ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2021, том 84, № 2, с. 149–155

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ПРОГРАММА ЭКСПЕРИМЕНТА CMS ПО ПОИСКУ СИГНАЛОВ МНОГОМЕРНОЙ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ГРАВИТАЦИИ НА УСКОРИТЕЛЕ LHC

© 2021 г. М. В. Савина[1)*], Д. Сеитова[1),2)]

Поступила в редакцию 07.06.2020 г.; после доработки 15.09.2020 г.; принята к публикации 15.09.2020 г.

Работа, представленная от имени коллаборации “Компактный мюонный соленоид” (CMS), содержит обобщающий обзор результатов этого эксперимента по поиску массивных калуца-клейновских возбужденных состояний гравитона (КК-мод) и микроскопических многомерных черных дыр (МЧД), квантовых черных дыр и струнных шаров в моделях низкоэнергетической многомерной гравитации. В анализе используются данные, полученные во время первого и второго циклов работы Большого адронного коллайдера (2010–2012 и 2015–2018 гг. соответственно) для столкновений протонов с энергией в с.ц.м. 7, 8 и 13 ТэВ. Результаты экспериментального поиска интерпретируются в терминах ограничений на пространство параметров изучаемых теоретических моделей. Также кратко обсуждаются дальнейшие перспективы для режима HL-LHC и возможного будущего коллайдера FCC.

DOI: 10.31857/S0044002721010190

Настоящая работа посвящена одному из направлений физики за рамками стандартной модели взаимодействий (СМ), связанному со специфическими многомерными сценариями, имеющими сильно пониженный масштаб многомерной гравитации. Под такими сценариями понимаются, во-первых, модели с большими дополнительными измерениями ADD-типа (с факторизуемой геометрией полного многомерного пространства, т.е. модели калуца-клейновского типа) [1] и, во-вторых, модели пятимерной гравитации со стянутыми измерениями RS-типа (нефакторизуемая геометрия, сценарии, заданные на области пространства AdS_5) [2]. Этот класс теоретических идей изначально возник как способ решить проблему иерархии масштабов в СМ и возникающей необходимости в тонкой настройке массы хиггсовского бозона. К настоящему времени в многочисленной литературе тщательно изучены различные теоретические и экспериментальные ракурсы подобных моделей, от ожидаемой для них коллайдерной феноменологии до проблемы объединения взаимодействий и влияния на космологию и астрофизику. Помимо снижения масштаба гравитации, общей чертой этих теоретических схем является возникновение калуца-клейновских “башен” возбуждений тех полей, которым позволено быть многомерными (в простейшем варианте только гравитация), с теоретической возможностью наблюдения сигналов от них на ускорителе. Таким образом, в сценариях ADD- и RS-типа мы имеем дело с массивными гравитонными состояниями с разной феноменологией, обусловленной отличающейся геометрией многомерного пространства. С экспериментальной точки зрения, следует ожидать “серии” однотипных нейтральных состояний со спином 2 и возрастающими массами. В зависимости от модели это могут быть наборы тяжелых и узких (хорошо разделенных) новых резонансов или же очень легких и лежащих близко друг к другу (неразделяемых) состояний, что в последнем случае, вместо наблюдения индивидуальных пиков, дает суммарное нерезонансное отклонение от ожиданий СМ в форме изучаемых спектров конечных состояний. С теоретической точки зрения, рассматриваемые модели являются неперенормируемыми, и для описания взаимодействий КК-мод с материей СМ используются методы эффективной теории поля [3], с помощью которых можно оценивать вклады от виртуального обмена и прямого рождения КК-мод в процессы СМ. Эти методы более “изящно” работают для модели RS1 с одним ДПИ и вызывают большие вопросы и проблемы для моделей ADD-типа с несколькими $n = 2–6$ (см., например, обзор [4]).

