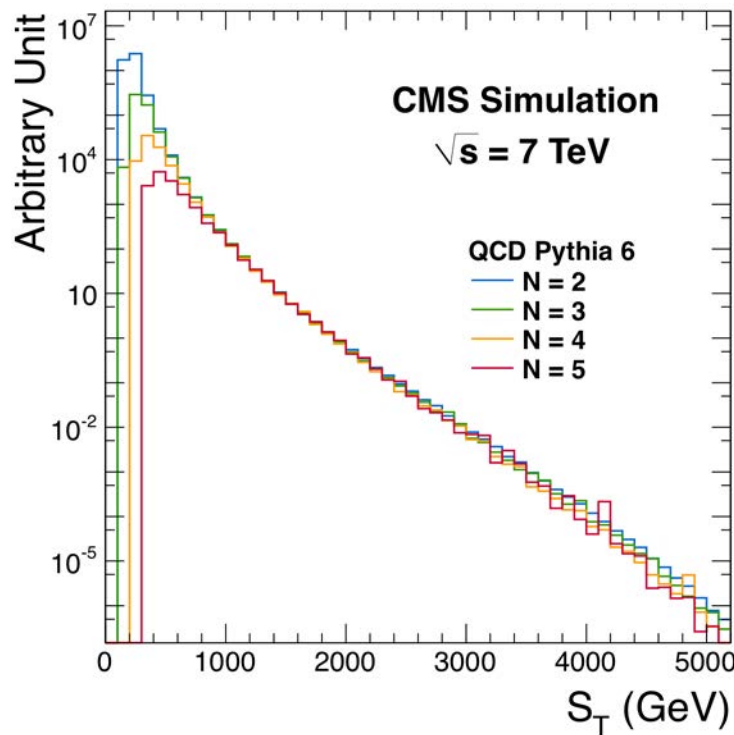


Рис. 3.40. Распределения по S_T для фоновых событий, обусловленных КХД процессами, для разного числа струй. Моделирование в PYTHIA6.

Раннее моделирование возможных сигналов от ЧД, выполненное для Physics TDR (PTDR) [46] в 2005 г., оперировало другой переменной — сферичностью события, вычисляемой через поперечные импульсы частиц. Логика анализа была такой же — отобрать в кандидаты события с максимальной сферичностью, отвечающей изотропному термальному распаду ЧД, по контрасту с «вытянутыми» событиями СМ. Однако основным аргументом в пользу привлекательности S_T , по сравнению с другими возможными наблюдаемыми, служит замечательный факт, что форма распределений по этой переменной для фоновых КХД процессов не зависит от числа струй в конечном состоянии (что позволяет точно параметризовать фон) (рис. 3.40), но сильно отличается для разной множественности в сигнальных событиях. Факт инвариантности КХД спектров для разного числа струй до сих пор не объяснен из первых принципов, хотя подтверждается эмпирически и с помощью моделирования физическими генераторами событий типа PYTHIA или ALPGEN. При этом любопытно, что количество струй и топология много-

струйных событий, генерируемых как ливни (в PUNIA) или как процессы высших порядков КХД в более продвинутых генераторах и вычислениях «вручную», различаются в разных реализациях и подходах, что составляет неизменную проблему при оценке фонов КХД и вынуждает переходить к другим процедурам (например, методу контрольного набора данных для фона, подробнее см. ниже). Однако удачно выбранная «суммарная» наблюдаемая, в которой складываются все углы вылета, оказывается нечувствительной к множественности в конечном состоянии, что позволяет использовать ее в анализах, аналогичных нашему. Тут еще можно отметить, что угловые распределения, в отличие от абсолютных величин сечений, вообще меньше зависят от поправок высших порядков. Достаточно вспомнить, хотя бы, анализ процесса ДЯ, проведенный в главах 1 и 2 для КК-мод гравитонов, в котором, как и в «чистом» ДЯ стандартной модели, поправки дают заметные вклады в сечения, на уровне десятков процентов для первого порядка и нескольких процентов для второго, но угловые распределения конечной пары при этом меняются слабо. Дополнительным, но тоже важным с экспериментальной точки зрения аргументом в пользу S_T является то, что она гораздо менее чувствительна к вводимым при анализе данных обрезающим на минимальный поперечный импульс, демонстрируя стабильность относительно его варьирования.

3.8 Результаты по поиску ЧД и альтернативных объектов в эксперименте CMS за первый цикл работы LHC

Представленный анализ экспериментальных данных, полученных на установке CMS в период 2010–2012 гг., объединяет две работы коллаборации CMS, последовательно выполненных с увеличением набранной статистики и с расширением класса рассмотренных моделей и сценариев (в соответствии с увеличивающимся окном возможностей при росте интегральной светимости и переходе энергии столкновений протонов от 7 к 8 ТэВ в с.д.м.). Первая работа по данным 2010–2011 гг. [55] основывалась на статистике в 4.7 фбн^{-1} и $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, вторая [56] была выполнена на полной собранной статистике

за первый цикл ускорителя LHC (для анализа по поиску ЧД и альтернативных объектов по ряду причин использовалось только 12 фбн⁻¹ из записанных 20) и включала в себя новые данные 2011–2012 гг. для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и их объединение с отобранными событиями из предыдущей работы. Автор диссертации в момент подготовки к этому анализу участвовала (и продолжает участвовать в настоящее время) в работе группы по поиску ЧД коллаборации CMS. Все исследования проводились совместно с соавторами из дубненской группы и коллегами из Брауновского университета, Провиденс, США (Brown University). Постановочная часть этой задачи была выполнена автором диссертации совместно с Г. Ландсбергом из Брауновского университета. В момент присоединения дубненской группы к этому анализу американской группой уже была выполнена работа по самым первым данным с LHC — 35 пбн⁻¹, набранным вскоре после старта ускорителя в конце 2009 — начале 2010 гг. [159]. Указанная работа следовала несколько иной стратегии поиска и оперировала минимальным спектром моделей — шварцшильдовская и керровская ЧД, образование горизонта без потерь энергии, классический спектр излучения черного тела на стадии эволюции. Максимально полный (из доступных реализованных сценариев) анализ, включающий рождение ЧД, КЧД и СШ в широком классе сценариев и компьютерную реализацию в трех отличающихся генераторах физических событий был выполнен в работах [55, 56], описанных в данной диссертации. Поэтому постановочная часть анализа, наряду с вычислением сечений, также выносится на защиту.

3.8.1 Моделирование рождения ЧД

Для того чтобы оценить возможность наблюдения на LHC или другом коллайдере сигналов от ЧД, КЧД и СШ необходимо, как обычно для сигналов стандартной и нестандартной физики, реализовать изучаемый сценарий с помощью компьютерного моделирования — сделать параметризацию матричных элементов или использовать готовые, протестировать генератор на предмет адекватной работы, сравнить результаты с выборочными аналитическими вычислениями для отдельных точек, а дальше смоделировать наборы «данных» для максимально широкого класса сценариев, разных значений величин из пространства параметров и разных масс объектов. Затем

нужно пропустить эти данные через программы, моделирующие установку (в нашем случае — CMS) ¹. Но первый шаг предполагает наличие общепрофильных или специализированных генераторов физических событий. Для анализа по ЧД мы используем три специализированных генератора событий, основанных на частных кодах (в настоящий момент эти коды приняты коллаборацией и стандартизованы): BLACKMAX [160], SHARYBDIS2 [161] и QBH [162]. Генераторы событий предоставляют собой удобную платформу для разыгрывания различных сценариев с классическими ЧД, СШ и КЧД (при специальной установке опции, регулирующей набор и количество частиц в конечном состоянии, и некотором количестве ручной работы). Последний из перечисленных генераторов, как ясно из его названия, оперирует только квантовыми ЧД, но обладает довольно продвинутыми возможностями по выбору начальных опций и финальных режимов для описания этих объектов. В частности, можно задавать любые партонные конфигурации или их произвольные комбинации для начальных и конечных частиц, реализовывать процессы с сохранением и несохранением лептонного и барионного числа, с нарушением лоренц-инвариантности и пр. Генераторы включают программные реализации эффектов, описанных в параграфах выше, которые необходимо учесть при рождении и эволюции ЧД и альтернативных объектов. Сюда входит излучение в начальном состоянии (эффекты неупругости при формировании горизонта), причем его можно задать алгоритмически, в соответствии с формализмом [36], или вручную в процентах (опция обычно используется для прикидочных вычислений, хотя здесь же находится окно возможностей для разыгрывания потерь в других подходах, не в рамках метода ловушечных поверхностей [36]). Также в генераторы введены СТФ, обобщенное описание для вращающихся керровских ЧД, все предложенные в настоящее время опции для распадных частиц (включая формирование ненаблюдаемого и не взаимодействующего с детекторной системой остатка [147], заряженного остатка [148]), процессы с сохранением и несохранением аддитивных квантовых чисел, околопороговый переход ЧД в СШ (регулируется только как внешний элемент, с полной установкой параметров генерации пользователем), излучение гравитонов в конечном состоянии и

¹Полученные на этом шаге результаты по изучению эффективностей отбора и реконструкции событий в работе не обсуждаются и на защиту не выносятся.

ряд других вещей. Фактически, генераторы представляют возможность автоматически делать то, что хорошо алгоритмизовано и, например, может быть представлено в виде таблиц и «сеток» поправочных коэффициентов и оставляют на выбор и контроль пользователя реализацию конкретного сценария, со всей присущей ему спецификой. Параметры генерации и конкретные учитываемые эффекты пользователь определяет самостоятельно и несет ответственность за тестирование и осмысленность получаемых результатов. В BLACKMAX теоретически сделан интерфейс для изменения геометрии полного многомерного пространства и формирования произвольных конфигураций бран, координат в пространстве дополнительных измерений и эффективных натяжений для каждой их них, что параметризует большинство известных в литературе сценариев за рамками простейших моделей [11, 12]. В том числе, можно сделать довольно сложные конструкции с «пачками» бран в разных точках многомерного пространства, где каждый кварковый и лептонный аромат привязан к своей бране, смешивание в поколениях и нарушение ароматов задается за счет пересечения экспоненциально спадающих «хвостов» профилей, и многие другие проблемы решаются геометрически, в духе работы [163] и последовавших за ней публикаций. Поскольку существование ЧД в таких сценариях обусловлено рядом условий, дополнительных к обычным в простых моделях, все разыгрывание процесса рождения и эволюции подобной ЧД должны полностью контролироваться пользователем, выбором приемлемых параметров генерации и учитываемых эффектов под свою ответственность (впрочем, это верно и для простых случаев ЧД ADD-RS-типа).

Учитывая большой разброс сценариев для фаз эволюции ЧД, при моделировании используется огромное количество наборов сэмплов с событиями. Например, для анализа, проведенного в 2012 г. ([56], постановочную часть см. также в [41]) было использовано 759 сигнальных наборов для ЧД с разными опциями эволюции и распада:

- 87 наборов для стационарных ЧД, BLACKMAX;
- 87 аналогичных наборов для стационарных ЧД, SNARYBDIS2;
- по 87 наборов для вращающихся (керровских) ЧД, BLACKMAX и SNARYBDIS2;

- 81 набор с потерями массы и углового момента при формировании ЧД (учет неупругости) M/J loss, заданными вручную (10%), BLACKMAX;
- 81 набор с потерями массы и углового момента при формировании ЧД M/J loss, рассчитанных по модели Йошино–Рычкова [36], SNARYBDIS2;
- 87 наборов для керровских ЧД в режиме малой множественности в конечном состоянии (имитация состояний КЧД), SNARYBDIS2;
- 81 набор для модели «кипящего остатка» (с околопороговым переходом из ЧД в СШ), SNARYBDIS2;
- 81 набор для модели стабильного ненаблюдаемого остатка, SNARYBDIS2.

Каждый набор содержал сэмплы по 10 000 событий, сканирующие величины из пространства параметров: число дополнительных измерений $n = 2, 4, 6$, изменяемый фундаментальный масштаб гравитации $M = 1.5 - 6.0$ ТэВ с шагом в 0.5 (на границах кинематических областей – в 0.3) ТэВ и сканирование по значению минимальной массы классической ЧД $M_{BH} \geq 3.5$ ТэВ. Таким образом, объем моделирования, предшествовавший набору реальных данных и сравнению с ними полученных на генераторах сэмплов, действительно очень значителен. Строго говоря, это не является большим достоинством, но связано с отсутствием ориентиров, какие опции для фаз эволюции и распада ЧД следует считать правильными, а какие отвергнуть, и в настоящий момент все рассмотренные возможности трактуются как равнозначные и равноценные при анализе.

Базовая генерация событий в BLACKMAX и SNARYBDIS2 сделана не вполне идентично, в SNARYBDIS2 заложено решение для стационарной ЧД, а BLACKMAX работает с керровской. Поэтому сечения отличаются на множитель $\sigma_{BlackMax} = b_n^2 \pi r_s^2$ [160], где

$$b_n = \frac{2}{(1 + (\frac{n-1}{2})^2)^2}, \quad (3.83)$$

т. е., $b_n^2 = 1.36, 1.59, 1.78$ для $n = 2, 4, 6$. Поэтому вычисления, проводимые с помощью этого кода, всегда дают сечения на 40–80% больше.

Примеры карт генераторов событий (BLACKMAX и SNARYBDIS2), использованные для моделирования сигнала от квазиклассических ЧД и струнных шаров, даны в Приложении в конце диссертационной работы.

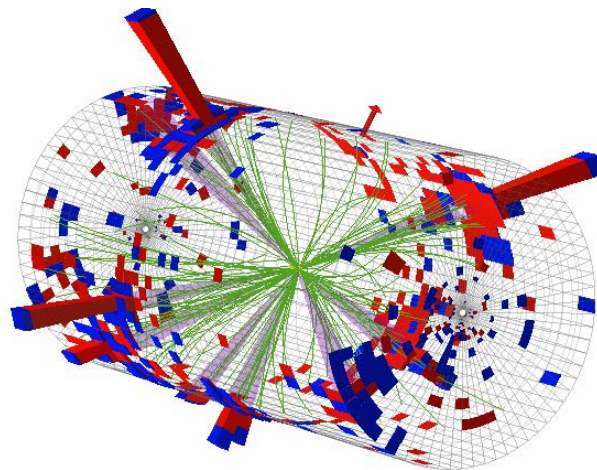
Для анализа, проведенного до и во время первого цикла работы ЛНС, было изучено и просчитано гораздо больше сценариев, чем перечисленные в начале параграфа 759 сэмплов, задействованных в работах [55, 56] для получения оценок на нижние пределы по допустимой массе ЧД (см. параграф 3.8, рис. 3.47). Это связано, прежде всего, с тем, что для некоторых сценариев, особенно посчитанных с полным циклом потерь при формировании горизонта и в ходе эволюции, полученные величины сечений все еще ниже порога, достижимого при энергии столкновений протонов 8 ТэВ (и даже 13 ТэВ, полученные во втором цикле, хотя данные по второму циклу работы ЛНС не входят в эту работу). Для большинства более реалистичных (т.е. «пессимистичных») сценариев пространство параметров еще очень далеко от перекрытия с текущими возможностями ЛНС. С другой стороны, процесс рождения и эволюции ЧД гораздо более чувствителен к деталям начальной стадии (те же потери на неупругость), нежели к особенностям формирования конечного состояния. Допустим, сценарии с разным сочетанием законов сохранения квантовых чисел в конечном состоянии дают очень незначительно отличающиеся сечения. Также опции шварцшильдовской и керровской ЧД, в отличие от макроскопических астрофизических объектов, для микроскопических аналогов демонстрируют малую разницу. Поэтому в анализе были задействованы только достаточно отличающиеся результаты и сценарии, дающие сечения на уровне достижимых на ЛНС при текущих условиях.

В анализе использовалось три разных набора функций партонных плотностей — основной для генерации сигнальных событий MSTW2008lo68cl [76], результаты вычисления с которым были показаны выше в параграфе 3.2.1, а также CTEQ6.1 [75] и CT10 [85] для оценки погрешностей, вносимых в вычисление сечений выбором PDF. Эти погрешности дают отклонения в значениях сечений рождения ЧД максимум до 10% для наиболее отличающегося выбора CTEQ6.1. Внутри самого базового набора MSTW2008lo68cl разброс величин сечений при выборе центрального и граничных значений параметризации PDF не превышает 1.4% [56]. В соответствии с рекомендациями

группы PDF4LHC [79] представлению результатов моделирования во всех случаях для вычисленных сечений значение систематической погрешности, связанной с PDF, принято с запасом как максимальное — 10%. Обсуждение другой систематики, как для модельных предсказаний, так и для реальных данных, лежит за рамками этой работы, хотя она в всех случаях оказывается меньше неопределенностей, вносимых недостаточной точностью знания PDF (ситуация аналогична главам 1 и 2, см. рис.1.8 из главы 1). Исключения составляют только ошибки в параметризации фона КХД по переменной S_T , см. про фон КХД в параграфе 3.8 ниже. Для очень больших S_T ошибка параметризации может достигать даже 200%, хотя в этой пограничной (для $\sqrt{s} = 8$ ТэВ) кинематической области экспериментальные точки тоже возникают с очень большими погрешностями и точность анализа в любом случае сильно падает.

3.8.2 События–кандидаты в ЧД

Для примера на рис. 3.41 и 3.42 приведены «мониторы событий» — трех- и двумерные визуализации реальных многоструйных событий, зарегистрированных установкой CMS во время первого цикла работы в 2010–2012 гг., прошедших все необходимые триггеры и критерии отбора [55, 56] и записанных в кандидаты в ЧД.



CMS Experiment at LHC, CERN
 Data recorded: Mon May 23 21:46:26 2011 EDT
 Run/Event: 165567 / 347495624
 Lumi section: 280
 Orbit/Crossing: 73255853 / 3161

Рис. 3.41. Трехмерная визуализация реального события – кандидата в ЧД с 9 объектами в конечном состоянии, $S_T = 2.6$ ТэВ, $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в с.ц.м. (2011г).

