

ПОИСК ФИЗИКИ ЗА РАМКАМИ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРОТОНОВ ПРИ $\sqrt{s} = 7$ ТэВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА LHC

© 2013 г. С. В. Шматов*
(от имени Коллаборации CMS)

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 03.04.2012 г.; после доработки 05.02.2013 г.

Представлены результаты эксперимента CMS на LHC по поиску различных физических явлений за рамками стандартной модели в pp -взаимодействиях при энергии 7 ТэВ в с.ц.м. Исследования основаны на данных, полученных в эксперименте CMS в 2010–2011 гг.

DOI: 10.7868/S0044002713090195

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на мощную предсказательную силу и тщательную экспериментальную проверку, стандартная модель взаимодействий элементарных частиц (СМ) обладает рядом недостатков и нерешенных проблем, что не позволяет считать ее окончательным вариантом теории. Основные нерешенные проблемы СМ требуют привлечения более широких групп симметрий или других совершенно новых концепций (наподобие теории струн или сделанных “в духе” теории струн моделей с дополнительными пространственными измерениями). Предсказания подобных теорий могут проверяться на современных ускорителях, например на Большом адронном коллайдере (LHC) [1–3].

Установка “Компактный мюонный соленоид” (CMS), созданная для работы на пучках LHC, представляет собой многоцелевой экспериментальный комплекс, способный регистрировать широкий спектр возможных экспериментальных сигналов физики за пределами СМ в диапазоне энергий и масс рождаемых частиц вплоть до нескольких ТэВ. Полное описание детекторных систем CMS и их физико-технических характеристик дано в [4].

В настоящей работе представлены результаты эксперимента CMS на LHC по поиску различных физических явлений за рамками стандартной модели в pp -взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. С экспериментальной точки зрения объекты наблюдения весьма разнообразны — они могут быть новыми резонансными состояниями в спектре обычных частиц, событиями с недостатком

энергии, множественным рождением струй и лептонов и т.д. Более того, разные теоретические модели могут давать одинаковые экспериментальные сигналы. Поэтому вошедшие в работу результаты классифицированы по типу поискового сигнала. В 2010 г. набранный экспериментом CMS объем данных соответствовал интегральной светимости $L_{\text{int}} \approx 36$ пбн⁻¹, а в 2011 г. — 5.2 фбн⁻¹. Работа основана на данных за 2010 г. и частично за 2011 г. ($L_{\text{int}} \approx 1.1$ фбн⁻¹).

НОВЫЕ ТЯЖЕЛЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Лептонные и фотонные резонансы

Существует целый набор физических сценариев за рамками СМ, предсказывающих существование новых резонансных состояний в спектрах обычных частиц. Например, тяжелые (с массой порядка нескольких ТэВ) резонансы в спектре пар лептонов, фотонов, струй и даже калибровочных бозонов СМ предсказываются как в четырехмерных моделях с расширенным калибровочным сектором (дополнительный калибровочный бозон Z') [5], так и в моделях многомерной квантовой теории поля и гравитации, например в моделях ТэВ⁻¹ [6] и Randall–Sundrum (RS1) [7]. В модели ТэВ⁻¹ [6] только калибровочные поля являются многомерными, так что существует спектр массивных калуца-клейновских возбуждений (КК-моды) калибровочных бозонов W^\pm и Z^0 (W_{KK} и Z_{KK}) — их полные копии по квантовым числам (заряду, спину, лептонному или барионному числу и пр.), но отличающиеся возрастающими массами. Аналогично, если рассмотреть модели, в которых только гравитация является многомерной, то получим набор