Инициатива исследований по поиску тяжелых нейтральных резонансов на установке CMS [5] впервые исходила, в том числе, от группы со-

[1)]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.
[2)]Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан.
[*]E-mail: savina@cern.ch

трудников ОИЯИ, участвовавших в подготовке программы для строившегося ускорителя LHC [6]. Позднее на основании этих предложений была развернута программа поиска сигналов и выработка методики измерений, расширенная также на сигналы нерезонансного типа. Сигналы от процессов рождения тяжелых КК-мод гравитона в модели RS1 ищутся с помощью анализа формы распределений с привлечением спектров двухчастичных событий (подробно по методике см. работу [7]). Поскольку новые резонансы в модели RS1 должны иметь массы порядка ТэВ/c^2 или больше с разделением между ними примерно такой же величины, из-за ограниченности доступной энергии взаимодействий мы не рассчитываем увидеть на LHC больше одной–двух наилегчайших КК-мод. При отсутствии сигнала полученные данные интерпретируются в терминах ограничений на допустимые значения модельных параметров. Масса первой КК-моды простым образом зависит от значения масштаба многомерной гравитации (величины $M_G^{(1)}$ и M_D непосредственно связаны и отличаются друг от друга на постоянный численный коэффициент порядка единицы. Поэтому экспериментальные ограничения обычно представляются в пространстве параметров $(M_G^{(1)}, c)$, где $c \equiv k/\overline{M_{\rm Pl}}$ — эффективная константа связи с материей СМ для RS1-гравитонов ($\overline{M_{\rm Pl}}$ — приведенная четырехмерная масса Планка, а k — кривизна пятимерного антидеситтеровского пространства, на ограниченной области которого сформулирована модель RS1).

Предсказываемые моделью ADD процессы множественного нерезонансного рождения легких КК-мод гравитона также ищутся с помощью анализа двухчастичных спектров, хотя более чувствительной наблюдаемой в этом случае (как и для любых других процессов новой физики нерезонансного типа) являются угловые распределения и асимметрии, в частности, для двухструйных событий, как наиболее статистически обеспеченные. Этот же канал может быть использован для установления ограничений на массы многомерных квантовых черных дыр (см. ниже), поскольку рождение МЧД является пороговым нерезонансным процессом. Текущие экспериментальные ограничения, полученные коллаборацией CMS в период RUN 2 LHC для разных наблюдаемых каналов [8–11], собраны в табл. 1. В частности, в настоящий момент на доступной обработанной статистике считаются закрытыми значения фундаментального масштаба гравитации в модели ADD от 8.5 до 12.0 ТэВ, в зависимости от числа ДИ n и использованного при интерпретации данных эффективного описания модели (три разных варианта см. в работах [3]). Сопоставимые ограничения получаются также в канале прямого рождения КК-мод (экспериментальные сигнатуры со значимой долей потерянной энергии, уносимой нерегистрируемыми КК-гравитонами, и одиночной жесткой частицей — струей или фотоном, — используемой как метка процесса [12]). Для массы первой КК-моды гравитона и разных значений эффективной константы связи с материей получаются нижние ограничения от 2.30 до 4.25 ТэВ/c^2.

Помимо наличия КК-мод у гравитона и (возможно) у других частиц, многомерные модели с пониженным масштабом гравитации содержат еще одно замечательное предсказание. Оно существенным образом “завязано” на предположение о малом значении M_D и дает теоретическую возможность рождения микроскопических многомерных черных дыр в транспланковской области — в диапазоне энергий, в несколько раз превышающих M_D. Сама по себе идея образования МЧД в столкновениях ультрарелятивистских элементарных частиц основана на так называемой гипотезе Торна [13], а в контексте LHC применительно к многомерным моделям с пониженным масштабом гравитации эта возможность впервые была изучена в работах [14]. Вычисления и выполненное в них моделирование, содержащее простые схематичные оценки вероятности процессов с МЧД, основывалось на решении Шварцшильда (стационарная МЧД) для плоской многомерной метрики (сценарий ADD-типа), найденном в работе [15]. Рождение МЧД в таком подходе является нерезонансным пороговым процессом и характеризуется сечением, равным площади “черного диска” — $\sigma = \pi r_S^2$, где r_S — радиус Шварцшильда. Позднее аналогичные оценки были получены для МЧД в модели RS1 [16], расширены на вращающиеся (керровские) МЧД и для обоих типов сценариев заменены на более точные вычисления, учитывающие ряд поправок к процессу на стадиях формирования объекта и его эволюции (в частности, оценки сверху потерь при формировании горизонта — основного эффекта, влияющего на предсказания по достижимым массам МЧД; подробнее см., например, обзор [4] и ссылки в нем).