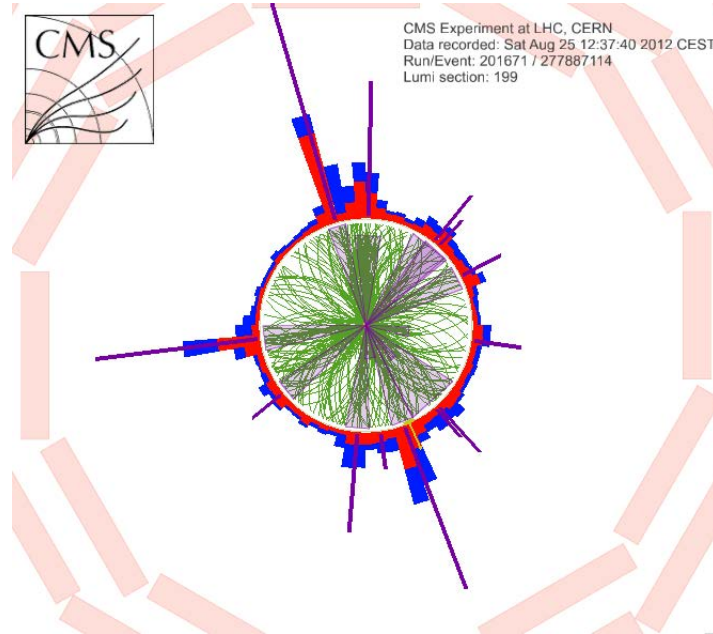


Рис. 3.42. Визуализация реального события – кандидата в ЧД с 13 объектами в конечном состоянии, $S_T = 2.1$ ТэВ, $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в с.ц.м. (2012г).

Вообще говоря, обработка экспериментальных данных и вся огромная область связанных с этим усилий (алгоритмы идентификации частиц, оптимизация сигнала и используемые триггеры, параметризации фона, оценки систематических неопределенностей, выполненные коллегами автора по группе Exotica) не входит в данную работу, и автор не выносит на защиту соответствующие пункты. В приводимых ниже графиках, полученных коллаборацией CMS (коллективом из 5–6 человек, в разные периоды работавших в группе по поиску сигналов от многомерной гравитации в рамках деятельности в направлении «Exotica» коллаборации CMS), на защиту выносятся только теоретические модельные предсказания, «приготовленные» в таком виде, который допускает прямое сравнение с экспериментальными данными и наложение на одном графике. Поэтому описание результатов в части обработки и отображения реальных данных содержит только краткую справку ниже о способе оценки формы сигнала от фоновых событий, поскольку инвариантность фона и изменение формы сигнальных событий для увеличивающегося числа струй являются принципиальным моментом в анализе. Остальные важные технические детали можно найти в работах [55, 56].

3.8.3 Квазиклассические черные дыры

Как уже говорилось, в качестве наблюдаемой переменной для анализа данных по сигналам от ЧД и СШ была выбрана полная поперечная энергия струй в событии S_T . В этой сумме учитываются только струи и индивидуальные частицы с $E_T > 50$ ГэВ (и такое же ограничение задает минимальную величину потерянной энергии в событии), а триггер на само значение S_T установлен на минимальное значение в 550 ГэВ. Основной фон происходит из КХД процессов, и требуется его надежная оценка, для установки пределов на возможность выделения сигнала. В случае электрослабых процессов для этой цели обычно используют специализированные Монте–Карло генераторы и детальное моделирование фона, и эта процедура работает хорошо, в силу отлаженности генераторов, хорошего знания матричных элементов и согласованности величин, получаемых из разных генераторов (этим оценкам можно верить, по крайней мере — в нашей постановке задачи). Однако для многоструйных событий КХД весь набор существующих генераторов дает отличающиеся результаты, причем в некоторых кинематических областях — сильно отличающиеся. С ростом S_T неопределенность в знании фона из генераторов сильно растет, и не только по причине самих матричных элементов, заложенных в генераторы, но и в силу плохого знания функций партонных плотностей для больших переданных Q^2 . По этим причинам для оценки фона от многоструйных событий используется двухшаговая процедура, исключая генераторы событий и апеллирующая напрямую к данным. Для этого вначале отбираются события с малым количеством струй (и индивидуальных частиц) в конечном состоянии — ровно две и две и более (с доминирующими двухструйными конфигурациями и «слабыми» — менее энергетичными — добавками от большего количества струй) соответственно. Для повышения точности фитирования фона дополнительно используются еще две выборки — с числом струй три и три и более, фитирование по 2 и 3 струям дает практически совпадающий результат в области $S_T \leq 3.5$ ТэВ, дальше разница становится более заметной и на границе кинематически достижимой области достигает 200%, но в любом случае остается в пределах погрешностей для экспериментальных точек. На рис. (3.43) показаны выборки экспериментальных данных для оценки фона с наложенными пред-

сказаниями для сигналов от классических ЧД, в зависимости от значения S_T . Хорошо видна область значений S_T слева, где фоновые распределения практически не искажены возможным присутствующим сигналом.

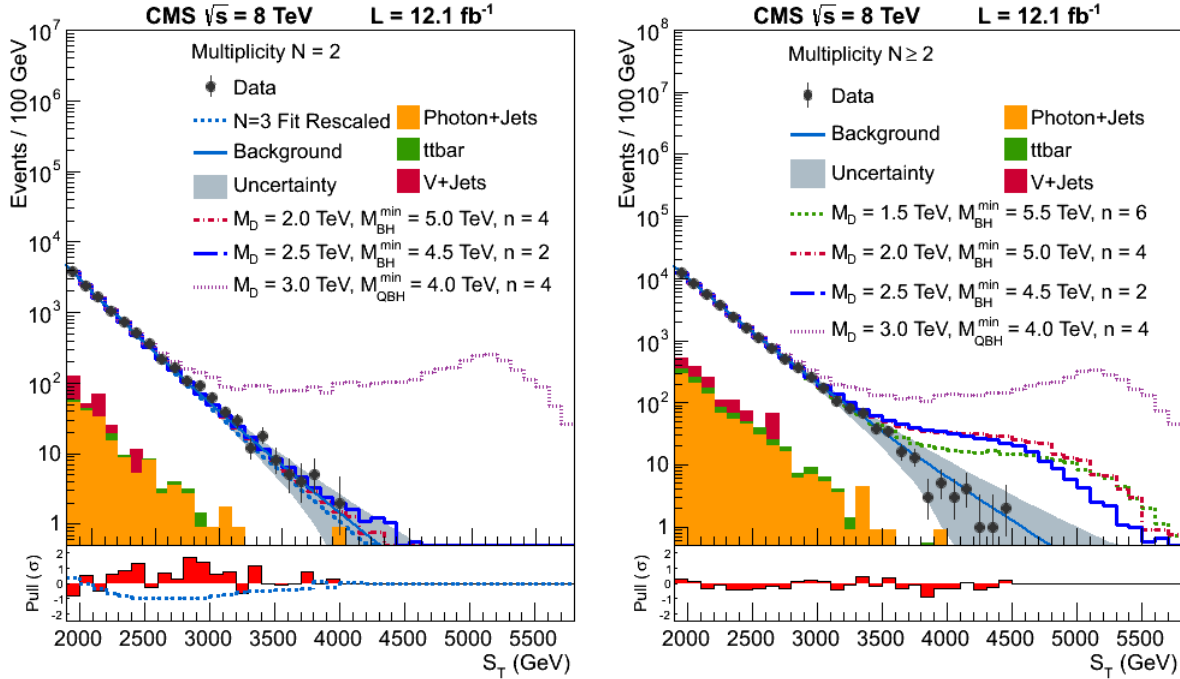


Рис. 3.43. Полная поперечная энергия S_T для событий с количеством объектов (фотонов, лептонов и струй) в конечном состоянии: (слева) $N = 2$, (справа) $N \geq 2$. Данные отмечены как точки с экспериментальными погрешностями; сплошные линии с закрашенными областями отвечают предсказаниям для фона с учетом систематических погрешностей. Фон, не связанный с КХД процессами, приведен в виде гистограмм в нижнем левом углу каждого графика.

В соответствии с этим осуществляется выбор контрольной области, т.е. области значений переменной, для которой распределения заведомо свободны от присутствия сигнальных событий. Для всех сценариев новой физики, характеризуемых определенным энергетическим масштабом, адекватным выбором будет область ниже этого масштаба, хотя насколько именно ниже — каждый раз обсуждается индивидуально. В этой области фон фитируется с помощью нескольких функций, в данном случае — с одной основной, для определения центрального значения, и двумя вспомогательными, служащими для определения коридора погрешностей (серая полоса на графиках), подробнее см. в [56]. После этого фит фона используется в сигнальной области, с соответствующими поправочными кинематическими коэффициентами и для произвольного числа струй. Эта процедура называется методом контрольного набора данных («data-driven method» в англоязыч-

ной литературе, см., например, [55] и ссылки к ней) и успешно применяется в коллаборации CMS везде, где возникают трудновычисляемые фоны. Наложённые кривые предсказаний для черных дыр (опция стационарной ЧД, три разных набора параметров, максимально «оптимистичный» сценарий без учета потерь на стадии формирования, генератор BLACKMAX) демонстрируют малое подмешивание сигналов новой физики в область фита для фона (1200–2800 ГэВ/ c^2), так что влияние потенциально сигнальной области на контрольную пренебрежимо мало. После процедуры настройки фона можно проводить сравнение экспериментальных данных с предсказаниями различных моделей. Что касается фона не-КХД природы, происходящего из процессов СМ, его вклад во всех случаях составляет не более 1% от полного значения фонового сигнала, рис. 3.44, так что им можно безопасно пренебречь. В левых нижних углах графиков рис. 3.43 основные процессы подобного типа показаны разными цветами.

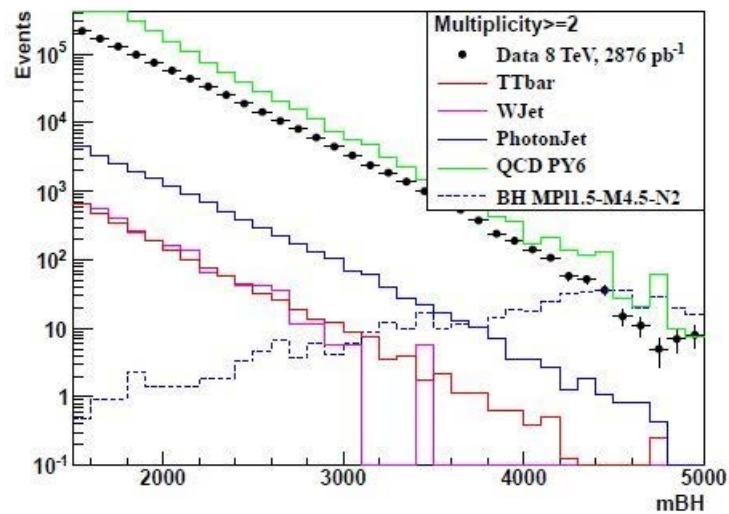


Рис. 3.44. Соотношение фоновых вкладов от процессов СМ и фона КХД (зеленая линия). Экспериментальные данные показаны черными точками, также наложено предсказание для сценария рождения ЧД (синяя пунктирная линия) с параметрами: $M_D = 1.5$ ТэВ, $M_{BH}^{min} = 4.5$ ТэВ и $n = 2$. Из работы [56].

На рис. 3.45–3.46 показано сравнение экспериментальных данных, извлеченных для разной множественности объектов (струй и частиц) в конечном состоянии, с указанием погрешности оценки фоновых процессов КХД, с предсказаниями для трех разных наборов параметров модели, описывающей рождение квазиклассической стационарной ЧД без учета потерь энер-

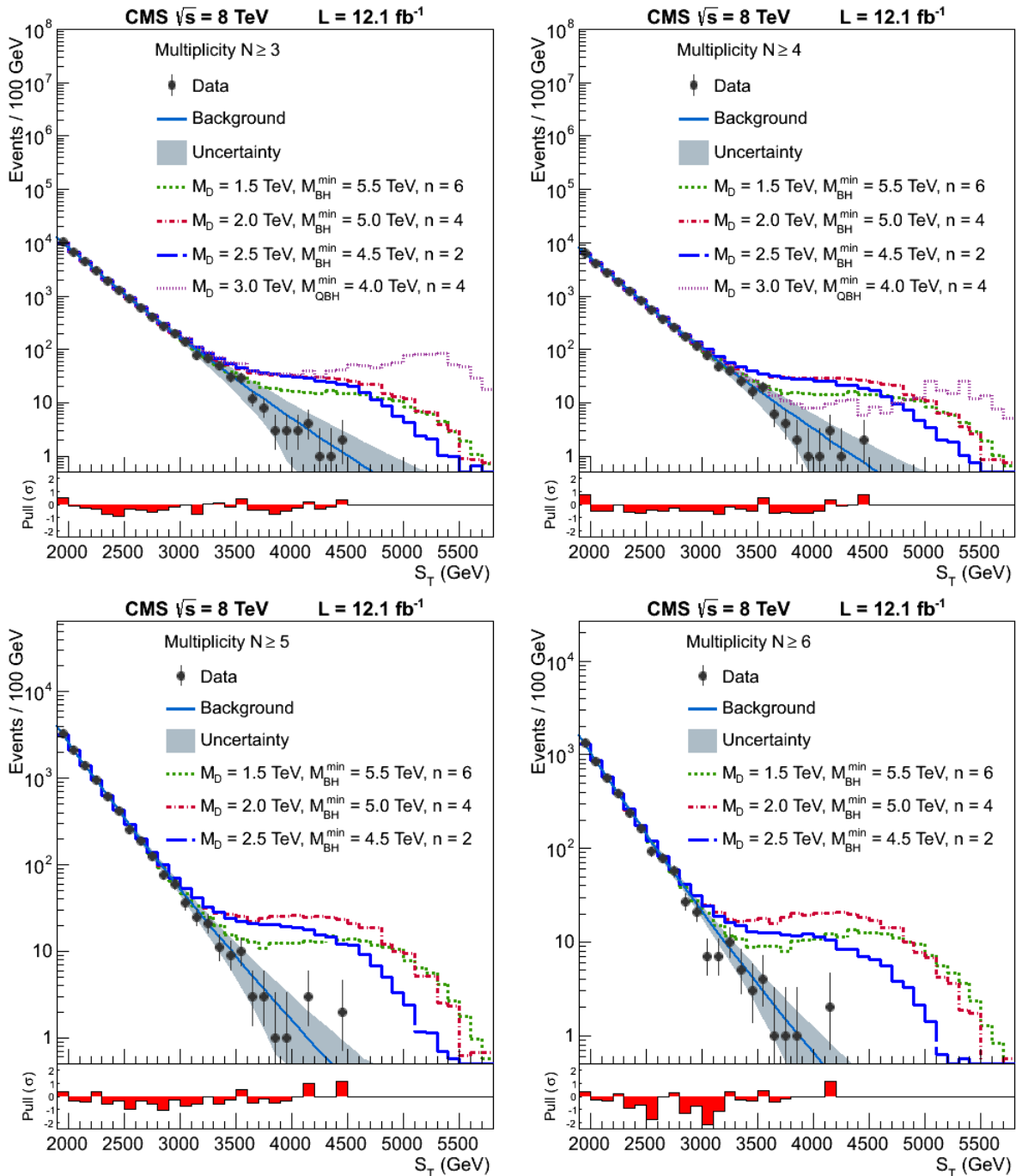


Рис. 3.45. Полная поперечная энергия S_T для событий с числом $N \geq 3, 4, 5, 6$ объектов (фотонов, лептонов и струй) в конечном состоянии. Данные отмечены как точки с экспериментальными погрешностями; сплошные линии с закрашенными областями отвечают предсказаниям для фона с учетом систематических погрешностей. Также приведены теоретические кривые для квазиклассической стационарной ЧД для трех наборов параметров модели (опции аналогично рис.3.43). Здесь M_{BH}^{min} — минимальная масса черной дыры, M_D — многомерный планковский масштаб, n — число дополнительных пространственных измерений. Из работы [56].

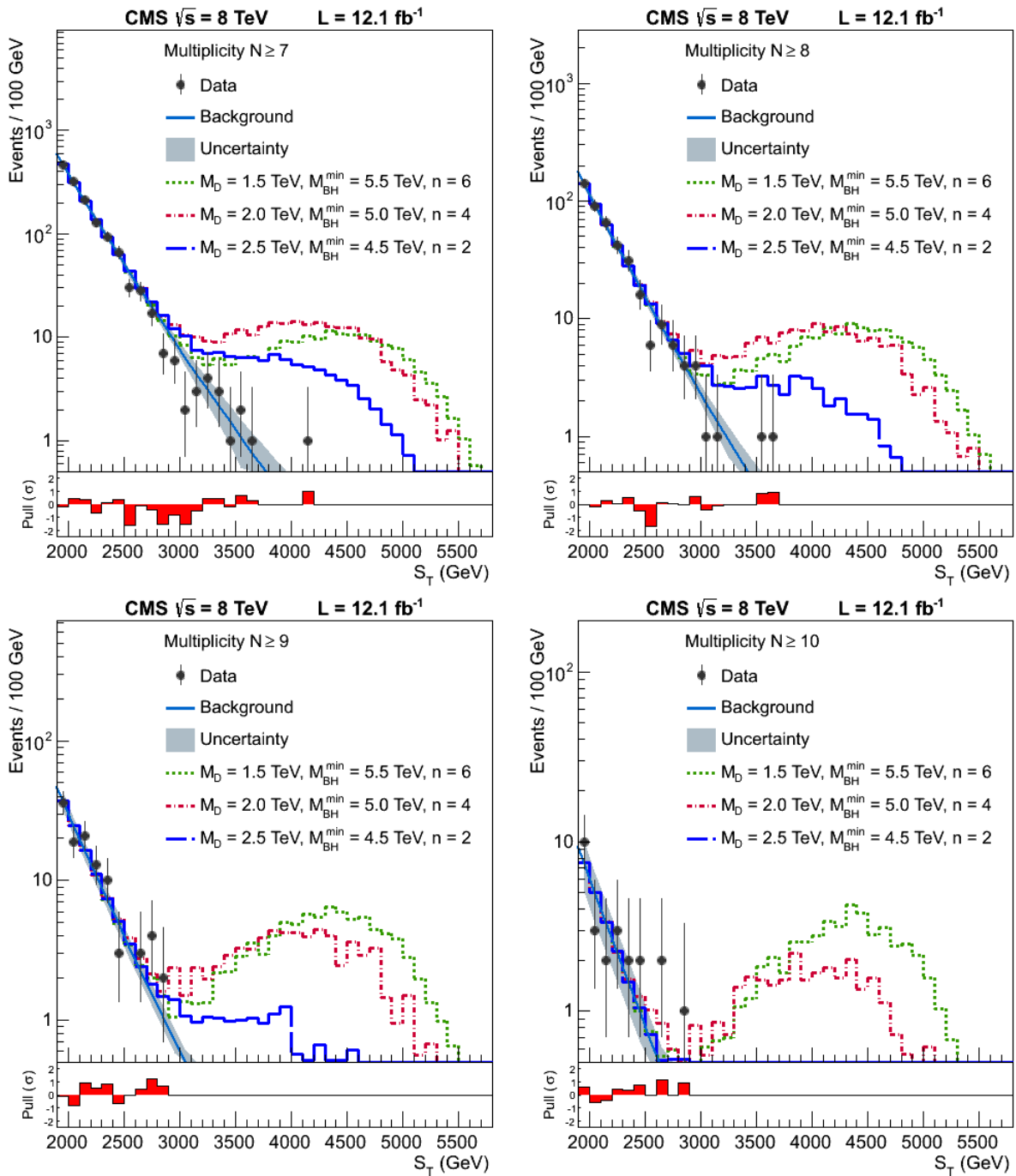


Рис. 3.46. Полная поперечная энергия S_T для событий с числом $N \geq 7, 8, 9, 10$ объектов в конечном состоянии. Обозначения как на рис. 3.45. Из работы [56].