*E-mail: shmatov@cern.ch

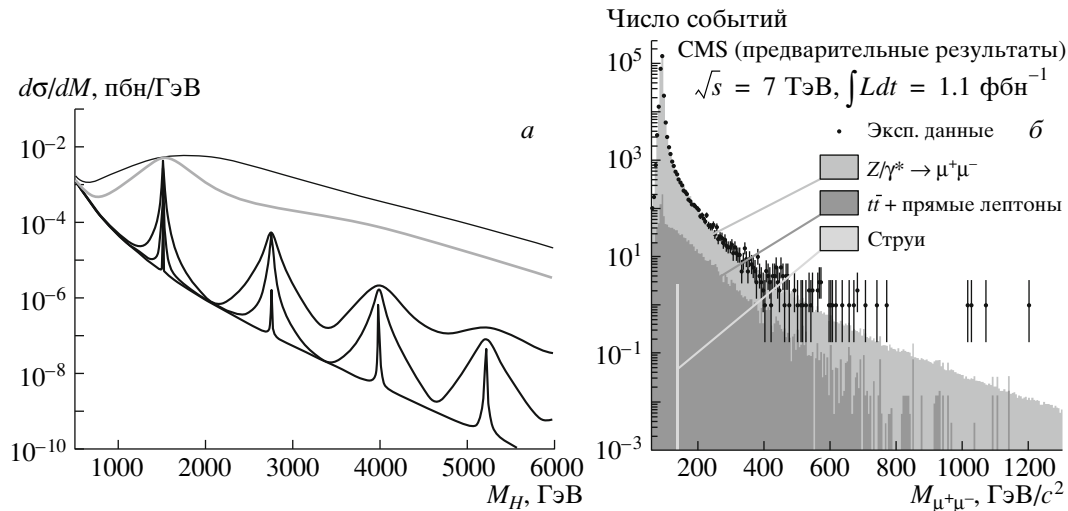


Рис. 1. *a* — Распределения по инвариантной массе пары лептонов в сценарии RS1 при различных значениях отношения кривизны пространства анти-де Ситтера k к четырехмерному планковскому масштабу M_{Pl} (слева). Снизу вверх: $k/M_{Pl} = 0.01; 0.05; 0.1; 0.5; 1.0$ [8]. *б* — Распределение событий с парами мюонов, зарегистрированных установкой CMS, по инвариантной массе (точки с ошибками), с указанными вкладами от различных фоновых процессов. Сверху вниз: процессы Дрелла–Яна, пар t -кварков, рождения струй [9].

КК-мод гравитона G_{KK} [7] (рис. 1а). В данном случае резонансная структура также появляется в спектрах с парами фотонов.

Таким образом, одним из отличительных экспериментальных сигналов данных процессов может быть пара лептонов, фотонов или струй с большими поперечными импульсами, исходящими из одной и той же точки взаимодействия. На рис. 1б представлено распределение событий рождения лептонных пар (мюонов) по их инвариантной массе, измеренных в эксперименте CMS для интегральной светимости $L_{int} = 1.1 \text{ фбн}^{-1}$ [9]. Согласно СМ основной вклад в рождение пары лептонов дают процессы Дрелла–Яна, другие источники фона — рождение $t\bar{t}$ -пар, tW , парное рождение калибровочных бозонов (ZZ , ZW , WW), распады $Z \rightarrow \tau\tau$. Также существует вероятность неправильной идентификации струй как лептонов, и, как следствие, возможен вклад в спектр двухлептонных событий от процессов совместного рождения векторных бозонов и струй, а также многоструйных событий. Измеренные значения находятся в хорошем согласии с NNLO (next-to-next leading order, вычисление во втором порядке теории возмущений) предсказаниями СМ.

Комбинированный анализ рождения мюонных и электронных пар позволил установить нижние пределы на массы предсказываемых резонансов [9]. На рис. 2 приведен график зависимости сечений рождения новых резонансов с учетом вероятности их распада на пару лептонов от инвариантной массы лептонов. Для уменьшения влияния систематических эффектов сечение нормировано на сечение