С точки зрения массы (прямо связанной с внутренней энтропией объектов) существующая классификация МЧД разделяет их на “классические”, или квазиклассические, с учетом доступной энергии взаимодействий на ускорителе и возможности отойти не слишком далеко от порога M_D, и “квантовые” объекты со сформулированными критериями соответствующей сортировки [17]. Считается, что для относительно безопасной классической трактовки объектов, по аналогии с обычными четырехмерными черными дырами с известными стадиями эволюции, минимальная масса МЧД должна в несколько раз (минимум втрое) превышать

Таблица 1. Верхние пределы с 95% доверительной вероятностью на значения фундаментального масштаба гравитации (в ТэВ), а также на массы первой КК-моды гравитона $M_G^{(1)}$ и КЧД M_{QBH} (в ТэВ/c^2), полученные экспериментом CMS в период RUN 2 LHC в различных каналах (прочерки означают, что канал не используется для установления ограничений в данном конкретном случае)

	Спектры дифотонов, 36 фбн$^{-1}$ [8]	Спектры диструй, 137 фбн$^{-1}$ [9]	Спектры дилептонов, 36 фбн$^{-1}$ [10]	Угловые распределения диструй, 36 фбн$^{-1}$ [11]
Λ_T, ADD (GRW)	7.8	–	6.7	10.1
M_S, ADD (Hewett), $\lambda = +1$	7.0	–	6.0	
M_S, ADD (HLZ), $n = 3$	9.3	–	8.0	12.0
M_S, ADD (HLZ), $n = 6$	6.6	–	5.7	8.5
$M_G^{(1)}$, RS1, $k/\overline{M_{\mathrm{Pl}}} = 0.01$	2.3		2.10	–
$M_G^{(1)}$, RS1, $k/\overline{M_{\mathrm{Pl}}} = 0.05$			3.65	–
$M_G^{(1)}$, RS1, $k/\overline{M_{\mathrm{Pl}}} = 0.1$	4.1	2.6	4.25	–
M_{QBH}, RS1, $n = 1$	–	–	–	5.9
M_{QBH}, ADD, $n = 6$	–	–	–	8.2

величину M_D. Для “квантовых” же околопороговых объектов с малой энтропией (КЧД) предлагаются очень отличающиеся модельные подходы, некоторые из которых перечислены в [17]. Кроме многомерных КЧД, можно рассматривать даже экзотические четырехмерные сценарии [18], в которых фундаментальный масштаб четырехмерной гравитации эффективно понижается за счет взаимодействия между собой очень большого числа “копий” обычных четырехмерных взаимодействий (скрытых секторов) [19], что также дает возможность рождения черных дыр при достаточно низких энергиях. Наблюдаемая феноменология КЧД будет отличаться в зависимости от модели, но общей чертой будут малочастичные (пропорционально малой энтропии объектов) конечные состояния и возможное нарушение аромата в распадных конфигурациях. Последний пункт предположительно является общим местом для МЧД всех типов. Также существуют любопытные теоретические спекуляции о возможности околопорогового перехода МЧД на поздних стадиях эволюции (в последних актах хокинговского излучения) в специфический объект теории струн — “струнный шар” (СШ) [20]. Эта идея основана на принципе соответствия [21] — равенстве геометрических размеров, температуры и величины энтропии МЧД и СШ в момент перехода. В этом случае экспериментальный анализ по поиску СШ должен быть дополнен (как это и делается в коллаборациях на LHC) также поиском других струнных эффектов, например, струнных возбуждений, воспроизводящих массовые траектории Редже.