гии на стадии формирования. Ограниченное количество приведенных предсказаний связано с огромным объемом моделирования, упоминавшемся в предыдущем параграфе, и с физической невозможностью отобразить все просчитанные сценарии на одном графике. Также при существующих энергиях следует учитывать ограниченную чувствительности эксперимента к большой части пространства модельных параметров, поэтому на графиках приведены наиболее оптимистичные, с точки зрения наблюдения, предсказания. Поскольку ЧД может трактоваться как классический объект, со всеми сопутствующими характеристиками и термальным испарением, только при достаточно большой энтропии, закономерно ожидать все более и более явных отклонений в поведении распределений по S_T для увеличивающихся значений множественности частиц в конечном состоянии. На графиках эта тенденция к увеличению отклонения от ожиданий СМ хорошо прослеживается с ростом множественности, однако также видно, что имеющиеся экспериментальные данные во всех случаях не позволяют говорить о наличии сигналов от новой физики.

Отсюда получаются пределы на минимально возможные значения масс ЧД, в зависимости от величины фундаментального многомерного масштаба. На рис. 3.47 приведены подобные модельно-зависящие пределы, отдельно для различных сценариев эволюции ЧД. Из приведенных данных видно, что допустимые значения минимальной массы ЧД отличаются для разных посчитанных случаев, но лежат стабильно выше 5.4–6 ТэВ. Более приемлемая с теоретической точки зрения область графиков располагается слева и отвечает случаю, когда отношение минимальной массы ЧД к значению фундаментального масштаба превышает число 3. При этом разрешенная область минимальных масс в большинстве случаев находится выше 5 ТэВ, что, вообще говоря, делает практически безнадежным наблюдение сигналов от квазиклассических ЧД на ускорителе с энергией в с.ц.м. 8 ТэВ. Это утверждение становится еще жестче, если рассматривать сценарии с потерями энергии на стадии формирования, существенно снижающими достижимые значения масс. Если же рассматривать не только метрики класса ADD, но также включить в рассмотрение сценарии образования ЧД в моделях класса RS, то перспективы становятся туманными не только для текущей, но даже для полной планируемой энергии ЛНС (14 ТэВ в с.ц.м.), в силу более

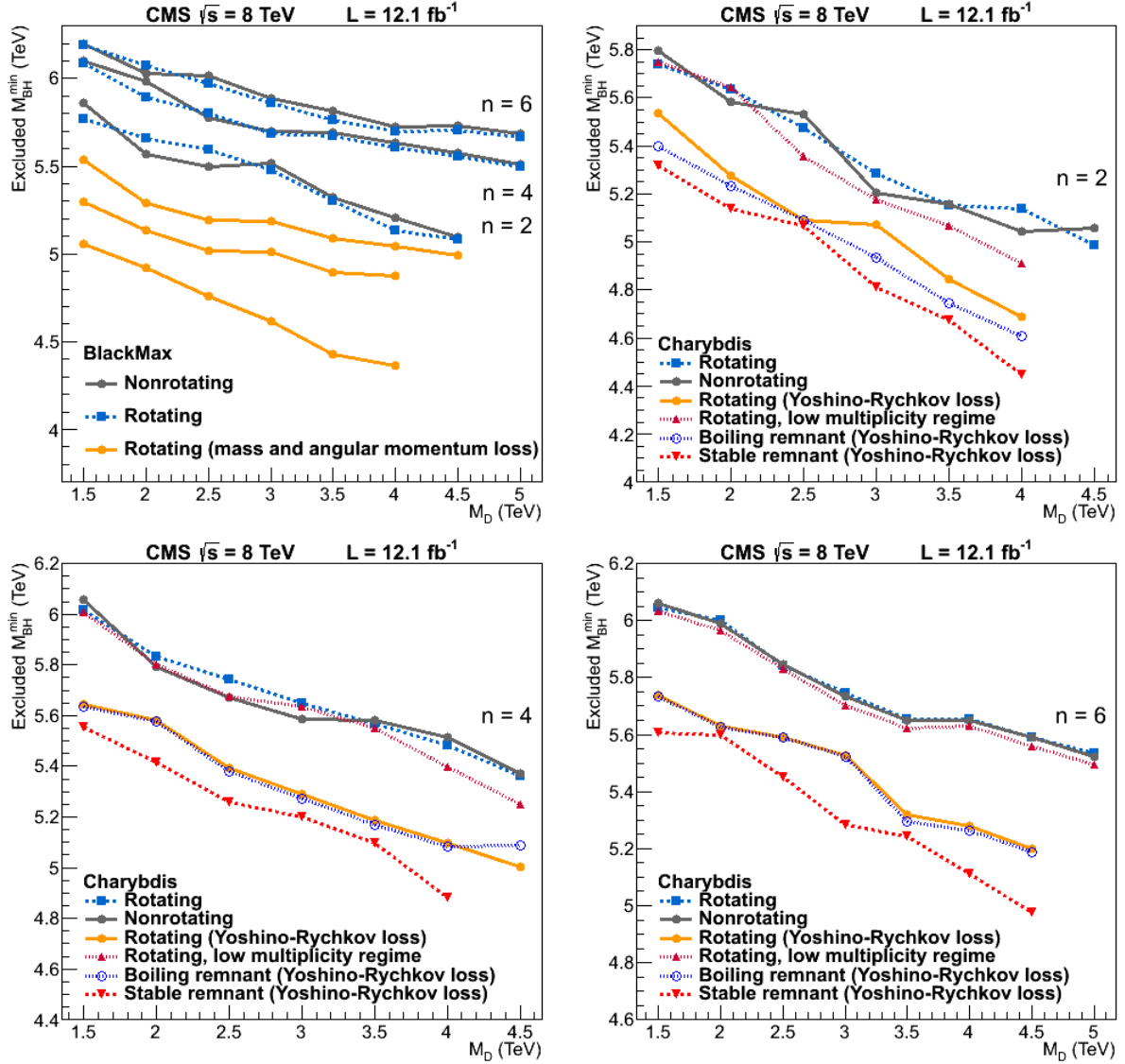


Рис. 3.47. (а) Минимальная масса черной дыры, исключённая с 95% С.Л., в зависимости от величины фундаментального масштаба M_D , для различных моделей ЧД без формирования стабильного остатка в генераторе BLACKMAX и числа дополнительных измерений, равного 2, 4 и 6. (б)–(г) Минимальная масса ЧД, исключённая с 95% С.Л., в зависимости от величины фундаментального масштаба M_D , для различных моделей ЧД с формированием стабильного остатка и без в генераторе CHARYBDIS2, для числа дополнительных измерений, равного 2, 4 и 6. Области под кривыми считаются закрытыми. Из работы [56].

жестких требований для отношения M_{BH}^{min}/M , которое должно достигать 10 или даже выше [39].

В дополнение к модельному анализу выше были получены модельно-независимые оценки для верхней границы сечений многоструйных событий с разной множественностью в конечном состоянии, удовлетворяющих критерию $S_T > S_T^{min}$ в зависимости от величины S_T . На рис. 3.48 – 3.49 (пунк-

тирная) линии соответствуют наблюдаемому (ожидаемому в рамках СМ) пределу, для номинальной неопределенности отбора событий по акцептансу, равной 5%. Закрашенные области показывают коридоры в одно и два стандартных отклонения σ от ожидаемых. Из рисунков видно, что ожидания в рамках СМ в предположении отсутствия новой физики хорошо совпадают с полученными экспериментальными данными.

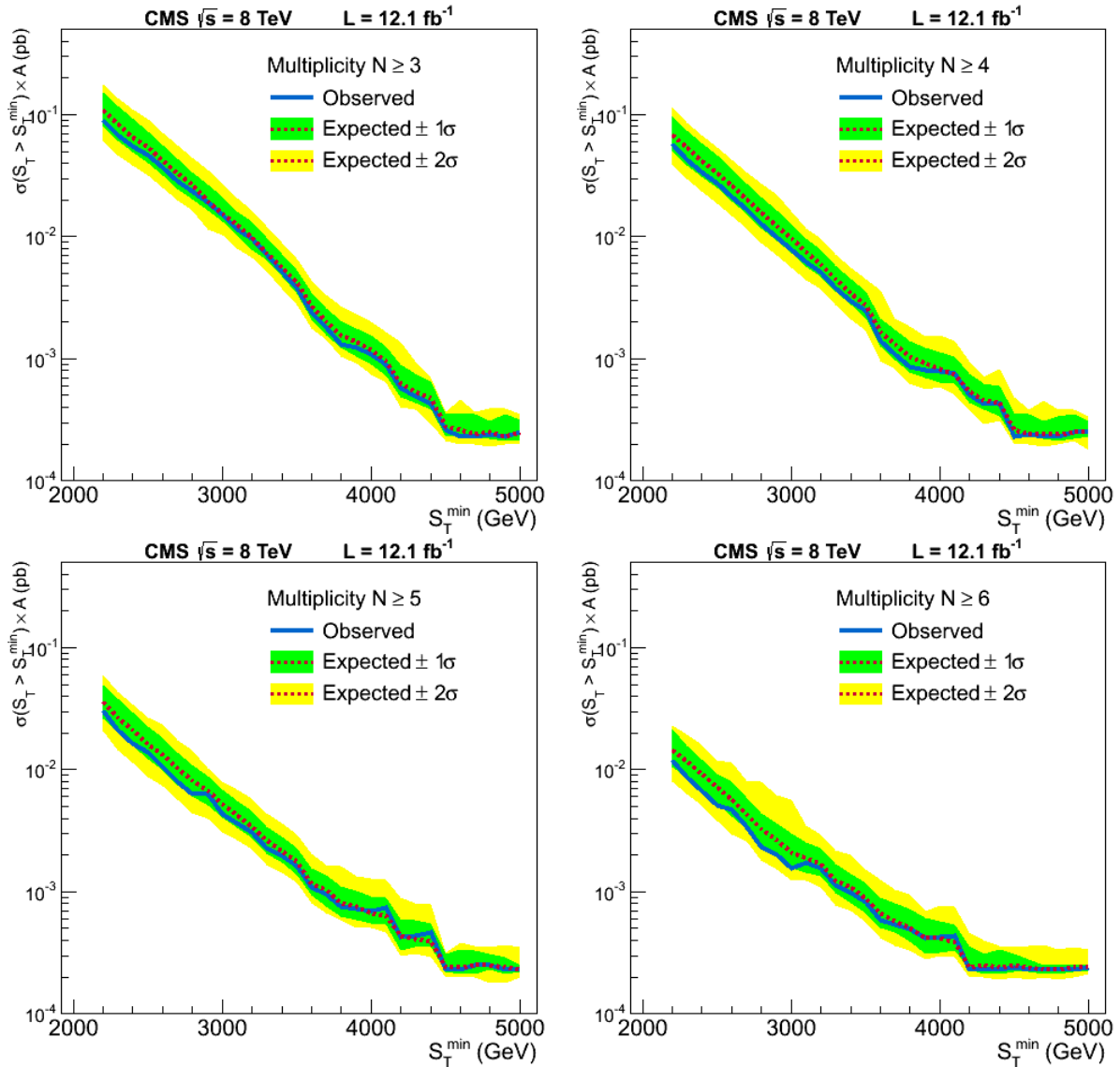


Рис. 3.48. Модельно-независимый верхний предел на сечения с 95% С.Л., полученный из счетных Монте-Карло экспериментов для $S_T \geq S_T^{\min}$ в зависимости от S_T , для событий с множественностью от $N \geq 3$ до $N \geq 6$. Из работы [56].

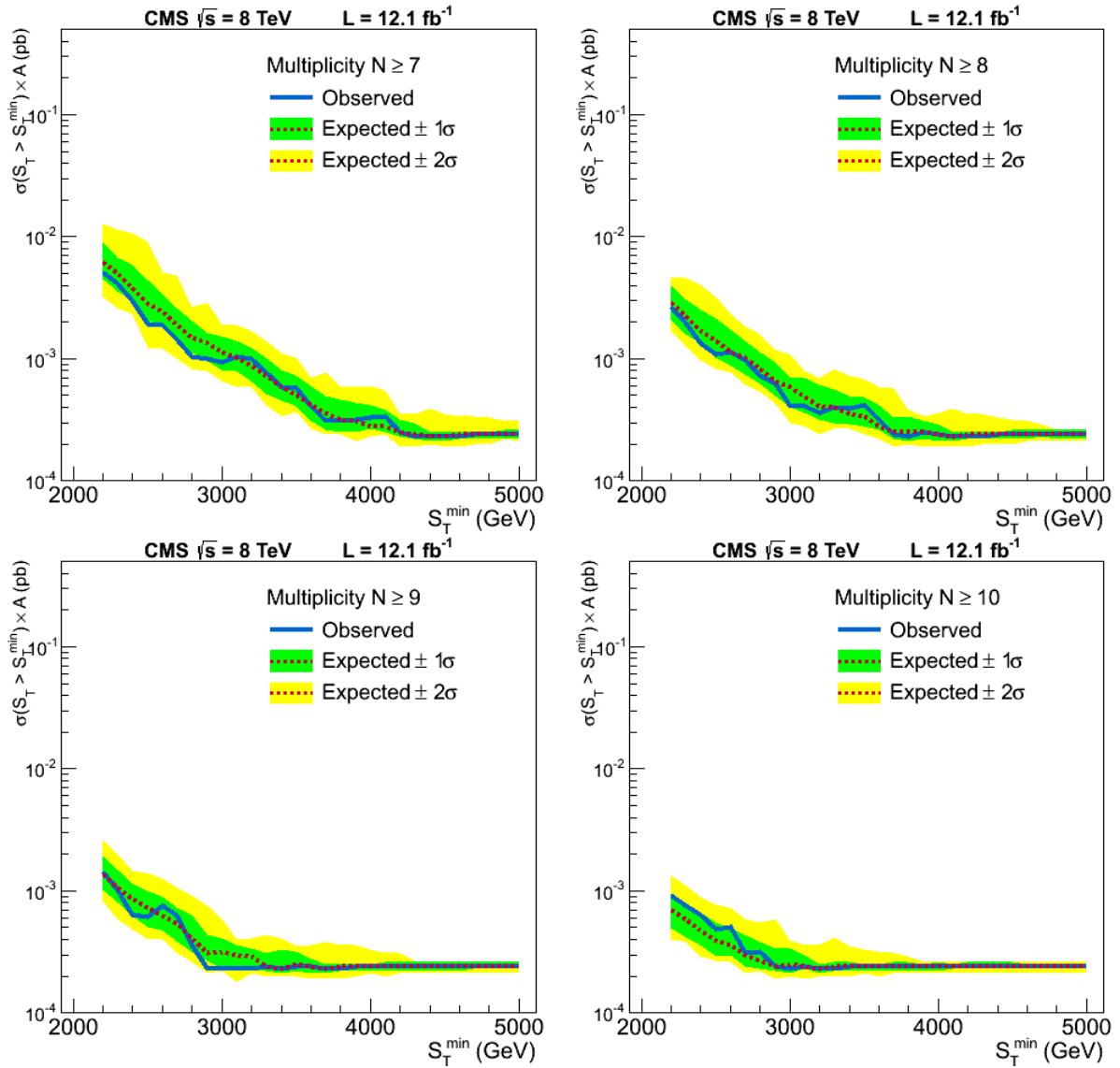


Рис. 3.49. Модельно-независимый верхний предел на сечения с 95% C.L., полученный из счетных Монте-Карло экспериментов для $S_T \geq S_T^{\min}$ в зависимости от S_T , для событий с множественностью от $N \geq 7$ до $N \geq 10$. Из работы [56].

3.8.4 Струнные шары и квантовые черные дыры

В свете не очень оптимистичных результатов для квазиклассических ЧД и поиска установившегося режима акцент очевидно смещается в сторону перспектив обнаружения промежуточных нетермализованных состояний с малой энтропией. Как отмечалось выше, в качестве таковых могут рассматриваться квантовые ЧД, понимаемые в смысле сценария [39], а также СШ в случаях, если гипотетическая обобщающая теория является теорией струн, имеющей режим слабой связи в интересующей нас области. В последнем случае стратегия поиска подобных состояний несильно отличается от изложенной выше для квазиклассических ЧД, с поправками на иной (хагедорновский) режим эволюции образовавшегося состояния, который учитывается в широкопрофильных генераторах событий.

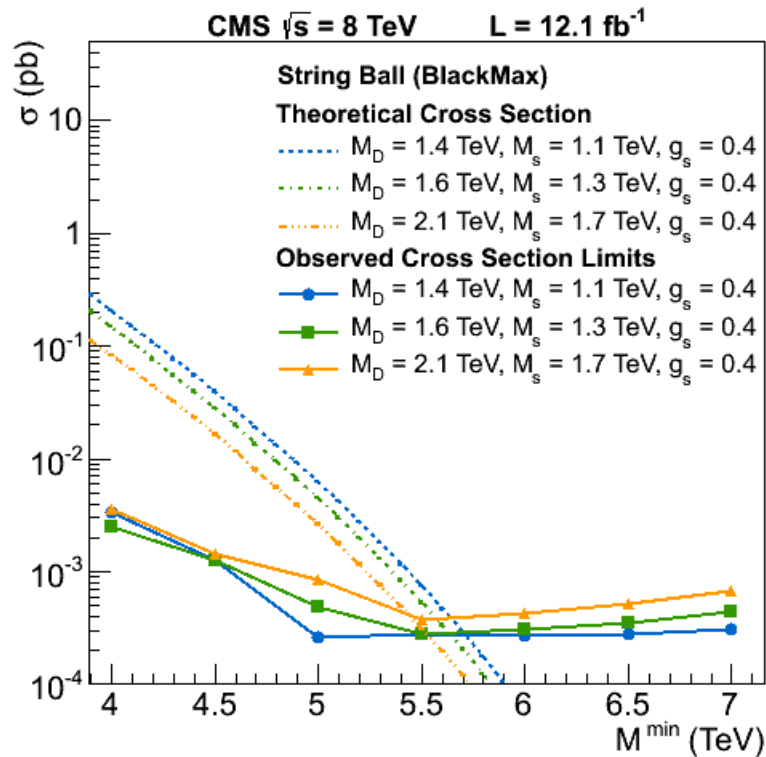


Рис. 3.50. Струнные шары: верхний предел на величину наблюдаемого сечения с 95% С.Л., полученный из счетных Монте-Карло экспериментов, оптимизированных для максимально эффективного отбора СШ с разными модельными параметрами (сплошные линии), а также теоретическое значение сечения рождения (пунктирные линии) для разных наборов параметров модели, в зависимости от минимального значения массы СШ. Здесь M_D — многомерный планковский масштаб, M_S — струнный масштаб, $g_s = 0.4$ — струнная константа связи. Из работы [56].