Большое разнообразие теоретических сценариев и подходов в описании объектов сильнодействующей многомерной гравитации можно реализовать с помощью специализированных генераторов событий [22–24]. После этого полученные предсказания сравниваются с экспериментом. Хорошей наблюдаемой сигнатурой для поиска сигналов от МЧД с достаточно большой энтропией (квазиклассических) является форма распределений многоструйных событий по полной поперечной энергии всех конечных струй S_T. Из-за отсутствия выделенного направления в процессе рождения и распада МЧД финальные частицы должны быть распределены в пространстве значительно более изотропно, чем это имеет место быть для основного фонового процесса СМ — многоструйного процесса КХД. Также устанавливаются индивидуальные триггеры на значения поперечных импульсов каждой из струй — они должны быть очень жесткими. Помимо сильного подавления фона КХД, такие условия предположительно позволяют отделять сигнал от МЧД от других возможных сигналов новой физики, допустим, от каскадных распадов суперпартнеров в суперсимметричных моделях. В последнем случае струи будут “мягче”, чем от МЧД, а секторальная пространственная анизотропия, связанная с “ветвями” каскадов, должна прослеживаться сильнее. На рис. 1a показан пример характерного распределения многоструйных событий, случай для множественности частиц $N \geq 7$. Форма распределения для фона КХД не зависит от числа N, тогда как для сигнала отклонение от фона становится заметней с ростом множественности.

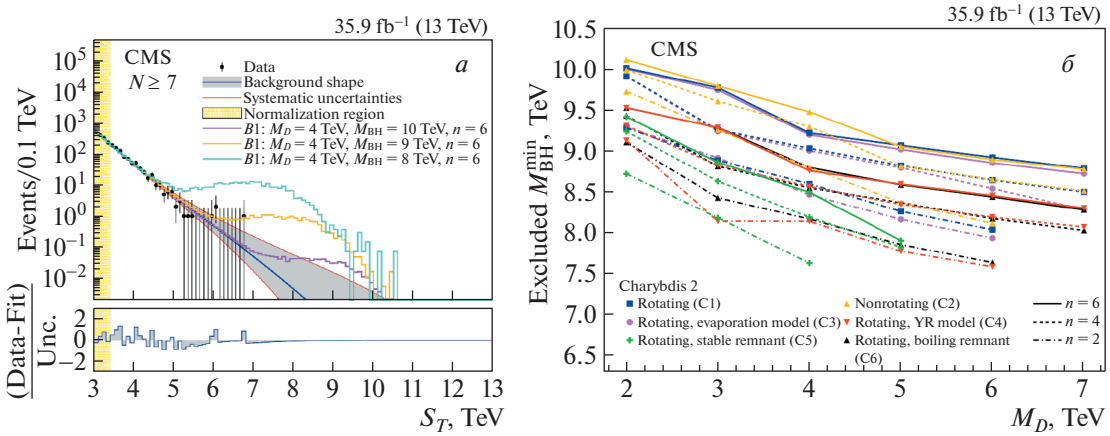

Рис. 1. *а* — Распределения по S_T многоструйных событий с множественностью $N \geq 7$. Закрашенный коридор отвечает неопределенности предсказаний относительно центрального значения для основного фона — многоструйного процесса КХД. Также показаны теоретические предсказания для сигнальных событий в одном из сценариев рождения МЧД, снизу вверх — по мере возрастания массы. *б* — Минимальные массы черных дыр, исключенные с 95% C.L., в зависимости от величины фундаментального масштаба M_D, для разных значений числа ДИ n. Набор предсказаний для различных моделей МЧД получен с помощью генератора CHARYBDIS2. Области под кривыми считаются закрытыми ([25], последняя работа по ссылке).

При фиксированном значении N отклонение от фона СМ тем больше, чем больше масса МЧД, и с увеличением значения M_D характерный “горб” в сигнальном распределении смещается направо.

В отличие от процедуры извлечения из экспериментальных данных параметров резонансных или нерезонансных структур для КК-мод гравитона, анализ сигнатур, связанных с рождением МЧД и их квантовых альтернатив, не позволяет зафиксировать значение M_D из эксперимента независимым образом. Это связано, прежде всего, с тем, что сечения многоструйных событий, используемые для установки пределов на массу, зависят не только от $M_{\rm BH}^{\rm min}$, но и от M_D (эти два параметра входят в выражения для сечений в виде отношения). Таким образом, анализ формы многоструйных событий позволяет установить только ограничения на разрешенные области параметров одновременно в плоскости $(M_D, M_{\rm BH}^{\rm min})$ для разных фиксированных значений числа ДПИ n, но не отдельно на $M_{\rm BH}^{\rm min}$ и M_D. Кроме того, наблюдаемая масса МЧД восстанавливается из суммарной поперечной энергии всех регистрируемых жестких струй в многоструйном событии с учетом оцениваемого с большими ошибками вклада потерянной энергии, связанной с “невидимым” излучением гравитонов и нейтрино (последние — всего несколько процентов, тогда как первые — до 30% полной S_T в событии).