По аналогии с классическими ЧД были установлены пределы для СШ

[55, 56] и получена минимально допустимая масса объекта от 5.5 до 5.7 ТэВ, в зависимости от величины фундаментального масштаба многомерной гравитации и значения струнного масштаба, рис. 3.50.

Что касается квантовых ЧД, то, напомним, они понимаются как объекты, которые в силу малой энтропии не имеют цепочки из нескольких актов излучения и быстро распадаются непосредственно на пару конечных частиц. Поскольку в случае двухчастичного конечного состояния не вполне корректно говорить о сферичности или S_T , более адекватными становятся традиционные и хорошо проработанные методы, обычно используемые для тестов композитности и контактных взаимодействий – поиск деформаций в инклюзивных спектрах пары струй (как в работе [164]).

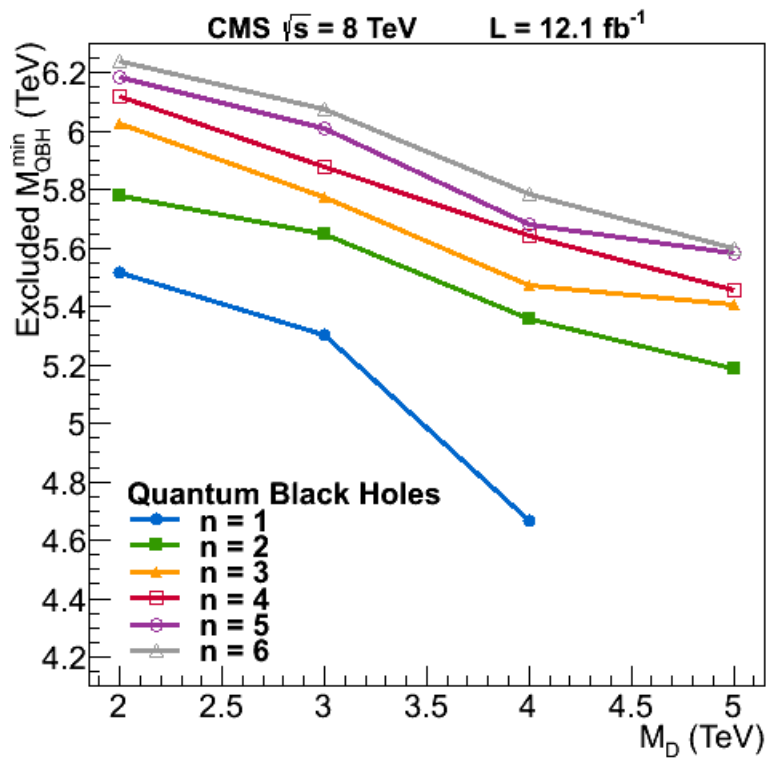


Рис. 3.51. Квантовые черные дыры: минимальная масса КЧД, исключенная с 95% С.Л., в зависимости от значения фундаментального масштаба для числа дополнительных измерений $n = 1$ (модель RS1) либо $n = 2-6$ (модель ADD); области под кривыми считаются экспериментально закрытыми. Из работы [56].

Результаты поиска КЧД показаны на рис. 3.51, переведенные в экспериментально закрытые области для минимально возможных масс, в зависимости от значения фундаментального масштаба. Ограничения на массы квантовых ЧД, полученные из сравнения данных с предсказаниями генератора

QBH, незначительно в меньшую сторону отличаются от ограничений, полученных из сравнения «прикидочных» предсказаний CHARYBDIS2 в режиме малой множественности (см. рис. 3.47 и рис. 3.51), с отличием в установленном минимальном пределе массы не более чем в 200 ГэВ.

Для квантовых черных дыр в подходе Meade–Randall пределы на минимальную массу КЧД установлены от 5.4 до 6.2 ТэВ, в зависимости от модели и числа дополнительных измерений, рис. 3.51.

Эти результаты были независимо подтверждены с высокой точностью другой работой коллаборации CMS — анализом формы распределений двухструйных событий [164]. Эта группа получила ограничения на массу КЧД от 5.0 до 6.3 ТэВ, в зависимости от n . Недавно был опубликован еще один альтернативный анализ сигналов от КЧД в канале с парой электрон-мюон в конечном состоянии (сценарий с распадом КЧД с несохранением лептонного числа), осуществленный соавторами по коллаборации CMS в духе работы, сделанной в коллаборации ATLAS (см. ниже параграф 3.9). Моделирование было проведено для случая нейтральной незаряженной КЧД со спином 0, для $n = 1–6$ [165]. Для случая КЧД RS-типа ($n = 1$) было получено ограничение на минимальную величину массы $M_{min}^{QBH} \geq 2.36$ ТэВ. Для сценариев КЧД ADD-типа были получены ограничения от 3.15 ТэВ ($n = 2$) до 3.36 ТэВ ($n = 6$). Видно, что по закрываемому диапазону масс этот канал имеет значительно меньший потенциал, чем использованная в нашем анализе двухчастичная сигнатура без проведения разделения по ароматам.

Новые появляющиеся работы по теме «Экзотика» в моделях, связанных не только с ДИ, но и с другими идеями новой физики, можно отслеживать на сайте коллаборационных работ [166], где информация обновляется каждый месяц или даже чаще.

3.9 Другие эксперименты по поиску ЧД

Для полноты изложения приведем сравнение результатов, полученных коллаборацией CMS, с другими существующими исследованиями в данной области. Прежде всего, это поиск ЧД коллаборацией ATLAS, работающей на второй многоцелевой экспериментальной установке на ускорителе LHC. Как известно, обе установки — CMS и ATLAS — изначально задумывались

и создавались как детекторы с равными возможностями (с точностью до некоторых нюансов) и с идентичной программой исследований. Это является обычной практикой для уже нескольких поколений ускорителей и дает принципиальную возможность независимого подтверждения результатов и возможных открытий. Более того, существование двух независимых широкопрофильных коллабораций является необходимым стандартом для признания результатов в новой области энергий. Однако, несмотря на указанную практическую идентичность возможностей, не все программы исследований дублируются двумя коллаборациями «под копирку». В меньшей степени это связано со все же существующей спецификой детекторных систем и их разрешающей способностью, а в большей — с акцентами в исследовательских программах, которые могут стоять несколько по-разному. В частности, ATLAS в ходе первого цикла работы ускорителя LHC не занимался поиском сигналов от ЧД с мультиструйной топологией и формой, характерной для квазиклассических ЧД, а сосредоточился исключительно на возможных сигналах двухструйного типа от квантовых ЧД [168, 169, 170, 173]. Поэтому результаты двух коллабораций можно сравнить только по указанному пункту — поиск КЧД (для наиболее оптимального двухструйного канала установленные пределы близки к тому, что сделала наша группа в CMS), а два других пункта, покрываемых исследованиями CMS, пока остаются в единственном числе. В данный момент (весна 2015 г.), когда идет активная подготовка ко второму циклу работы ускорителя с энергией столкновения 13 ТэВ, две коллаборации приняли решение объединить свои усилия и создать координационно-консультативную группу по совместному изучению всего спектра сигналов от ЧД и альтернативных объектов. Соответственно, будет принята программа, которая уже будет совпадать с прошлой программой CMS в деталях и даже расширять ее, в русле новых возможностей, открывающихся при новых энергиях. Но в данный момент ситуация такова, как описана выше.

Что касается предыдущих ускорителей (прежде всего — Tevatron в Fermilab, достигавшего энергии столкновений пучков 2 ТэВ), их энергии оказалось явно недостаточно для выявления сигналов указанного типа, и существенных ограничений на массы возможных ЧД они не наложили. Тут можно заметить, что данные, приходящие из неускорительных эксперимен-

тов по космическим лучам, дают более жесткие ограничения на существование микроскопических ЧД, чем Tevatron.

3.9.1 Черные дыры в космических лучах

Этот канал рождения ЧД связан с процессом рассеяния космических нейтрино на нуклонах земной атмосферы. Учитывая, что в потоках космических нейтрино содержатся ультрарелятивистские частицы с энергиями до $\mathcal{E}_\nu \sim 10^{17}$ эВ, при переходе от лабораторной системы отсчета, связанной с Землей и налетающими нейтрино, в систему центра масс получится эффективная энергия процесса $\sqrt{s} \sim \sqrt{2m_N \mathcal{E}_\nu} \sim 100$ ТэВ, что заметно превышает доступную энергию на ЛНС.

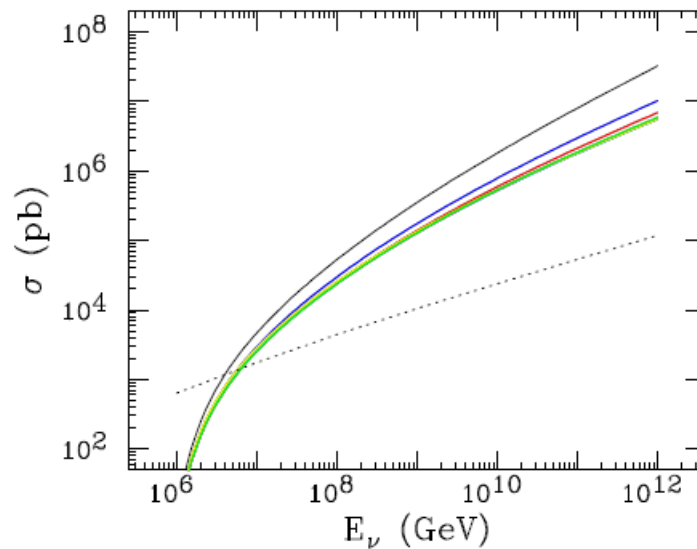


Рис. 3.52. Вычисленные значения сечений рождения ЧД в процессах рассеяния космических нейтрино на атмосфере, в зависимости от числа дополнительных измерений $n = 1-7$ (снизу вверх), для $M_D = 1$ ТэВ и $x_{min} = 1$. Пунктиром указано сечение для фонового процесса СМ (рассеяние $\nu N \rightarrow lX$). Из работы [104]

По аналогии с сечением рождения ЧД на ускорителе (см. уравнение (3.73) в параграфе 3.2), можно записать сечение для $\nu N \rightarrow BH$ и получить оценки на наблюдаемость эффекта. Поскольку спектры атмосферных ливней от космических лучей, а также спектр самих космических нейтрино хорошо изучены, возможные отклонения от известного поведения могли бы говорить о происходящих процессах рождения микроскопических ЧД с моментальным распадом на обычные частицы (что и дает атмосферный ливень,

дополнительный к обычному от космических лучей). Подобные отклонения искались в данных, полученных за много лет разными обсерваториями. Во всех случаях отклонения не были обнаружены. Установленные в связи с этим ограничения, в зависимости от минимальной массы ЧД и числа дополнительных измерений n , перечислены в [104] и приведены на рис. 3.53 и 3.54.

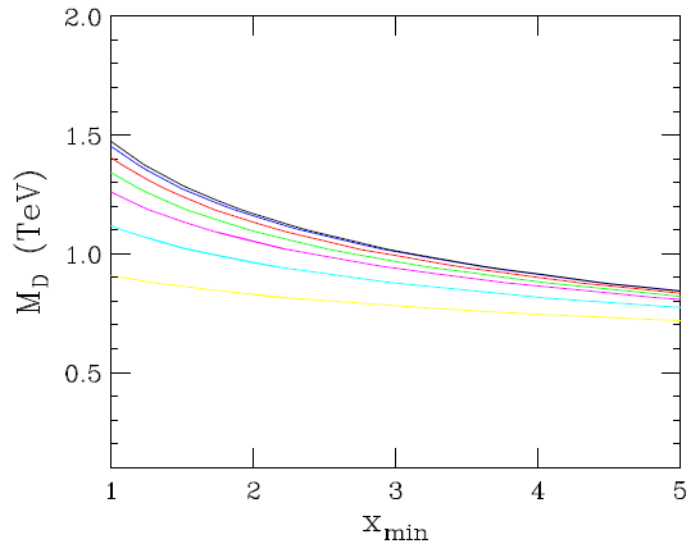


Рис. 3.53. Нижний предел на фундаментальный масштаб гравитации, полученный с достоверной вероятностью 95% , как функция x_{min} для $n = 1-7$. Области под кривыми считаются закрытыми. Из работы [104]

3.10 Обсуждение результатов и дальнейшие перспективы

После выхода первой работы коллаборации CMS по поиску ЧД [55] появилась критика полученных результатов (например, [180]), связанная с обсуждением границы применимости квазиклассического описания ЧД и недопустимости его использования в области, где оно очевидным образом разрушается (малые значения M_{BH}^{min} , близкие к M). Во избежание недоразумений в следующей работе [56], и в [57]) подчеркивается, что, безусловно, правые области на рис. (3.47) являются малоприемлемыми с теоретической точки зрения и не должны напрямую расцениваться как экспериментальные ограничения, извлеченные из сравнения данных с предсказаниями моделей.

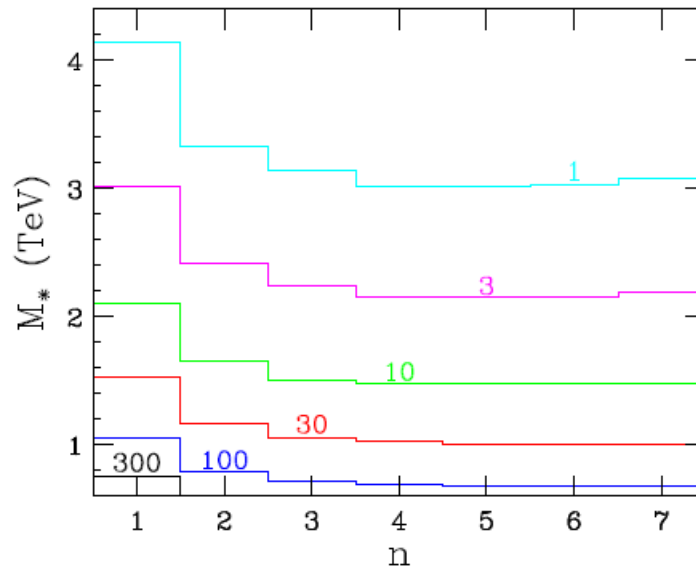


Рис. 3.54. Ограничения, полученные обсерваторией Pierre Auger за 5 лет наблюдений, на величину фундаментального масштаба в зависимости от числа дополнительных измерений n . Разные кривые соответствуют набранной статистике в указанное число событий.

Скорее, это следует воспринимать как артефакт моделирования, когда сканирование по всей доступной кинематической области дает околопороговые значения масс для классической ЧД. Генератор событий «не знает», какие массы допустимы, поскольку ограничения по величине энтропии или другие в него не закладываются; с точки зрения генератора все массы имеют право быть. При использовании же полученных сэмплов для сравнения с экспериментом представляется ненужным вручную «вырезать» околопороговые точки. Для трактовки графиков достаточно иметь в виду, что безусловно осмысленными являются пределы, получаемые из областей, расположенных слева, т.е. для достаточно большого отношения масс. Также можно отметить, что поставленные пределы, будучи сильно модельно-зависящими (по крайней мере – от деталей начальной стадии, включающей формирование горизонта) нужно воспринимать скорее как ориентировочные, нежели точные. Содержащийся здесь произвол и число свободных параметров во всяком случае больше, чем, например, для предсказаний по Z' или КК-модам гравитонов в Главах 1 и 2. Однако некоторые вещи, в частности, сам факт наблюдения или ненаблюдения экзотического объекта с сигнатурой, резко отличающийся от любых других на ускорителе, и пределы на сечения такого

эффекта поставить можно. В конце Главы 3 дополнительно демонстрировались модельно-независимые оценки для многоструйных событий в рамках СМ, не базирующиеся на каких-либо гипотезах о новой физике. Их можно использовать без всяких оговорок на неопределенности в знании теории, и для них экспериментальные данные недвусмысленно свидетельствуют об отсутствии отклонений от ожиданий СМ, в доступном в настоящее время диапазоне энергий.

В целом, центральный вопрос для всей коллайдерной деятельности по поиску ЧД и альтернативных объектов заключается в том, хватит ли энергии ЛНС для наблюдения рождения истинных, то есть термализованных квази-классических ЧД в случае, если один из сценариев многомерной гравитации реализуется в природе. Кажется достаточно вероятным (как обсуждалось еще до появления первых экспериментальных данных по ЧД [41]), что ЛНС все же будет неспособен достичь этого режима, и в дальнейшем нам останется сконцентрироваться на промежуточных объектах, наподобие СШ и нетермализованных квантовых ЧД. Впрочем, эти состояния, являясь сигналами от более фундаментальной теории, возможно, даже более интересны и полезны для углубления нашего понимания микропроцессов, происходящих при высоких энергиях. В любом случае, как со стороны эксперимента, так и с позиций теоретического описания надлежит сделать еще очень многое, прежде чем станет возможным поставить точку в этом вопросе. Для возможности проведения более тщательного экспериментального анализа самым важным требованием является двухкратное увеличение энергии столкновения протонов на ЛНС, до проектного значения $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, а также большая статистика накопленных событий. В свою очередь, со стороны теории постоянно поступают новые идеи и трактовки, например, [151, 153], которые могут пролить свет под иным углом на проблему описания объектов квантовой гравитации и предсказаний сигналов от них на ускорителе.

Что касается собственно полученных данных, то, объединяя результаты по прямому установлению пределов на масштаб многомерной гравитации и данные по поиску ЧД и альтернативных объектов, можно заключить, что они не противоречат друг другу. Отсутствие новых тяжелых резонансов или нерезонансных отклонений от предсказаний СМ позволяют нам считать закрытой область ниже 2–3 ТэВ для величины фундаментального масштаба

гравитации. Одновременно, отсутствие характерных сигналов от ЧД с массой до 6 ТэВ подтверждает, что этот масштаб (который должен быть минимум в 2.5–3.5 раза меньше массы ЧД, чтобы трактовать ее в квазиклассическом приближении) заведомо не может быть установлен ниже тех же 2–3 ТэВ. Таким образом, прямые и опосредованные измерения этой величины вполне коррелируют друг с другом, оставляя для подобных проявлений многомерной гравитации окно сильно выше по энергиям (ориентировочно — начиная с 10–15 ТэВ, если говорить о более реалистичных неминимальных критериях квазиклассического приближения и вытекающей из них допустимой минимальной массе ЧД). Для самого фундаментального порога многомерной гравитации и связанных с ним гравитонных резонансов, а также для перспектив наблюдения квантовых околопороговых эффектов все пока более оптимистично — область от 4–5 ТэВ и выше все еще открыта, и остаются надежды на следующие циклы работы ЛНС, с номинальной энергией столкновений 14 ТэВ.

В заключение приведем для информации сводную таблицу всех ограничений (рис. 3.55), полученных коллаборацией CMS за первый цикл работы ЛНС в разделе «Экзотика» (исследования, включающие все новую физику, за исключением поиска бозона Хиггса в расширенных моделях, который проводится в отдельной группе «Хиггс» и поиска суперсимметрии, которая тоже выделена в отдельную группу).

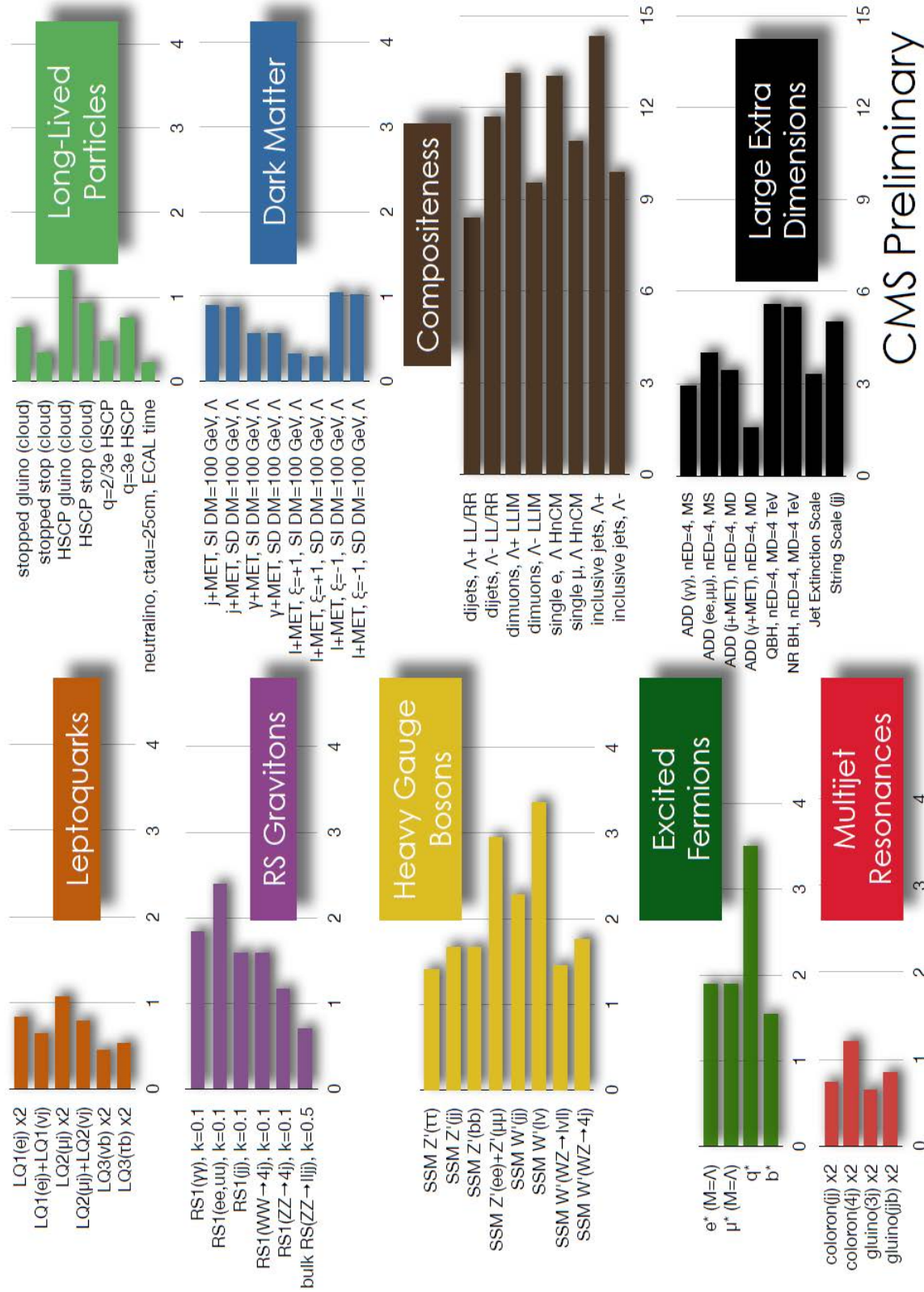


Рис. 3.55. Сводная таблица по ограничениям на массы гипотетических частиц. Результаты группы Exotica коллаборации CMS за первый цикл работы LHC: данные 2010–2012 гг., полная собранная статистика 20 фбн $^{-1}$ [166].

3.11 Заключение к главе 3

В Главе 3 обсуждаются возможности поиска микроскопических черных дыр и альтернативных объектов сильнодействующей гравитации на ЛНС, обсуждается специфика начальной стадии и разных стадий эволюции, потери при формировании ЧД и в процессе хокинговского испарения. Рассматриваются разные сценарии эволюции ЧД, возможные финальные состояния («кипящий остаток» с переходом в СШ и сшивкой сечений двух процессов, ненаблюдаемый остаток, КЧД). Вычисляются сечения для процессов рождения ЧД с распадом по разным сценариям, с учетом потерь на стадии формирования и в процессе эволюции. Вычисляются сечения рождения СШ с испарением в режиме, сходном с ЧД, но при фиксированной температуре. Вычисляются сечения рождения квантовых ЧД. Осуществляется массовая генерация событий для всех рассмотренных сценариев, для установки пределов на наблюдаемость в зависимости от значений модельных параметров в доступной для ЛНС области. В конце главы все сделанные предсказания сравниваются с экспериментальными данными, собранными коллаборацией CMS за первый цикл работы ЛНС, и обсуждаются экспериментальные пределы на массы объектов, а также согласованность этих пределов в каналах с КК-модами гравитонов и с рождением ЧД.

На защиту выносятся следующие пункты из Главы 3:

- Выполнение постановочной части задачи с отбором сценариев рождения и эволюции черных дыр и альтернативных объектов, которые проверялись на ЛНС.
- 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 ЛНС.

Заключение

Диссертационная работа выполнялась в рамках научной программы эксперимента «Компактный мюонный соленоид» (CMS) на Большом адронном коллайдере (ЛHC). Автор принимает участие в исследованиях, проводившихся и проводящихся коллаборацией CMS в период с 2002 г. по настоящее время. Вклад автора заключался в получении теоретических предсказаний для рассматриваемых процессов, в дальнейшем используемых для установления пределов на наблюдаемость эффектов для разных условий работы ЛHC.

В работе изучался класс явлений, связанных с моделями низкоэнергетической многомерной гравитации на масштабе порядка ТэВ. Исследовались возможности наблюдения калуца-кляйновских мод ADD- и RS-гравитонов в канале виртуального обмена с помощью вычислений сечений процессов в рамках эффективной четырехфермионной теории. Анализировались связанные с процессами неопределенности, в том числе — неопределенность в выборе функций партонных распределений, приводящая к разбросу в оценках сечений. Изучались процессы рождения многомерных черных дыр и альтернативных объектов на ускорителе ЛHC, вычислялись сечения для разных рассмотренных сценариев. С помощью компьютерных кодов проводилось массовое моделирование со сканированием модельного пространства параметров, для получения пределов на наблюдаемость эффекта на ЛHC для всех рассмотренных случаев.

По результатам диссертационной работы на защиту выносятся следующие положения:

1. Вычисление сечения процесса с обменом виртуальными ADD-гравитонами в лептонном канале; внедрение матричного элемента процесса Дрелла-Яна в стандартную вычислительную платформу PYTHIA в

- качестве внешнего элемента; проведение сканирования пространства параметров модели с помощью массового моделирования событий для разных условий работы ЛНС; получение предсказаний на максимально достижимый фундаментальный многомерный масштаб; изучение неопределенностей, связанных с выбором функций партонных плотностей и отражающихся на оценках для пределов.
2. Вычисление сечения процесса четырехфермионного взаимодействия 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 ЛНС.
 3. Вычисление сечений процессов ДЯ-типа с учетом вкладов от 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 ЛНС; 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 ЛНС.
 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 ЛНС.

Приложение. Карты генераторов событий для моделирования ЧД методом Монте–Карло

Здесь для примера приведены наборы карт генераторов событий (**BLACKMAX** и **SNARYBDIS2**), использованные для моделирования сигнала от квазиклассических ЧД и струнных шаров в анализе для энергии столкновений протонов 7 ТэВ. Сокращенные обозначения зашифровывают номер сценария и другие детали процесса рождения и эволюции. Например, сценарий ВН1 с рис. 3.58, реализованный с помощью генератора **BLACKMAX**, означает рождение керровских ЧД без потерь на стадии формирования, без излучения гравитонов в конечном состоянии, в простейшем геометрическом сетапе «чистый ADD», с сохранением только барионного числа (B) и никаких других квантовых чисел для распадных спектров. Этот сценарий дает максимальные сечения процесса для любых n и обычно используется как «калибровочный» в тех случаях, когда надо дать оценку сверху на наблюдаемость процессов с ЧД (например, при выделении контрольной области для параметризации фона SM , см. параграф 3.8 Главы 3). На том же рисунке в списке сценариев можно видеть варианты для разных сочетаний сохраняющихся и несохраняющихся в конечном состоянии квантовых чисел (строки 13–18), или варианты для более сложной геометрии полного многомерного пространства (строки 4–5 и 7–9, для сценариев с «толстыми» бранами или «расщепленными» поколениями фермионов на разных бранах). В рамках генератора **SNARYBDIS2** можно детально «проиграть» тонкости сценариев с потерями при формировании и потерями на излучение в ходе эволюции, для разных типов излучаемых частиц (потери Йошино–Рычкова и СТФ), а также изучить переходной режим ЧД/СШ (рис. 3.61). Таким образом, существующий набор инструментов (ге-

нераторов событий), предварительно настроенных и отлаженных за 5 лет работы (2009–2014) позволяет провести изучение довольно широкого класса моделей и сценариев, а также, при желании, добавить новые (например, альтернативные описания КЧД).

BH(n, Mobj_min, mpl)

1. BH2 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, no flux criteria (weighted by phase space), no stable remnant;
2. BH4 – **non-rotating**, no YR IR, variable multiplicity, no flux criteria, no stable remnant;
3. BH6 – rotating, YR IR included, variable multiplicity, no flux criteria, no stable remnant;
4. BH7 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used (no phase space weighting), no stable remnant (see also add. BH17-18 below);
5. BH8 – rotating, no YR IR, fixed multiplicity (NBODY working), flux criteria used, no stable remnant – **low multiplicity regime** (see also BH19,20);
6. BH9 – rotating, YR IR included, no multiplicity models, no flux criteria, **boiling remnant model** used;
7. BH10 – rotating, YR IR included, no multiplicity models, no flux criteria, **stable remnant model** used;

***Additional points:** remnant systematics, low multiplicity regime and BH are not in thermal equilibrium

8. *BH17 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used, no stable remnant (see BH7 above, **varying NVAR**);
9. *BH 18 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used, no stable remnant(see BH7 above, **varying NVAR**);
10. *BH19 – rotating, YR IR included, fixed multiplicity (NBODY working), flux criteria used, no stable remnant – **low mult.** + YR (see BH8 above);
11. *BH20 – rotating, YR IR included, fixed multiplicity (NBODY working), flux criteria used, no stable remnant;
12. *BH21 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used, no stable remnant, **Tn fixed** (no varying evaporation temperature) – BH beyond thermal equilibrium.

Charybdis2 parameter	Name	Value											
Benchmark point		BH2	BH4	BH6	BH7	BH8	BH9	BH10	BH17	BH18	BH19	BH20	BH21
Beam 1 energy, GeV	EBMUP(1)							3500					
Beam 2 energy, GeV	EBMUP(2)							3500					
Maximum parton-parton invariant mass, GeV	MAXMSS							7000					
Convention for Planck scale definition	MSSDEF							3					
Total number of dimensions	TOTDIM							10					
Simulate string balls	DGSB							False					
Allowed decay products	MSSDEG							3					
Include grey-body factors	GRYBDY							True					
Use a kinematic cut-off on the decay	KINCUT							False					

Рис. 3.56. Charybdis2. Карты генерации событий классических ЧД в разных сценариях для энергии столкновений протонов 7 ТэВ

Rotation option													
Simulate rotation of black holes	BHSPIN	True	False	True	True	True	True	True	True	True	True	True	
Allow black hole spin axis to vary	BHVAR	True	False	True	True	True	True	True	True	True	True	True	
Evaporation													
Recoil model for evaporation	RECOIL	2											
Allow temperature to evolve with BH parameters	TIMVAR	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	
Radiation lost at Initial stage													
Simulation of M and J lost in production and balding phase	MJLOST	False	False	True	False	True	True	True	False	True	True	False	
"Constant angular velocity" bias	CVBIAS	False											
Isotropy of gravitational radiation lost	FMLOST	0.99											
Use Yoshimino-Rychov x-section	YRCSC	False	False	True	False	True	True	True	False	True	True	False	
Remnant models													
Stable remnant model	RMSTAB	False	False	False	False	True	False	True	False	True	False	False	
(Fixed-multiplicity model) number of particle in remnant decay	NBODY =					2					2	4	
Variable-multiplicity model	NBODYVAR	True	True	True	True	False	False	True	True	True	False	True	
Variable-multiplicity model, option	NVAR =	4	4	4	4				2	3		2	
Use flux criterion for remnant	NBODYAVERAGE	False	False	True	True	True	False	False	True	True	True	True	
Use phase space for remnants	NBODYPHASE	True	True	True	False	False	False	False	False	False	False	False	
Use boiling remnant phase	RMBOIL	False	False	False	False	True	True	True	False	False	False	False	
Minimum mass for boiling model, GeV	RMMINM	100											
Bypass evaporation phase	SKIP2REMNANT	False											
Conservation laws													
TOTAL NLEPTON CONSERV	NLEPTONCSV(0)	False											
NELECTEPTON CONSERV	NLEPTONCSV(1)	False											
NTAULEPTON CONSERV.	NLEPTONCSV(2)	False											
NMULEPTON CONSERV.	NLEPTONCSV(3)	False											
MINMSS->MBH THRESHOLD	USEMINMSSBH	True											
Benchmark point													
		BH2	BH4	BH6	BH7	BH8	BH9	BH10	BH17	BH18	BH19	BH20	BH21

Рис. 3.57. Spharubdis2. Карты генерации событий классических ЧД в разных сценариях для энергии столкновений протонов 7 ТэВ, продолжение.

Формат записи файлов: **BH#_n#_Md#_Mmin#**, по аналогии с CharYbdis2; сканируемые параметры: **n**, **Md**, **Mmin**.

1. BH1 – rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, only B cons. (comp. with BH2 in Char2);
2. BH3 – non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, only B cons. (comp. with BH4 in Char2);
3. BH5 – rotating, YR included, 2 graviton ISR, no brane tension, no fermion brane splitting, only B cons. (comp. with BH6 in Char2);
- 4-5. BH11, BH12 – two variants for a brane with tension, $B=0,84$ and $B=0,4$; non-rotating, no YR IR, 2 graviton ISR, no fermion brane splitting, only B cons.
6. BH13 – non-rotating, no YR, 2 graviton ISR, graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, only B cons. (see also BH3 and LM7);
- 7-8.* BH14, BH15 – two variants for fermion splitting, brane thickness $1/M_{Pl}$, non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, only B cons.;
- 9.* BH16 – mini-bulk splitting, brane thickness $1/M_{Pl}$, width of the mini-bulk is $8W$, W width of the fermions with fraction of $1/M_{Pl}$, split quarks and leptons, non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no brane tension, only B cons.;
10. LM1 – two-particle FS (low mult.), non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, B cons (see also LM1c1, LM1c2, LM1c3 below);
11. LM3 – two-particle FS, non-rotating, YR included, 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, only B cons.;
12. LM7 – two-particle FS, non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, only B cons. (see also BH13 above).

*Additional points: number of conservation laws for usual and low multiplicity regimes:

- 13.* BH1c1 – rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no brane tension, no fermion brane splitting, conservations 2: B yes, L yes, flavour no, B-L no (see also BH1 above);
- 14.* BH1c2 – rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no brane tension, no fermion brane splitting, conservations 3: B yes, L yes, flavour yes, B-L no;
- 15.* BH1c3 – rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no brane tension, no fermion brane splitting, conservations 2: B yes, L no, flavour no, B-L yes;
- 16.* LM1c1 – two-particle FS (low mult.), non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, conservations 2: B yes, L yes, flavour no, B-L no;
- 17.* LM1c2 – two-particle FS, non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, conservations 3: B yes, L yes, flavour yes, B-L no;
- 18.* LM1c3 – two-particle FS, non-rotating, no YR, no 2 graviton ISR, no graviton FSR, no brane tension, no fermion brane splitting, conservations 2: B yes, L no, flavour no, B-L yes.

Рис. 3.58. ВласкMax. Карты генерации событий классических ЧД в разных сценариях для энергии столкновений протонов 7 ТэВ.

BlackMax parameter Benchmark point	Name in parameter.txt	Value															
		BH1	BH3	BH5	BH1	BH12	BH13	BH14	BH15	BH16	LM1	LM3	LM7				
Number of generated events	number_of_simulations											10 000					
Collision mode, proton-proton	incoming_particle				1							1					
Collision energy, GeV	center_of_mass_energy_of_incoming_particle											7000					
Convention for Planck scale definition	definition_of_M_pl											1					
Value of a fund. scale	M_ph	¹⁾ Variable (сканируемый параметр, от 1500 до 4000 ГэВ)															
Minimal BH mass, GeV	Minimum mass	²⁾ Variable (сканируемый параметр, всегда начинать со значения на 1500 ГэВ больше M_ph)															
Maximal mass, GeV	Maximum mass	7000															
Choice of scenario	choose a case	3	1	3	2	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
Number of extra dim	number_of_extra_dimensions	2,4,6	2,4,6	2,4,6	³⁾ 2	³⁾ 2	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	2,4,6	
Number of splitting EDs for fermions	number_of_splitting_dimensions	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1-6	1	1	1	
Size of ED in splitting fermion scenarios, in units of 1/Mpl	extradimension_size											20.0/ M_ph			⁶⁾		
A width and position of fermion branes in splitting ED scenarios	split_fermion_width_and_location	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	⁴⁾ 1/M_ph		0.0	0.0	0.0	
	u_quark_Right (9 positions)	0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0															
	u_quark_Left (9 positions) etc.	0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0,0.0															
Parameter of deficit angle, B	tension	1.0	1.0	1.0	0.84	0.4	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0	
<i>Radiation lost at Initial stage</i>																	
Turn on YR losses	do_yo_shino	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	1	0
2 graviton ISR	turn_on_graviton	0	0	1	1	1	1	1	1	1	1	0	0	0	0	1	0
Mass losses by hands	mass_loss_factor	0.00	0.00	0.00	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Momentum losses b.h.	momentum_loss_factor	0.00	0.00	0.00	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
Ang. mom. Losses b.h.	angular_momentum_loss_factor	0.00	0.00	0.00	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.15	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
<i>Evaporation</i>																	
Evolution time steps	⁷⁾ fix_time_step	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2	2

Рис. 3.59. BlackMax. Карты генерации событий классических ЧД в разных сценариях для энергии столкновений протонов 7 ТэВ, продолжение.