На рис. 1*б* показан набор ограничений для разных n, выведенных в отсутствие сигнала при интерпретации верхних пределов на сечения многоструйных событий в сравнении с предсказаниями ряда выбранных моделей. Эти данные, полученные в период RUN 2 LHC, подытоживают многолетние усилия коллаборации CMS по поиску квазиклассических МЧД в многоструйном канале [25]. Допустимые значения минимальной массы МЧД в разных сценариях лежат в диапазоне от 7.6 до 10.1 ТэВ/c^2. С учетом требования классичности наиболее адекватная с теоретической точки зрения область в плоскости $(M_D, M_{\rm BH}^{\rm min})$ расположена слева, поскольку там выполняется условие $M_{\rm BH}^{\rm min}/M_D \gtrsim 3$. Правую область этого графика, отвечающую “неправильному” соотношению модельных параметров, следует трактовать как технический артефакт интерпретации экспериментальных данных. Аналогичным образом с использованием многостуйного канала устанавливаются пределы на массы СШ. По актуальным данным (последняя работа по ссылке [25]) для струнных шаров получается минимально допустимая масса объекта от 7.1 до 9.4 ТэВ/c^2, в зависимости от M_D и и значения струнной константы взаимодействия g_S. Из уже упоминавшегося анализа формы угловых распределений диструй [11] текущие пределы на минимальную массу КЧД составляют 5.9 ТэВ/c^2 для КЧД RS-типа и 8.2 ТэВ/c^2 для ADD-типа (в наиболее оптимистичном для наблюдения случае $n = 6$), см. табл. 1.

Так как в парадигму образования КЧД входит предположение о несохранении аромата в конфигурациях финальных частиц, помимо угловых распределений диструй, интересно также изучать процессы с нарушением лептонного и барионного числа. На рис. 2*а* показаны результаты коллаборации CMS по поиску КЧД в канале распада на