BH(n, Mobj_min, mpl)

1. BH2 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, no flux criteria (weighted by phase space), no stable remnant;
2. BH4 – **non-rotating**, no YR IR, variable multiplicity, no flux criteria, no stable remnant;
3. BH6 – rotating, YR IR included, variable multiplicity, no flux criteria, no stable remnant;
4. BH7 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used (no phase space weighting), no stable remnant (see also add. BH17-18 below);
5. BH8 – rotating, no YR IR, fixed multiplicity (NBODY working), flux criteria used, no stable remnant – **low multiplicity regime** (see also BH19,20);
6. BH9 – rotating, YR IR included, no multiplicity models, no flux criteria, **boiling remnant model** used;
7. BH10 – rotating, YR IR included, no multiplicity models, no flux criteria, **stable remnant model** used;

***Additional points:** remnant systematics, low multiplicity regime and BH are not in thermal equilibrium

8. *BH17 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used, no stable remnant (see BH7 above, **varying NVAR**);
9. *BH 18 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used, no stable remnant(see BH7 above, **varying NVAR**);
10. *BH19 – rotating, YR IR included, fixed multiplicity (NBODY working), flux criteria used, no stable remnant – **low mult.** + YR (see BH8 above);
11. *BH20 – rotating, YR IR included, fixed multiplicity (NBODY working), flux criteria used, no stable remnant;
12. *BH21 – rotating, no YR IR, variable multiplicity, flux criteria used, no stable remnant, **Tn fixed** (no varying evaporation temperature) – BH beyond thermal equilibrium.

CharYbdis2 parameter	Name	Value											
Benchmark point		BH2	BH4	BH6	BH7	BH8	BH9	BH10	BH17	BH18	BH19	BH20	BH21
Beam 1 energy, GeV	EBMUP(1)							3500					
Beam 2 energy, GeV	EBMUP(2)							3500					
Maximum parton-parton invariant mass, GeV	MAXMSS							7000					
Convention for Planck scale definition	MSSDEF							3					
Total number of dimensions	TOTDIM							10					
Simulate string balls	DGSB							False					
Allowed decay products	MSSDEG							3					
Include grey-body factors	GRYBDY							True					
Use a kinematic cut-off on the decay	KINCUT							False					

Рис. 3.61. CharYbdis2. Карты генерации событий рождения СШ для энергии столкновений протонов 7 ТэВ.

<i>Rotation option</i>																	
Simulate rotation of black holes	BHSPIN	True	False	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	
Allow black hole spin axis to vary	BHVAR	True	False	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	False	
<i>Evaporation</i>																	
Recoil model for evaporation																	
Allow temperature to evolve with BH parameters	RECOIL	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	False	
Radiation lost at Initial stage																	
Simulation of M and J lost in production and balding phase	MJLOST	False	False	True	False	True	False	True	True	False	True	False	True	True	True	False	
“Constant angular velocity” bias	CVBIAS															False	
Isotropy of gravitational radiation lost	FMLOST															0.99	
Use Yoshimino-Rychov x-section	YRSCC	False	False	True	False	True	False	True	True	False	True	False	True	True	True	False	
<i>Remnant models</i>																	
Stable remnant model	RMSTAB	False	False	False	False	True	False	True	False	True	False	True	False	False	False	False	
(Fixed-multiplicity model) number of particle in remnant decay	NBODY =															4	
Variable-multiplicity model	NBODYVAR	True	True	True	True	True	False	True	False	True	True	True	True	False	True	True	
Variable-multiplicity model, option	NVAR =	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	4	2	
Use flux criterion for remnant	NBODYAVERAGE	False	False	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	
Use phase space for remnants	NBODYPHASE	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	True	
Use boiling remnant phase	RMBOIL	False	False	False	False	True	False	True	False	True	False	True	False	False	False	False	
Minimum mass for boiling model, GeV	RMMINM															100	
Bypass evaporation phase	SKIP2REMNANT															False	
<i>Conservation laws</i>																	
TOTAL NLEPTON CONSERV	NLEPTONCSV(0)															False	
NELECTLEPTON CONSERV	NLEPTONCSV(1)															False	
NTAULEPTON CONSERV.	NLEPTONCSV(2)															False	
NMULEPTON CONSERV.	NLEPTONCSV(3)															False	
MINMISS->MBH THRESHOLD	USEMINMISSBH															True	
<i>Benchmark point</i>																	
		BH2	BH4	BH6	BH7	BH8	BH9	BH10	BH17	BH18	BH19	BH20	BH21				

Рис. 3.62. Чагубдис2. Карты генерации событий рождения СШ для энергии столкновений протонов 7 ТэВ, продолжение.

Благодарности

В заключение мне хотелось бы выразить благодарить всем тем, кто способствовал выходу в свет моей диссертации и без кого эта работы была бы невозможна. Во-первых, огромное спасибо моему научному руководителю Дмитрию Игоревичу Казакову, чье отношение к науке и к теоретической физике, энтузиазм и постоянная искра живого интереса ко всему новому в теории и в эксперименте служили для меня ориентиром и образцом того, как нужно относиться к своей работе и к своим научным занятиям.

Также я бесконечно признательна моим коллегам из ЛФВЭ ОИЯИ, моим постоянным соавторам в работах по тематике коллаборации CMS — тем, кого я в этой работе называла "нашей дубненской группой". Я имею честь и удовольствие знать их на протяжении уже более десяти лет, и всегда наше сотрудничество было конструктивным и плодотворным, а отношения — дружескими и взаимоподдерживающими. С самых первых пробных шагов и наших совместных задач для коллаборации CMS в 2002 г., когда собирались идеи и решалось множество проблем, когда многие вещи делались впервые, и мы сами не всегда понимали, как это должно быть сделано и на чем стоит акцентироваться, мы всегда собирались и обсуждали все вместе. Нам все было интересно, и обстановка в нашей группе всегда была дружеской, неофициальной и способствовавшей желанию сделать что-то полезное. Хороший коллектив — это очень важная вещь, так что я благодарю всех участников нашего бывшего и настоящего мозгового штурма — Сергея Шматова, Ивана Белотелова, Александра Ланева, и хочу вспомнить безвременно нас оставившего Виктора Коноплянникова.

Я благодарю наших зарубежных коллаборантов из Университета Варшавы и Брауновского университета, США, за совместную работу по нейтральным тяжелым резонансам и за отличную команду в анализе, посвященном микроскопическим черным дырам на ЛНС, а также лично Г. Ландсберга

и А. Феррапонтова. Выражаю благодарность всем участникам объединения RDMS CMS — из России, Белоруссии, Украины и Армении, за многолетнее сотрудничество, за все семинары, рабочие совещания и обсуждения, предложения по физическому анализу и полезные интересные мысли. Благодарю всех участников коллаборации Компактный мюонный соленоид (CMS) за многочисленные и плодотворные обсуждения моих работ, критические замечания и помощь в проведении исследований. Какими бы разными вещами не занимались эти полторы тысячи человек, мы все помним семинар 4 июля 2012 г. в главной аудитории ЦЕРН, когда две коллаборации — CMS и ATLAS — представили совместный доклад по открытию бозона Хиггса. Это было самым волнующим и настоящим событием за все время моего пребывания в ЦЕРН.

Мне также хотелось бы выразить свою признательность руководству Лаборатории физики высоких энергий Объединенного института ядерных исследований и отдела НЭОФ CMS ЛФВЭ и лично Игорю Анатольевичу Голутвину и Анатолию Вадимовичу Зарубину, за возможность быть участником коллаборации CMS от Дубны и иметь отношение к большой науке, которая делается совместными усилиями.

Наконец, но не в последнюю очередь, мне хотелось бы вспомнить моих родных, ушедших до того, как увидела свет моя диссертация — моих бабушку и папу, двух людей, которые даже больше меня хотели увидеть реализацию моих научных устремлений. Эту работу я посвящаю им. И я благодарю мою маму за бесконечное терпение и всемерную поддержку, во всех моих делах на протяжении всей моей жизни.

Список публикаций по теме диссертации

1. 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.
2. I. Golutvin, A. Saponov, 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.
3. 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.
4. 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, 2006, 28 p.
5. 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.
6. 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.

7. 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. 1249–1252, p. 1249–1252, p. 1435–1454.
8. И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, «Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на ЛHC», *ЯФ* **70**, 61–67 (2007).
9. 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.; «Search for high mass resonances decaying into an electron pair in CMS at 10 TeV with 100 pb^{-1} », CERN-CMS-PAS-EXO-09-006, CERN, Geneva, 2009, 17 p.
10. 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.
11. S. Schmitz,..., M. Savina *et al.*, «Statistical Inference in a Search for a Narrow Resonance», CMS AN-2012/185, CERN, Geneva, 2012, 15 p.
12. S. Chatrchyan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ », *Phys. Lett. B* **714**, 158–179 (2012), arXiv:1206.1849, CMS-EXO-11-019, CERN-PH-EP-2012-157, Geneva, CERN, 2012, 33 p.; D. Acosta..., M. Savina *et al.*, «Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with Collisions Gathered at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ », CMS AN-2011/472, CERN, Geneva, 47 p.
13. S. Chatrchyan,..., M. Savina *et al.* (CMS Collab.), «Search for large extra dimensions in dimuon and dielectron events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7\text{ TeV}$ », *Phys. Lett. B* **711**, 15–34 (2012), arXiv:1202.3827, CMS-EXO-11-087, CERN-PH-EP-2012-037, Geneva, CERN, 2012, 29 p.
14. 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, CMS-EXO-12-061; CERN-PH-EP-2014-272, Geneva, CERN, 2014, 30 p.; 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.
15. М. В. Савина, «Рождение черных дыр на ЛHC: особенности, проблемы и ожидания», *ЯФ* **74**, 518–526 (2011).
16. 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, CMS-EXO-11-071, CERN-PH-EP-2012-045, Geneva, CERN, 2012, 33 p.; Alexey Ferapontov, Greg Landsberg, Patrick Tsang, Viktor Konopliyanikov, Maria Savina, Sergei Shmatov, Bugra 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, 2011.
17. М. 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.
18. М. В. Савина, «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на ЛHC», *ЯФ* **76**, 1150–1159 (2013).
19. 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, CMS-EXO-12-009, CERN-PH-EP-2013-043, Geneva, CERN, 2013, 31 p.; 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.
20. М. В. Савина, «Поиск калуца–клейновских возбуждений гравитона и

микроскопических черных дыр с помощью детектора CMS на ускорителе LHC», *ЯФ* **78**, 571–575 (2015).

21. М. В. Савина, «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на LHC», *Физика на LHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS*. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — Вып. 4 — 131–183, ISBN 978-5-9530-0437-4.

Литература

- [1] Th. Kaluza, «Zum Unitätsproblem in der Physik», *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Phys. Math. Klasse*, p.996 (1921), Reprinted with an English translation in «Modern Kaluza-Klein Theories», eds. T. Appelquist, A. Chodos, and P.G.O. Freund (Addison–Wesley, Menlo Park, 1987).
- [2] O. Klein, «Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie», *Zeitschrift für Physik* **37**, 895 (1926); Reprinted with an English translation in «Modern Kaluza-Klein Theories», eds. T. Appelquist, A. Chodos, and P.G.O. Freund (Addison–Wesley, Menlo Park, 1987); «The Atomicity of Electricity as a Quantum Theory Law», *Nature* **118**, 516 (1926).
- [3] K. Akama, «Pregeometry», *Lect. Notes Phys.* **176**, 267 (1982); «An Early Proposal of «Brane World», hep-th/0001113.
- [4] V. A. Rubakov and M. E. Shaposhnikov, «Do we live inside a domain wall?», *Phys. Lett. B* **125**, 136 (1983); «Extra space–time dimensions: Towards a solution to the cosmological constant problem», *Phys. Lett. B* **125**, 136 (1983).
- [5] M. Visser, «An exotic class of Kaluza–Klein models», *Phys. Lett. B* **159**, 22 (1985).
- [6] G. W. Gibbons and D. L. Wiltshire, «Space–Time As A Membrane In Higher Dimensions», *Nucl. Phys. B* **287**, 717 (1987), hep-th/0109093.
- [7] I. Antoniadis, «A possible new dimension at a few TeV», *Phys. Lett. B* **246**, 377 (1990).
- [8] I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, «Production of Kaluza–Klein states at future colliders», *Phys. Lett. B* **331**, 313 (1994).

- [9] I. Antoniadis and K. Benakli, «Limits on extra dimensions in orbifold compactifications of superstrings», *Phys. Lett. B* **326**, 69 (1994).
- [10] J. Lykken, «Weak scale superstrings», *Phys. Rev. D* **54**, 3693 (1996).
- [11] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, «The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter», *Phys. Lett. B* **429**, 263 (1998), hep-ph/9803315; «Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity», *Phys. Rev. D* **59**, 086004 (1999), hep-ph/9807344.
- [12] L. Randall and R. Sundrum, «A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension», *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3370 (1999), hep-th/9905221; «An Alternative to Compactification», *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4690 (1999), hep-th/9906064.
- [13] I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, «New Dimensions at a Millimeter to a Fermi and Superstrings at a TeV», *Phys. Lett. B* **436**, 257 (1998), hep-ph/9804398.
- [14] R. Sundrum, «Effective Field Theory for a Three-Brane Universe», *Phys. Rev. D* **59**, 085009 (1999), arXiv:hep-ph/9805471; «Compactification for a Three-Brane Universe», *Phys. Rev. D* **59**, 085010 (1999), arXiv:hep-ph/9807348.
- [15] G. Giudice, R. Rattazzi, and J. Wells, «Quantum Gravity and Extra Dimensions at High-Energy Colliders», *Nucl. Phys. B* **544**, 3 (1999), hep-ph/9811291 v2.
- [16] T. Han, J. Lykken, and R. Zhang, «On Kaluza-Klein States from Large Extra Dimensions», *Phys. Rev. D* **59**, 105006 (1999), hep-ph/9811350 v2.
- [17] J. Hewett, «Indirect Collider Signals for Extra Dimensions», *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4765 (1999), hep-ph/9811356.
- [18] H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, «Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model», *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2080 (2000), hep-ph/9909255; «Experimental Probes of Localized Gravity: On and Off the Wall», *Phys. Rev. D* **63**, 075004 (2001), hep-ph/0006041.

- [19] P. Horava and E. Witten, «Heterotic and Type I String Dynamics from Eleven Dimensions», *Nucl. Phys. B* **460**, 506 (1996), hep-th/9510209; «Eleven-Dimensional Supergravity on a Manifold with Boundary», *Nucl. Phys. B* **475**, 94 (1996), hep-th/9603142; E. Witten, «Strong Coupling Expansion Of Calabi-Yau Compactification», *Nucl. Phys. B* **471**, 135 (1996), hep-th/9602070; P. Horava, «Gluino Condensation in Strongly Coupled Heterotic String Theory», *Phys. Rev. D* **54**, 7561 (1996), hep-th/9608019.
- [20] C. Kokorelis, «Exact Standard model Structures from Intersecting D5-Branes », *Nucl. Phys. B* **677**, 115 (2004), hep-th/0207234; D. Cremades, L. E. Ibanez, and F. Marchesano, «Standard Model at Intersecting D5-branes: Lowering the String Scale», *Nucl. Phys. B* **643**, 93 (2002), hep-th/0205074.
- [21] G. Dvali and M. Shifman, «Domain Walls in Strongly Coupled Theories», *Phys. Lett. B* **396**, 64 (1997), hep-th/9612128.
- [22] W. D. Goldberger and M. B. Wise, «Bulk Fields in the Randall–Sundrum Compactification Scenario», *Phys. Rev. D* **60**, 107505 (1999), hep-ph/9907218; «Modulus Stabilization with Bulk Fields», *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4922 (1999), hep-ph/9907447 v2.
- [23] W. D. Goldberger and M. B. Wise, «Phenomenology of a Stabilized Modulus», *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4922 (1999), hep-ph/9911457.
- [24] K. Cheung, «Phenomenology of Radion in Randall–Sundrum Scenario», *Phys. Rev. D* **63**, 056007 (2001), hep-ph/0009232 v2.
- [25] T. Appelquist, H. C. Cheng, and B. A. Dobrescu, «Bounds on Universal Extra Dimensions», *Phys. Rev. D* **64**, 035002 (2001), hep-ph/0012100.
- [26] K. Dienes, E. Dudas, and T. Gherghetta, «Extra Spacetime Dimensions and Unification», *Phys. Lett. B* **436**, 55 (1998), hep-ph/9803466; «Grand Unification at Intermediate Mass Scales through Extra Dimensions», *Nucl. Phys. B* **537**, 47 (1999), hep-ph/9806292.