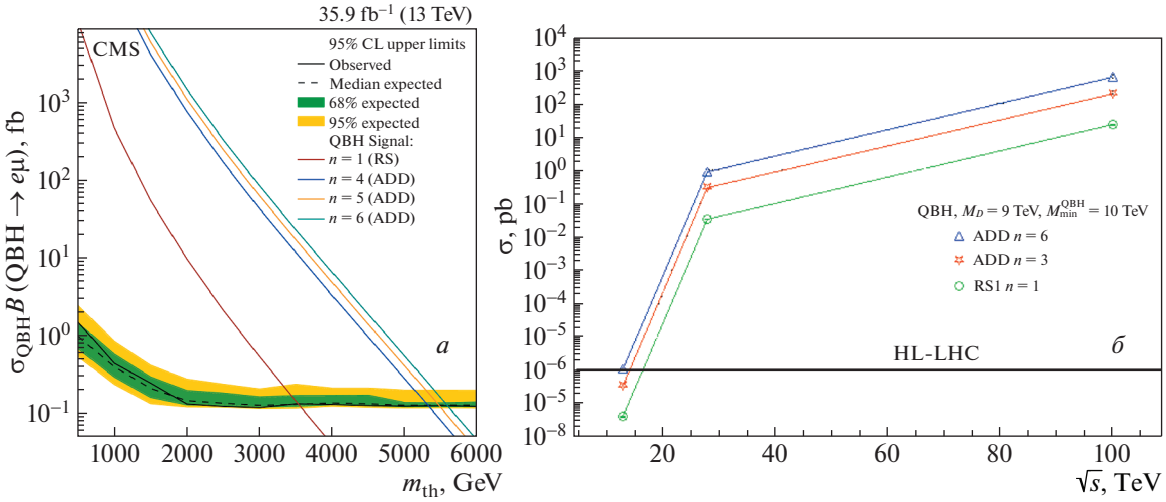

Рис. 2. *а* — Верхние пределы с 95% уровнем доверительной вероятности на сечение рождения КЧД, умноженное на бренчинг распада в финальное состояние $e\mu$ в зависимости от порогового значения массы КЧД $m_{\rm th}$. Темный внутренний и более светлый наружный закрашенные коридоры отвечают одному и двум стандартным отклонениям от среднего ожидаемого значения. Также показаны предсказания для моделей многомерных КЧД для нескольких выборов числа ДИ: $n = 1$ (RS1) и $n = 4, 5, 6$ (ADD) [26]. *б* — Сечение рождения КЧД для разных моделей в зависимости от энергии взаимодействия протонов на ускорителе — 13, 28 и 100 ТэВ в с.ц.м. Горизонтальная линия отвечает чувствительности к исследуемому процессу в предположении распада КЧД на двухчастичное конечное состояние для режима HL-LHC. Моделирование выполнено с помощью генератора CHARYBDIS2.

двухчастичное лептонное состояние $e\mu$. Модельно-независимый экспериментальный предел на сечение нерезонансного процесса (без уточнения его модельной природы), дающего в конечном состоянии пару $e^{\pm}\mu^{\mp}$, пересчитывается из данных по регистрации указанных нарушающих аромат двухчастичных состояний, которые идентифицированы как исходящие из одной вершины (для реконструкции инвариантной массы пары и соотнесения ее значения с $m_{\rm th}$) и которые остались после вычитания всех возможных фоновых процессов СМ. Поскольку в СМ процессы с нарушением аромата запрещены, появление подобных двухчастичных состояний должно быть обусловленным ошибками реконструкции. При получении верхнего предела на сечение используются только два предположения — что спектр финальных $e\mu$ был взят как нерезонансный, и что области этого спектра, использованные для получения каждой конкретной точки, имели обрезание снизу по инвариантной массе пары, равное $m_{\rm th}$. На экспериментальный предел наложены кривые теоретических предсказаний для КЧД.

Полученные результаты дают несколько меньшие ограничения на минимально допустимые значения массы КЧД, от 3.6 до 5.6 ТэВ/c^2, в зависимости от модели и числа ДИ n [26]. Поскольку описание КЧД очень модельно зависимо, интересно оценить, в какой мере LHC сохраняет чувствительность к этому процессу, в зависимости от уменьшения или увеличения сечения (условия наблюдаемости для данного канала, включая отношение сигнал–фон и пр., см., например, в [25, 26]). На рис. 2*б* показана энергетическая зависимость сечения процесса с рождением КЧД и последующим распадом на двухчастичное состояние для трех значений энергии столкновений протонов — 13, 28 ТэВ (гипотетический режим апгрейда LHC до удвоенной энергии) и 100 ТэВ для FCC (Future Circular Collider). График построен для трех значений числа ДПИ и для выбора параметров, являющегося предельно достижимым по кинематике для LHC при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ ($M_D = 9$ ТэВ и $M_{\rm QBH} = 10$ ТэВ), с учетом максимально возможных потерь при формировании горизонта — наиболее пессимистичный сценарий. Видно, что даже в режиме высокой светимости (HL-LHC) в двух случаях из трех процесс остается за рамками возможностей этого ускорителя. С ростом энергии столкновений ситуация быстро улучшается. В то же время для менее пессимистичных сценариев наблюдаемость процесса околопорогового рождения КЧД сохраняется даже при уменьшении сечения на несколько порядков относительно используемых “опорных” оценок.

Обсуждение полученных результатов может быть проведено в духе работ [27], где для поэтапно увеличивающейся энергии взаимодействия протонов на ускорителе и накопленной интегральной светимости оценивались перспективы обнаружения сигналов от объектов сильнодействующей гравитации и стратегия анализа на будущее. При

объединении результатов по "прямому" установлению пределов на M_D из поиска КК-мод и ограничений на массы МЧД и альтернативных объектов можно заключить, что они не противоречат друг другу. С одной стороны, результаты поиска КК-мод гравитона позволяют нам считать закрытой для M_D область значений ниже 8–12 ТэВ для ADD и 2–4 ТэВ для RS1. С другой стороны, отсутствие характерных сигналов от МЧД с массой до 7.6–10.1 ТэВ/c^2 показывает, что фундаментальный масштаб гравитации должен оцениваться не ниже 2.5–4 ТэВ. Так что прямые и опосредованные измерения этой величины хорошо коррелируют друг с другом. С учетом даже минимальных требований квазиклассичности для МЧД ADD-типа начало диапазона разрешенных масс сдвигается сильно выше по энергиям, минимум за 20 ТэВ/c^2, что очевидно находится за пределами досягаемости LHC. Для МЧД RS-типа кажется, что формально еще остается окно возможностей, однако для них скорректированный минимальный критерий классичности требует более сильного отхода от порога M_D [16, 17], который тоже выводит эти объекты за пределы энергий LHC. Можно констатировать, что, по крайней мере, для использованных модельных подходов LHC достиг порога своих возможностей в этой области. Хотя подобные мнения высказывались теоретиками еще до начала работы ускорителя (например, первая работа в [17]), в настоящий момент мы можем утверждать это вполне уверенно. Дальнейший набор данных в периоды RUN 3 LHC и HL-LHC ничего особенно не изменит в этой ситуации, а следующее интересное окно возможностей откроется только в эру FCC, если этот коллайдер действительно будет реализован в будущем. В то же время для поиска гравитонных резонансов и возможности наблюдения квантовых околопороговых объектов (СШ, КЧД) все пока еще выглядит более оптимистично, и существует потенциальный интерес для LHC. В заключение также можно отметить, как обстоят дела с поиском МЧД и альтернативных объектов в космических лучах, где возможны значительно более высокоэнергетические взаимодействия, чем на ускорителе. Рождение МЧД теоретически может происходить при рассеянии горизонтальных (для увеличения базы) космических нейтрино на нуклонах земной атмосферы. Результаты обсерватории Pierre Auger за довольно долгий период наблюдений, полученные для всех типов объектов (МЧД, СШ и КЧД), показывают гораздо более мягкие ограничения на значения M_D — до 1.5 ТэВ, и на доступные массы — не выше 4.2 ТэВ/c^2, для $n \geqslant 4$ [28].

Авторы выражают благодарность всем участникам группы по поиску черных дыр отдела "Экзотика" эксперимента CMS и лично С.В. Шматову за совместную плодотворную работу, а также О.В. Теряеву за полезные вопросы и обсуждения теоретических аспектов рассматриваемых моделей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998); Phys. Rev. D **59**, 086004 (1999).
2. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999); Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999).
3. G. Giudice, R. Rattazzi, and J. Wells, Nucl. Phys. B **544**, 3 (1999); T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, Phys. Rev. D **59**, 105006 (1999); J. L. Hewett, Phys. Rev. Lett. **82**, 4765 (1999); H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. Lett. **84**, 2080 (2000).
4. М. В. Савина, С. В. Шматов, *Очерки по современной физике частиц* (ОИЯИ, Дубна, 2020), с. 133.
5. CMS Collab., JINST **3**, S08004 (2008).
6. И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, ЯФ **70**, 61 (2007) [Phys. At. Nucl. **70**, 56 (2007)].
7. А. В. Зарубин, А. В. Ланев, М. В. Савина, С. В. Шматов, *Очерки по современной физике частиц* (ОИЯИ, Дубна, 2020), с. 290.
8. CMS Collab., Phys. Rev. D **98**, 092001 (2018); Phys. Lett. B **767**, 147 (2017).
9. CMS Collab., CMS-EXO-19-012, submitted to JHEP, arXiv:1911.03947; JHEP **1808**, 130 (2018).
10. CMS Collab., JHEP **1904**, 114 (2019); JHEP **1806**, 120 (2018).
11. CMS Collab., Eur. Phys. J. C **78**, 789 (2018).
12. CMS Collab., Phys. Rev. D **97**, 092005 (2018); JHEP **1902**, 074 (2019).
13. K. S. Thorne, *Black Holes and Time Warps: Einstein's Outrageous Legacy* (Picador, London, 1994).
14. T. Banks and W. Fischler, hep-th/9906038; S. B. Giddings and S. Thomas, Phys. Rev. D **65**, 056010 (2002); S. Dimopoulos and G. Landsberg, Phys. Rev. Lett. **87**, 161602 (2001).
15. R. C. Myers and M. J. Perry, Ann. Phys. **172**, 304 (1986).
16. A. Chamblin, S. W. Hawking, and H. S. Reall, Phys. Rev. D **61**, 065007 (2000); S. B. Giddings and E. Katz, J. Math. Phys. **42**, 3082 (2001); T. G. Rizzo, JHEP **0501**, 028 (2005).
17. P. Meade and L. Randall, JHEP **0805**, 003 (2008); X. Calmet, Wei Gong, and S. D. H. Hsu, Phys. Lett. B **668**, 20 (2008); D. M. Gingrich, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **37**, 105008 (2010).
18. X. Calmet, S. D. H. Hsu, and D. Reeb, Phys. Rev. D **81**, 035007 (2010).