- [27] 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.
- [28] F. R. Tangherlini, «Schwarzschild Field in n Dimensions and the Dimensionality of Space Problem», *Nuovo Sim. XXVII*, 636 (1963).
- [29] R. C. Myers and M. J. Perry, «Black holes in higher dimensional spacetimes», *Ann. Phys.* **172**, 304 (1986).
- [30] P.C. Argyres, S. Dimopoulos, and J. March–Russell, «Black Holes and Submillimeter Dimensions», *Phys. Lett. B* **441**, 96 (1998), hep-th/9808138; T. Banks and W. Fischler, «A Model for High Energy Scattering in Quantum Gravity», hep-th/9906038.
- [31] S. B. Giddings and S. Thomas, «High Energy Colliders as Black Hole Factories: The End of Short Distance Physics», *Phys. Rev. D* **65**, 056010 (2002), hep-ph/0106219.
- [32] J. L. Hewett and M. Spiropulu, «Particle Physics Probes Of Extra Spacetime Dimensions», *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52**, 397 (2002), hep-ph/0205106.
- [33] K. S. Thorne, «Black holes and time warps: Einstein’s outrageous legacy», London, UK: Picador (1994) 619 p.
- [34] S. Dimopoulos and G. Landsberg, «Black Holes at the LHC», *Phys. Rev. Lett.* **87**, 161602 (2001), hep-ph/0106295.
- [35] K. Cheung, «Black hole, string ball, and p-brane production at hadronic supercolliders», hep-ph/0210242; "Collider Phenomenology for models of extra dimensions hep-ph/0305003.
- [36] H. Yoshino and Y. Nambu, «Black hole formation in the grazing collision of high–energy particles», *Phys. Rev. D* **67**, 024009 (2003), gr-qc/0209003; V. S. Rychkov, «Black hole production in particle collisions and higher curvature gravity», *Phys. Rev. D* **70**, 044003 (2004), arXiv:hep-

- ph/0401116;
V. S. Rychkov, «Tests of classical gravity description for microscopic black hole production», arXiv:hep-ph/0405104.
- [37] H. Yoshino and V.S. Rychkov, «Improved analysis of black hole formation in high-energy particle collisions», *Phys. Rev. D* **71**, 104028 (2005), hep-th/0503171.
- [38] M. Cavaglia and S. Das, «How classical are TeV-scale black holes?», *Class. Quant. Grav.* **21**, 4511 (2004), hep-th/0404050.
- [39] P. Meade and L. Randall, «Black Holes and Quantum Gravity at the LHC», *JHEP* **05**, 003 (2008), arXiv:0708.3017.
- [40] L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, and A. D. Shapere, «Phenomenology of Randall–Sundrum Black Holes», *Phys. Rev. D* **66**, 024033 (2002), hep-ph/0204228.
- [41] М. В. Савина, «Рождение черных дыр на LHC: особенности, проблемы и ожидания», *ЯФ* **74**, 518–526 (2011).
- [42] S. Dimopoulos and R. Emparan, «String Balls at the LHC and Beyond», *Phys. Lett. B* **526**, 393 (2002), hep-ph/0108060.
- [43] D. M. Gingrich and K. Martell, «Study of highly-excited string states at the Large Hadron Collider», *Phys. Rev. D* **78**, 115009 (2008), arXiv:0808.2512.
- [44] D. M. Gingrich, «Quantum black holes with charge, color and spin at the LHC», *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **37**, 105008 (2010), arXiv:0912.0826v4[hep-ph].
- [45] S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), «The CMS experiment at the CERN LHC», *JINST* **3** (2008) S08004.
- [46] 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. 1249–1252, p. 1249–1252, p. 1435–1454.

- [47] 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.
- [48] 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.
- [49] 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.
- [50] И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, «Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов на LHC», *ЯФ* **70**, 61–67 (2007).
- [51] 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.
- [52] 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, CMS-EXO-11-019, CERN-PH-EP-2012-157, Geneva, CERN, 2012, 33 p.; 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.
- [53] 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, CMS-EXO-11-087, CERN-PH-EP-2012-037, Geneva, CERN, 2012, 29 p.
- [54] 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, CMS-EXO-12-061; CERN-PH-EP-2014-272, Geneva, CERN, 2014, 30 p.;

- 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.
- [55] 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, CMS-EXO-11-071, CERN-PH-EP-2012-045, Geneva, CERN, 2012, 33 p.; Alexey Ferapontov, Greg Landsberg, Patrick Tsang, Viktor Konopliyanikov, Maria Savina, Sergei Shmatov, Bugra 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, 2011.
- [56] 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, CMS-EXO-12-009, CERN-PH-EP-2013-043, Geneva, CERN, 2013, 31 p.; 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.
- [57] М. В. Савина, «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр в процессах столкновений протонов с $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в эксперименте CMS на LHC», *ЯФ* **76**, 1150–1159 (2013).
- [58] М. В. Савина, «Поиск калуца–клейновских возбуждений гравитона и микроскопических черных дыр с помощью детектора CMS на ускорителе LHC», *ЯФ* **78**, 571–575 (2015).
- [59] 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.
- [60] I. Golutvin, A. Sapronov, M. Savina, S. Shmatov, «ADD extra dimensional gravity and di-muon production at the LH», *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.
- [61] 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.
- [62] М. В. Савина, «Поиск сигналов от микроскопических черных дыр на ЛHC», *Физика на ЛHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS*. — Дубна: ОИЯИ, 2016. — Вып. 4 — 131–183, ISBN 978-5-9530-0437-4.
- [63] 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.; «Search for high mass resonances decaying into an electron pair in CMS at 10 TeV with 100 pb^{-1} », CERN-CMS-PAS-EXO-09-006, CERN, Geneva, 2009, 17 p.
- [64] S. Schmitz,..., M. Savina *et al.*, «Statistical Inference in a Search for a Narrow Resonance», CMS AN-2012/185, CERN, Geneva, 2012, 15 p.
- [65] I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, «Direct collider signatures of large extra dimensions», *Phys. Lett B* **460**, 176 (1999), hep-ph/9905311.
- [66] R. Franceschini *et al.*, «LHC bounds on large extra dimensions», *JHEP* **05**, 092 (2011), arXiv:1101.4919 [hep-ph].
- [67] T. Sjöstrand, L. Lönnblad, S. Mrenna, «PYTHIA 6.2 Physics and Manual», *Comp. Phys. Commun.* **135**, 238 (2001), hep-ph/0108264;
T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands, «PYTHIA 6.4: Physics and Manual», *JHEP* **05**, 026 (2006).
- [68] В. А. Зыкунов, «Эффекты радиационных поправок в современных экспериментах в физике высоких энергий: диссертация на соискание ученой степени доктора физико–математических наук: 01.04.02 / Зыкунов Владимир Александрович», [Место защиты: Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова]. — Дубна, 2016. — 214 с.

- [69] P. Mathews, V. Ravindran, K. Sridhar, and W. L. van Neerven, «Next-to-Leading Order QCD Corrections to the Drell-Yan Cross Section in Models of TeV-Scale Gravity», *Nucl. Phys. B* **713**, 333 (2005), hep-ph/0411018.
- [70] R. Gavin, Ye Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, «FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order», *Comput. Phys. Commun.* **182**, 2388 (2011), arXiv:1011.3540[hep-ph].
- [71] C. M. Carloni Calame, G. Montagna, O. Nicrosini, and A. Vicini, «Precision electroweak calculation of the production of a high transverse-momentum lepton pair at hadron colliders», *JHEP* **0710**, 109 (2007), arXiv:0710.1722 [hep-ph].
- [72] M. C. Kumar, P. Mathews, and V. Ravindran, «PDF and scale uncertainties of various DY distributions in ADD and RS models at hadron colliders», *Eur. Phys. J. C* **49**, 599 (2007), hep-ph/0604135.
- [73] S. I. Bityukov and N. V. Krasnikov, «Observability and Probability of Discovery in Future Experiments», CMS CR 2000/004; CMS IN 1999/027, hep-ph/9908402.
- [74] С. И. Битюков, «Методика статистического анализа данных при планировании экспериментов по поиску новых явлений в физике высоких энергий: диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук: 01.04.23 / Битюков Сергей Иванович», [Место защиты: Институт физики высоких энергий]. — Протвино, 2012. — 148 с. : ил. Физика высоких энергий 71 13-1/65.
- [75] D. Stump *et al.*, «Inclusive Jet Production, Parton Distributions, and the Search for New Physics», *JHEP* **10**, 046 (2003), arXiv:hep-ph/0303013.
- [76] A. D. Martin *et al.* «Parton distributions for the LHC», *Eur. Phys. J. C* **63** 189 (2009), arXiv:0901.0002; «Uncertainties on α_S in global PDF analysis and implications for predicted hadronic cross sections», *Eur. Phys. J. C* **64**, p. 653 (2009), arXiv:0905.3531.
- [77] «Neural Network Parton Distribution Functions», <http://nnpdf.hepforge.org/>

- [78] D. Ball Richard *et al.* «Parton distributions with LHC data», CERN-PH-TH/2012-037, arXiv:1207.1303; «Precision NNLO determination of $\alpha_s(M_Z)$ using an unbiased global parton set», CERN-PH-TH/2011-225; Edinburgh 2011/29; FR-PHENO-2011-018; IFUM-985-FT; TTK-11-50; arXiv:1110.2483.
- [79] M. Botje *et al.* «The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations», <http://www.hep.ucl.ac.uk/pdf4lhc/PDF4LHCrecom.pdf>, arXiv:1101.0538.
- [80] P. Bartalini, R. Chierici, and A. De Roeck, «Guidelines for the Estimation of Theoretical Uncertainties at the LHC», CMS NOTE-2005/013.
- [81] A. Caldwell, D. Kollar, and K. Kréninger, «BAT: The Bayesian Analysis Toolkit», *Comput. Phys. Commun.* **180**, 2197 (2009).
- [82] P. M. Nadolsky *et al.*, «Implications of CTEQ global analysis for collider observables», *Phys. Rev. D* **78**, 013004 (2008), arXiv:0802.0007.
- [83] S. Ask, I. V. Akin, L. Benucci, A. De Roeck, M. Goebel, and J. Haller, «Real Emission and Virtual Exchange of Gravitons and Unparticles in Pythia8», *Comput. Phys. Commun.* **181**, 1593 (2010), arXiv:0912.4233 [hep-ph].
- [84] P. Nason, «A new method for combining NLO QCD with shower Monte Carlo algorithms», *JHEP* **11**, 040 (2004), arXiv:hep-ph/0409146;
S. Frixione, P. Nason, and C. Oleari, «Matching NLO QCD computations with Parton Shower simulations: the POWHEG method», *JHEP* **11**, (2007) 070, arXiv:0709.2092;
S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, «A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX», *JHEP* **06**, 043 (2010) 043, arXiv:1002.2581.
- [85] H.-L. Lai *et al.*, «New parton distributions for collider physics», *Phys.Rev. D* **82**, p.074024 (2010), arXiv:1007.2241;
«CT10 NLO and NNLO parton distribution functions», <http://hep.pa.msu.edu/cteq/public/>
P. Nadolsky *et al.*, «The CT10 NNLO Global Analysis of QCD», arXiv:1302.6246.

- [86] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), «Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector», *Phys. Rev. D* **87**, 015010 (2013), arXiv:1211.1150v2; «Search for contact interactions and large extra dimensions in the dilepton channel using proton- proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector», *Eur. Phys. J. C* **74**, 3134 (2014), arXiv:1407.2410.
- [87] P. Abreu *et al.* (DELPHI Collab.), «Photon events with missing energy in e^+e^- collisions at \sqrt{s} from 130 to 209 GeV», *Eur. Phys. J. C* **17**, 53 (2000);
G. Abbiendi *et al.* (OPAL Collab.), «Photonic events with missing energy in e^+e^- collisions at $\sqrt{s} = 189$ GeV», *Eur. Phys. J. C* **18**, 253 (2000); hep-ex/0005002 v2.
- [88] D. Acosta *et al.* (CDF Collab.), «Limits on Extra Dimensions and New Particle Production in the Exclusive Photon and Missing Energy Signature in pp collisions at $\sqrt{s}=1.8$ TeV», *Phys. Rev. Lett.* **89**, 281801 (2002).
- [89] K. Ackerstaff *et al.* (OPAL Collab.), «Production of fermion pair events in e^+e^- collision at 161-GeV center-of-mass energy», *Phys. Lett. B* **391** (1997) 221.
- [90] B. Abbott *et al.* (D0 Collab.), «Measurement of the high mass Drell-Yan cross-section and limits on quark electron compositeness scales», *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4769 (1999), hep-ex/9812010.
- [91] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), «Search for Dark Matter and Large Extra Dimensions in pp Collisions Yielding a Photon and Missing Transverse Energy», *Phys. Rev. Lett.* **108**, 261803 (2012), arXiv:1204.0821v2; «Search for new phenomena in monophoton final states in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *Phys. Lett. B* **755**, 102 (2016), arXiv:1410.8812 v2.
- [92] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), «Search for dark matter and large extra dimensions in monojet events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV», *JHEP* **09**, 094 (2012), arXiv:1206.5663v2; «Search for dark matter, extra

- dimensions, and unparticles in monojet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *Eur. Phys. J. C* **75**, 235 (2015), arXiv:1408.3583 v2.
- [93] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, «Transplanckian Collisions at the LHC and Beyond», *Nucl. Phys. B* **630**, 293 (2002), hep-ph/0112161.
- [94] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), «Search for quark contact interactions and extra spatial dimensions using dijet angular distributions in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *Phys. Lett. B* **746**, 79 (2015), arXiv:1411.2646 v3.
- [95] S. Cullen and M. Perelstein, «SN1987A Constraints on Large Compact Dimensions», *Phys. Rev. Lett.* **83**, 268 (1999), hep-ph/9903422.
- [96] V. D. Barger, T. Han, C. Kao, and R. J. Zhang, «Astrophysical Constraints on Large Extra Dimensions», *Phys. Lett. B* **461**, 34 (1999), hep-ph/9905474.
- [97] C. Hanhart, J. A. Pons, D. R. Phillips, and S. Reddy, «The likelihood of GODs' existence: Improving the SN1987a constraint on the size of large compact dimensions», *Phys. Lett. B* **509**, 1 (2001), astro-ph/0102063;
C. Hanhart, D. R. Phillips, S. Reddy, and M. J. Savage, «Extra dimensions, SN1987a, and nucleon–nucleon scattering data», *Nucl. Phys. B* **595**, 335 (2001), nucl-th/0007016.
- [98] M. Casse, J. Paul, G. Bertone, and G. Sigl, «Gamma rays from the Galactic bulge and large extra dimensions», *Phys. Rev. Lett.* **92**, 111102 (2004), hep-ph/0309173.
- [99] S. Hannestad and G. G. Raffelt, «New Supernova Limit on Large Extra Dimensions», *Phys. Rev. Lett.* **87**, 051301 (2001), hep-ph/0103201;
«Stringent neutron–star limits on large extra dimensions», *Phys. Rev. Lett.* **88**, 071301 (2002), hep-ph/0110067;
«Supernova and neutron–star limits on large extra dimensions reexamined», *Phys. Rev. D* **67**, 125008 (2003) [Erratum-ibid. D **69**, 029901 (2004)], hep-ph/0304029.
- [100] S. Hannestad, «Strong constraint on large extra dimensions from cosmology», *Phys. Rev. D* **64**, 023515 (2001), hep-ph/0102290.

- [101] M. Fairbairn, «Cosmological Constraints on Large Extra Dimensions», *Phys. Lett. B* **508**, 335 (2001), hep-ph/0101131;
M. Fairbairn and L. M. Griffiths, «Large extra dimensions, the galaxy power spectrum and the end of inflation», *JHEP* **02**, 024 (2002), hep-ph/0111435.
- [102] R. Allahverdi, C. Bird, S. Groot Nibbelink, and M. Pospelov, «Cosmological bounds on large extra dimensions from non-thermal production of Kaluza-Klein modes», *Phys. Rev. D* **69**, 045004 (2004), hep-ph/0305010.
- [103] P. Kanti, «Black Holes in Theories with Large Extra Dimensions: a Review», *Int. J. Mod. Phys. A* **19**, 4899 (2004), hep-ph/0402168.
- [104] L. A. Anchordoqui, J. L. Feng, H. Goldberg, and A. D. Shapere, «Updated Limits on TeV-Scale Gravity from Absence of Neutrino Cosmic Ray Showers Mediated by Black Holes», *Phys. Rev. D* **68**, 104025 (2003), hep-ph/0307228.
- [105] C. D. Hoyle *et al.* (Eöt-Wash Collab.), «Sub-millimeter tests of the gravitational inverse-square law: A search for «large» extra dimensions», *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1418 (2001), hep-ph/0011014; «Sub-millimeter Tests of the Gravitational Inverse-square Law», *Phys. Rev. D* **70**, 042004 (2004), hep-ph/0405262;
E. G. Adelberger, «Sub-mm tests of the gravitational inverse-square law», hep-ex/0202008;
J.C. Long and J.C. Price, «Current Short-Range Tests of the Gravitational Inverse Square Law», *Comptes Rendus Physique* **4**, 337 (2003), hep-ph/0303057.
- [106] E.G. Adelberger, J.H. Gundlach, B.R. Heckel, S. Hoedl, and S. Schlamminger, «Torsion balance experiments: A low-energy frontier of particle physics», *Prog. Part. Nucl. Phys.* **62**, 102 (2009).
- [107] M. Cvetič and S. Godfrey, in *Summary of the Working Subgroup on Extra Gauge Bosons of the PDF long-range planning study to Electro-weak Symmetry Breaking and Beyond Standard Model*, Ed. by T. Barklow *et al.* (World Sci., 1995), hep-ph/9504216;

- T. G. Rizzo, in *Proceedings of 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics*, Snowmass, Colorado, USA, 25 June – 12 July, 1996, hep-ph/9612440.
- [108] C. T. Hill and E. H. Simmons, «Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking», *Phys. Rep.* **381**, 235 (2003); hep-ph/0203079.
- [109] A. Leike, «The Phenomenology of Extra Neutral Bosons», *Phys. Rep.* **317**, 143 (1999), hep-ph/9805494;
J.L. Hewett and T.G. Rizzo, «Low-energy phenomenology of superstring inspired E(6) models», *Phys. Rep.* **183**, 193 (1989).
- [110] M. Cvetič and P. Langacker, «Implications of Abelian extended gauge structures from string models», *Phys. Rev. D* **54**, 3570 (1996), hep-ph/9511378; «New gauge bosons from string models», *Mod. Phys. Lett. A* **11**, 1247 (1996), hep-ph/9602424 .
- [111] J. Rosner, «Off Peak Lepton Asymmetries From New Zs», *Phys. Rev. D* **35**, 2244 (1987); «Forward–backward asymmetries in hadronically produced lepton pairs», *Phys. Rev. D* **54**, 1078 (1996);
P. Langacker, R. Robinett, and J. Rosner, «New Heavy Gauge Bosons in p p and p anti-p Collisions», *Phys. Rev. D* **30**, 1470 (1984);
D. London and J. Rossner, «Extra Gauge Bosons in E(6)», *Phys. Rev. D* **34**, 1530 (1986).
- [112] F. Feruglio, L. Maiani, and A. Masiero, «Right-handed Vector Bosons in $p\bar{p}$ and pp Collisions as a Source of Anomalous Events», *Phys. Lett. B* **233**, 512 (1998);
K. Huitu *et al.*, «Doubly charged Higgs at LHC», *Nucl. Phys. B* **487**, 27 (1997), hep-ph/9606311.
- [113] F. del Aguila, M. Quiros, and F. Zwinger, «Detecting E(6) Neutral Gauge Bosons Through Lepton Pairs at Hadron Colliders», *Nucl. Phys. B* **287**, 419 (1987).
- [114] G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, «Searching for New Heavy Vector Bosons in $p\bar{p}$ Colliders», *Z. Phys. C* **45**, 109 (1989).