19. G. Dvali, G. Gabadadze, M. Kolanovic, and F. Nitti, Phys. Rev. D **65**, 024031 (2002); G. Dvali, Fortsch. Phys. **58**, 528 (2010); G. Dvali and M. Redi, Phys. Rev. D **77**, 045027 (2008).
20. S. Dimopoulos and R. Emparan, Phys. Lett. B **526**, 393 (2002); D. M. Gingrich and K. Martell, Phys. Rev. D **78**, 115009 (2008).
21. L. Susskind, hep-th/9309145; G. T. Horowitz and J. Polchinski, Phys. Rev. D **55**, 6189 (1997).
22. J. A. Frost, J. R. Gaunt, M. O. P. Sampaio, M. Casals, S. R. Dolan, M. A. Parker, and B. R. Webber, JHEP **0910**, 014 (2009).
23. D.-C. Dai, G. Starkman, D. Stojkovic, C. Issever, E. Rizvi, and J. Tseng, Rev. D **77**, 076007 (2008).
24. D. M. Gingrich, Comput. Phys. Commun. **181**, 1917 (2010).
25. CMS Collab., Phys. Lett. B **697**, 434 (2011); JHEP **1204**, 061 (2012); JHEP **1307**, 178 (2013); Phys. Lett. B **774**, 279 (2017); JHEP **1811**, 042 (2018).
26. CMS Collab., JHEP **1804**, 073 (2018); Eur. Phys. J. C **76**, 317 (2016).
27. М. В. Савина, ЯФ **74**, 518 (2011); **76**, 1150 (2013); **78**, 571 (2015) [Phys. At. Nucl. **74**, 496 (2011); **76**, 1090 (2013); **78**, 532 (2015)]; *Физика на LHC: Труды объединенного семинара RDMS CMS*, вып. 4 (ОИЯИ, Дубна, 2016), с. 131.
28. L. A. Anchordoqui, J. L. Feng, H. Goldberg, and A. D. Shapere, Phys. Lett. B **594**, 363 (2004); L. Anchordoqui, T. Han, D. Hooper, and S. Sarkar, Astropart. Phys. **25**, 14 (2006); X. Calmet, L. I. Caramete, and O. Micu, JHEP **1211**, 104 (2012).

THE CMS DETECTOR PROGRAM ON SEARCH FOR TeV SCALE GRAVITY SIGNALS AT THE LHC

M. V. Savina[1)], D. Seitova[1),2)]

[1)] *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
[2)] *The Institute of Nuclear Physics, Almaty, Republic of Kazakhstan*

The work presented on behalf of the Compact Muon Solenoid Collaboration (CMS) provides a summary of the results of this experiment on the search for massive Kaluza–Klein excitations of graviton (KK-modes) and microscopic multidimensional black holes (MBH), quantum black holes and string balls in TeV-scale gravity models. The analysis uses the data obtained during the first and second cycles of the Large Hadron Collider (2010–2012 and 2015–2018, respectively) for proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7, 8 and 13 TeV. The results of the experimental search are interpreted in terms of limits on the parameter space of the theoretical models studied. Further perspectives for the HL-LHC mode and the possible future FCC collider are also briefly discussed.