- [115] F. Del Aguila, M. Cvetič, P. Langacker, «Review of Z' Constraints», hep-ph/9309222;
S. Abachi *et al.* (D0 Collab.), «Search for additional neutral gauge bosons», *Phys. Lett. B* **385**, 471 (1996);
T. Affolder *et al.* (CDF Collab.), «Measurement of $d\sigma/dy$ for high mass Drell-Yan e^+e^- pairs from $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV», *Phys. Rev. D* **63**, 011101 (R) (2001);
S. Godfrey, in *Proceedings of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics*, Snowmass, Colorado, USA, 2001, hep-ph/0201093.
- [116] M. Dittmar, A. Djouadi, and A.-S. Nicollerat, « Z' studies at the LHC: an update», *Phys. Lett. B* **583**, 111 (2004), hep-ph/0307020.
- [117] CMS Collab., «Forward-backward asymmetry of Drell-Yan lepton pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *Eur. Phys. J. C* **76**, 325 (2016), arXiv:1601.04768 [hep-ex].
- [118] G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), «Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector», *Phys. Rev. D* **90**, 052005 (2014), arXiv:1405.4123.
- [119] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), «Search for Microscopic Black Hole Signatures at the Large Hadron Collider», *Phys. Lett. B* **697**, 434 (2011), arXiv:1012.3375.
- [120] D. M. Eardley and S. B. Giddings, «Classical Black Hole Production in High-Energy Collisions», *Phys. Rev. D* **66**, 044011 (2002), arXiv:gr-qc/0201034.
- [121] P. C. Aichelburg and R. U. Sexl, «On the gravitational field of a massless particle», *Gen. Rel. Grav.* **2**, 303 (1971).
- [122] I. Ya. Aref'eva, K. S. Viswanathan, I. V. Volovich, «Planckian Energy Scattering, Colliding Plane Gravitational Waves and Black Hole Creation», *Nucl. Phys. B* **452**, 346 (1995), hep-th/9412157; «On Black Hole Creation in Planckian Energy Scattering», *Int. J. Mod. Phys. D* **5**, 707 (1996), hep-th/9512170;

- I. Ya. Aref'eva, «High Energy Scattering in the Brane–World and Black Hole Production», *Part. Nucl.* **31**, 169 (2000), hep-th/9910269.
- [123] M. B. Voloshin, «Semiclassical suppression of black hole production in particle collisions», *Phys. Lett. B* **518**, 137 (2001), hep-ph/0107119.
- [124] S. B. Giddings, «High–energy black hole production», in *Proceedings of the 13th International Symposium on Particles, Strings, and Cosmology PASCOS 2007*, London, England, AIP Conf. Proc. **957**, 69 (2007), arXiv:0709.1107.
- [125] O. V. Teryaev and I. Ya. Aref'eva, private communication.
- [126] S. W. Hawking, «Particle creation by black holes», *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
- [127] R. Emparan, G. T. Horowitz, and R.C. Myers, «Black Holes Radiate Mainly on the Brane», *Phys. Rev. Lett.* **85**, 499 (2000), hep-th/0003118.
- [128] C. M. Harris and P. Kanti, «Hawking Radiation from a (4+n)-dimensional Black Hole: Exact Results for the Schwarzschild Phase», *JHEP* **10**, 014 (2003), hep-ph/0309054.
- [129] E. Jung and D. K. Park, «Validity of Emparan-Horowitz-Myers argument in Hawking radiation into massless spin-2 fields», *Mod. Phys. Lett. A* **22**, 1635 (2007), hep-th/0612043.
- [130] E. Jung and D. K. Park, «Bulk versus Brane in the Absorption and Emission: 5D Rotating Black Hole Case», *Nucl. Phys. B* **731**, 171 (2005), hep-th/0506204;
«Bulk versus Brane Emissivities of Photon Fields: For the case of Higher-Dimensional Schwarzschild Phase», *Nucl. Phys. B* **766**, 269 (2007), hep-th/0610089.
- [131] P. Kanti, I. Olasagasti, and K. Tamvakis, «Schwarzschild Black Branes and Strings in higher–dimensional Brane Worlds», *Phys. Rev. D* **66**, 104026 (2002), hep-th/0207283;
P. Kanti and J. March–Russell, «Calculable Corrections to Brane Black

- Hole Decay II: Greybody Factors for Spin $1/2$ and 1 », *Phys. Rev. D* **67**, 104019 (2003), hep-ph/0212199.
- [132] S. S. Gubser, I. R. Klebanov, and A. A. Tseytlin, «String Theory and Classical Absorption by Threebranes», *Nucl. Phys. B* **499**, 217 (1997), hep-th/9703040.
- [133] C. Muller, «Lecture Notes in Mathematics: Spherical Harmonics», Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1966.
- [134] E. Jung, S. H. Kim, and D. K. Park, «Low-Energy Absorption Cross Section for massive scalar and Dirac fermion by $(4+n)$ -dimensional Schwarzschild Black Hole», *JHEP* **09**, 005 (2004), hep-th/0406117.
- [135] E. Jung, S. H. Kim, and D. K. Park, «Proof of universality for the absorption of massive scalars by the higher-dimensional Reissner-Nordström black holes», *Phys. Lett. B* **602**, 105 (2004), hep-th/0409145.
- [136] E. Jung and D. K. Park, «Absorption and Emission Spectra of an higher-dimensional Reissner-Nordström black hole», *Nucl. Phys. B* **717**, 272 (2005), hep-th/0502002.
- [137] E. Jung, S. H. Kim, and D. K. Park, «Ratio of absorption cross section for Dirac fermion to that for scalar in the higher-dimensional black hole background», *Phys. Lett. B* **614**, 78 (2005), hep-th/0503027.
- [138] E. Jung, S. H. Kim, and D. K. Park, «Condition for Superradiance in Higher-dimensional Rotating Black Holes», *Phys. Lett. B* **615**, 273 (2005), hep-th/0503163; «Condition for the Superradiance Modes in Higher-Dimensional Rotating Black Holes with Multiple Angular Momentum Parameters», *Phys. Lett. B* **619**, 347 (2005), hep-th/0504139.
- [139] H. Nomura, S. Yoshida, M. Tanabe, and K. Maeda, «The Fate of a Five-Dimensional Rotating Black Hole via Hawking Radiation», *Prog. Theor. Phys.* **114**, 707 (2005), hep-th/0502179.
- [140] V. Cardoso, M. Cavaglia, and L. Gualtieri, «Black hole particle emission in higher-dimensional spacetimes», *Phys. Rev. Lett.* **96**, 071301 (2006), hep-

- th/0512002; «Hawking emission of gravitons in higher dimensions: non-rotating black holes», *JHEP* **02**, 021 (2006), hep-th/0512116.
- [141] G. Duffy, C. Harris, P. Kanti, and E. Winstanley, «Brane decay of a $(4+n)$ -dimensional rotating black hole: spin-0 particles», *JHEP* **09**, 049 (2005), hep-th/0507274;
M. Casals, P. Kanti, and E. Winstanley, «Brane Decay of a $(4+n)$ -Dimensional Rotating Black Hole. II: spin-1 particles», *JHEP* **02**, 051 (2006), hep-th/0511163;
M. Casals, S. R. Dolan, P. Kanti, and E. Winstanley, «Brane Decay of a $(4+n)$ -Dimensional Rotating Black Hole. III: spin-1/2 particles», *JHEP* **03**, 019 (2007), hep-th/0608193;
D. Ida, K. Oda, and S. C. Park, «Rotating Black Holes at Future Colliders. III. Determination of Black Hole Evolution», *Phys. Rev. D* **73**, 124022 (2006), hep-th/0602188.
- [142] R. Casadio and B. Harms, «Can black holes and naked singularities be detected in accelerators?», *Int. J. Mod. Phys. A* **17**, 4635 (2002), hep-th/0110255;
A. V. Kotwal and C. Hays, «Production and decay of spinning black holes at colliders and tests of black hole dynamics», *Phys. Rev. D* **66**, 116005 (2002), hep-ph/0206055.
- [143] V. Frolov and D. Stojković, «Black hole radiation in the brane world and the recoil effect», *Phys. Rev. D* **66**, 084002 (2002), hep-th/0206046v3.
- [144] D. Stojkovic, «Distinguishing between the small ADD and RS black holes in accelerators», *Phys. Rev. Lett.* **94**, 011603 (2005), hep-ph/0409124.
- [145] A. Barrau, J. Grain, and S. O. Alexeyev, «Gauss-Bonnet Black Holes at the LHC : Beyond the Dimensionality of Space», *Phys. Lett. B* **584**, 114 (2004), hep-ph/0311238;
R. G. Cai, «Gauss-Bonnet Black Holes in AdS Spaces», *Phys. Rev. D* **65**, 084014 (2002), hep-th/0109133;
R. C. Myers and J. Z. Simon, «Black-hole thermodynamics in Lovelock gravity», *Phys. Rev. D* **38**, 2434 (1988);

- V. S. Rychkov, «Black Hole Production in Particle Collisions and Higher Curvature Gravity», *Phys. Rev. D* **70**, 044003 (2004), hep-ph/0401116;
D. Karasik, C. Sahabandu, P. Suranyi, and L. C. R. Wijewardhana, «Small Black Holes in Randall–Sundrum type I Scenario», *Phys. Rev. D* **69**, 064022 (2004), gr-qc/0309076.
- [146] L. Susskind, «Some speculations about black hole entropy in string theory», hep-th/9309145;
G. T. Horowitz and J. Polchinski, «A Correspondence Principle for Black Holes and Strings», *Phys. Rev. D* **55**, 6189 (1997), hep-th/9612146.
- [147] B. Koch, M. Bleicher, and S. Hossenfelder, «Black Hole Remnants at the LHC», *JHEP* **10**, 053 (2005), hep-ph/0507138.
- [148] G. L. Alberghi, L. Bellagamba, X. Calmet, R. Casadio, and O. Micu, «Charged Black Hole Remnants at the LHC», *Eur. Phys. J. C* **73**, 2448 (2013), arXiv:1303.3150.
- [149] D. M. Gingrich, «Missing energy in black hole production and decay at the Large Hadron Collider», *JHEP* **064**, 0711 (2007), arXiv:0706.0623.
- [150] S. Cullen, M. Perelstein, and M. E. Peskin, «TeV Strings and Collider Probes of Large Extra Dimensions», *Phys. Rev. D* **62**, 055012 (2000), arXiv:hep-ph/0001166;
P. Burikham, T. Figy, and T. Han, «TeV-Scale String Resonances at Hadron Colliders », *Phys. Rev. D* **71**, 016005 (2005), hep-ph/0411094;
L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, S. Nawata, and T. R. Taylor, «Jet signals for low mass strings at the LHC», *Phys. Rev. Lett.* **100**, 171603 (2008), arXiv:0712.0386;
L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, S. Nawata, and T. R. Taylor, «Direct photons as probes of low mass strings at the LHC», *Phys. Rev. D* **78**, 016005 (2008), arXiv:0804.2013;
L. A. Anchordoqui, H. Goldberg, D. Lüst, S. Nawata, S. Stieberger, and T. R. Taylor, «Dijet signals for low mass strings at the LHC», *Phys. Rev. Lett.* **101**, 241803 (2008), arXiv:0808.0497.

- [151] P. Nicolini and E. Winstanley, «Hawking emission from quantum gravity black holes», *JHEP* **11**, 075 (2011), arXiv:1108.4419.
- [152] G. Dvali and C. Gomez, «Quantum Information and Gravity Cutoff in Theories with Species», *Phys. Lett. B* **674**, 303 (2009), arXiv:0812.1940.
- [153] G. Dvali, C. Gomez, and S. Mukhanov, «Probing Quantum Geometry at LHC», *JHEP* **02**, 012 (2011), arXiv:1006.2466; «Black Hole Masses are Quantized», arXiv:1106.5894.
- [154] X. Calmet, S. D.H. Hsu, and D. Reeb, «Quantum gravity at a TeV and the renormalization of Newton's constant», *Phys. Rev. D* **77**, 125015 (2008), arXiv:0803.1836;
«A review of Quantum Gravity at the Large Hadron Collider», *Mod. Phys. Lett. A* **25**, 1553 (2010), arXiv:1005.1805.
- [155] X. Calmet, «The Lightest of Black Holes», *Mod. Phys. Lett. A* **29**, 1450204 (2014), arXiv:1410.2807.
- [156] A. Belyaev and X. Calmet, «Quantum Black Holes and their Lepton Signatures at the LHC with CalCHEP», arXiv:1412.2661.
- [157] G. R. Dvali, G. Gabadadze, M. Kolanovic and F. Nitti, «Scales of Gravity», *Phys. Rev. D* **65**, 024031 (2002), hep-th/0106058;
G. Dvali, «Black Holes and Large N Species Solution to the Hierarchy Problem», *Fortsch. Phys.* **58**, 528 (2010), arXiv:0706.2050;
G. Dvali and M. Redi, «Black Hole Bound on the Number of Species and Quantum Gravity at LHC», *Phys. Rev. D* **77**, 045027 (2008), arXiv:0710.4344.
- [158] Stephen D.H. Hsu, «Quantum Production of Black Holes», *Phys. Lett. B*, **555**, 92 (2003), hep-ph/0203154.
- [159] , CMS Collab., «Search for microscopic black hole signatures at the Large Hadron Collider», *Phys. Lett. B* **697**, 434 (2011), arXiv:1012.3375.
- [160] D.-C. Dai *et al.*, «BlackMax: A black-hole event generator with rotation, recoil, split branes and brane tension», *Phys. Rev. D* **77**, 076007 (2008), arXiv:0711.3012.

- [161] C. M. Harris, P. Richardson, and B. R. Webber, «CHARYBDIS: A Black Hole Event Generator», *JHEP* **08**, 033 (2003), hep-ph/0307305; J. Frost *et al.*, «Phenomenology of Production and Decay of Spinning Extra-Dimensional Black Holes at Hadron Colliders», *JHEP* **10**, 014 (2009), arXiv:0904.0979.
- [162] D. M. Gingrich, «Monte Carlo event generator for black hole production and decay in proton-proton collisions», *Comput. Phys. Commun.* **181**, 1917 (2010), arXiv:0911.5370.
- [163] N. Arkani-Hamed and M. Schmaltz, «Hierarchies without Symmetries from Extra Dimensions», *Phys. Rev. D* **61**, 033005 (2000), hep-ph/9903417.
- [164] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), «Search for resonances and quantum black holes using dijet mass spectra in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *Phys. Rev. D* **91**, 052009 (2015), arXiv:1501.04198.
- [165] V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), «Search for lepton flavour violating decays of heavy resonances and quantum black holes to an $e^+\mu^-$ pair in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *Eur. Phys. J. C* **76**, 317 (2016), arXiv:1604.05239.
- [166] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResults>.
- [167] G. Aad *et al* (ATLAS Collab.), «Search for low-scale gravity signatures in multi-jet final states with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV», *JHEP* **07**, 032 (2015), arXiv:1503.08988.
- [168] G. Aad *et al* (ATLAS Collab.), «Search for Quantum Black Hole Production in High-Invariant-Mass Lepton+Jet Final States Using pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV and the ATLAS Detector», *Phys. Rev. Lett.* **112**, 091804 (2014), .
- [169] G. Aad *et al* (ATLAS Collab.), «Search for strong gravity signatures in same-sign dimuon final states using the ATLAS detector at the LHC», *Phys. Lett. B* **709**, 322 (2012), arXiv:1111.0080; «Search for microscopic black holes in a like-sign dimuon final state using large track

- multiplicity with the ATLAS detector», *Phys. Rev. D* **88**, 072001 (2013), arXiv:1308.4075.
- [170] G. Aad *et al* (ATLAS Collab.), «Search for New Physics in Dijet Mass and Angular Distributions in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV Measured with the ATLAS Detector», *New J. Phys.* **13**, 053044 (2011), arXiv:1103.3864; «ATLAS search for new phenomena in dijet mass and angular distributions using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV», *JHEP* **01**, 029 (2013), arXiv:1210.1718; «Search for new phenomena in the dijet mass distribution using pp collision data at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector», *Phys. Rev. D* **91**, 052007 (2015), arXiv:1407.1376.
- [171] D. M. Gingrich, K. Saraswat, «Model uncertainties on limits for quantum black hole production in dijet events from ATLAS», arXiv:1210.3430.
- [172] G. Aad *et al* (ATLAS Collab.), «Search for new phenomena in photon+jet events collected in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector», *Phys. Lett. B* **728**, 562 (2014), arXiv:1309.3230.
- [173] G. Aad *et al* (ATLAS Collab.), «Search for high-mass dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector», *Phys. Rev. D* **90**, 052005 (2014), arXiv:1405.4123.
- [174] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>.
- [175] J. L. Feng, A. D. Shapere, «Black Hole Production by Cosmic Rays», *Phys. Rev. Lett.* **88**, 021303 (2002), hep-ph/0109106; L. A. Anchordoqui, J. L. Feng, H. Goldberg, and A. D. Shapere, «Black Holes from Cosmic Rays: Probes of Extra Dimensions and New Limits on TeV-Scale Gravity», *Phys. Rev. D* **65**, 124027 (2002), hep-ph/0112247.
- [176] L. A. Anchordoqui, J. L. Feng, H. Goldberg, and A. D. Shapere, «Updated Limits on TeV–Scale Gravity from Absence of Neutrino Cosmic Ray Showers Mediated by Black Holes», *Phys. Rev. D* **68**, 104025 (2003), hep-ph/0307228; «Inelastic Black Hole Production and Large Extra Dimensions», *Phys. Lett. B* **594**, 363 (2004), hep-ph/0311365.

-
- [177] L. A. Anchordoqui, T. Han, D. Hooper, S. Sarkar, «Exotic Neutrino Interactions at the Pierre Auger Observatory», *Astropart. Phys.* **25**, 14 (2006), hep-ph/0508312.
- [178] X. Calmet, L. I. Caramete, and O. Micu, «Quantum Black Holes from Cosmic Rays», *JHEP* **11**, 104 (2012), arXiv:1204.2520.
- [179] N. Arsene, X. Calmet, L. I. Caramete, and O. Micu, «Back-to-Back Black Holes decay Signature at Neutrino Observatories», *Astropart. Phys.* **12**, 005 (2013), arXiv:1303.4603.
- [180] S. Park, «Critical comment on the recent microscopic black hole search at the LHC», *Phys. Lett. B* **701**, 587 (2011), arXiv:1104.5129.