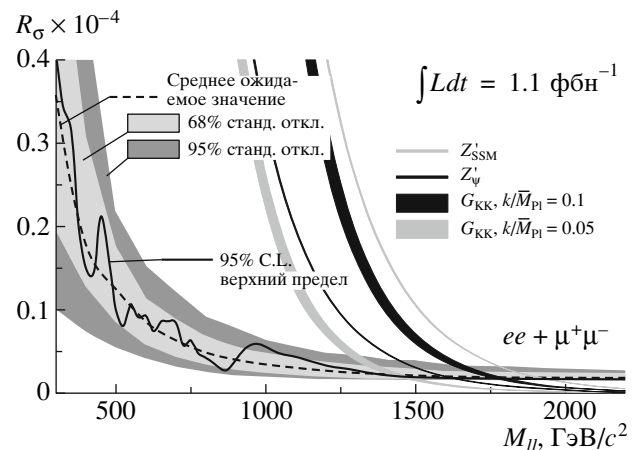


Рис. 2. Верхний предел (95% C.L.) на сечение рождения пар лептонов, нормированное на сечение рождения Z -бозона, в зависимости от инвариантной массы лептонов: предел, измеренный CMS (сплошная кривая), и ожидаемое значение предела (штриховая кривая) с 68%- и 95%-ным стандартным отклонением (затемненные области вокруг штриховой кривой). Кривыми справа приведены предсказываемые различными моделями сечения рождения новых резонансов в канале распада на два лептона: дополнительного калибровочного бозона Z' (тонкие кривые) и возбужденного состояния RS-гравитона (жирные кривые) [9].

рождения Z -бозона:

$$R_\sigma = \sigma(pp \rightarrow Z'(G_{KK}) + X \rightarrow ll + X) / \sigma(Z + X \rightarrow ll + X).$$

Проанализированы предсказания двух различных

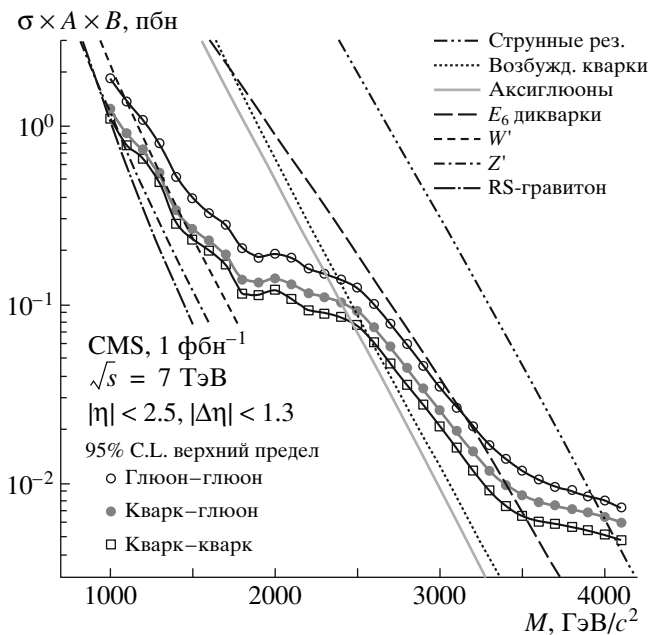


Рис. 3. Верхний предел (95% C.L.) на сечение рождения глюон-глюонных, кварк-глюонных и кварк-кварковых резонансов (точки \circ , \bullet и \square соответственно, соединенные сплошными линиями), измеренный CMS. Кривыми приведены предсказываемые различными моделями сечения рождения новых резонансов; сверху вниз: струнные резонансы, возбужденные кварки, аксиглюоны, дикварки, W' -бозоны, Z' -бозоны, RS-гравитоны [13].

моделей расширенного калибровочного сектора: так называемой Sequential Standard Model (SSM) [10] — расширение СМ, в котором предполагается существование тяжелых бозонов (Z'_{SSM} и W'_{SSM}) с теми же константами связи, что и для обычных Z - и W -бозонов в СМ, и ψ -модели, представляющей собой частный случай расширения СМ до одной из калибровочных групп теории Великого объединения (ТВО) E_6 [11]. Приведены также результаты, полученные в рамках модели многомерной квантовой теории поля и гравитации RS1 для двух значений параметра модели $c = 0.05$ и 0.1 , где c определяется как отношение k/M_{Pl} (k — кривизна пространства анти-де Ситтера, а M_{Pl} — четырехмерный планковский масштаб). На этом же рис. 2 представлен полученный из экспериментальных данных верхний предел на сечение рождение пар лептонов, соответствующий 95%-ной статистической достоверности (C.L.). Кроме того, приведен средний ожидаемый предел в предположении отсутствия сигнала “новой физики” с 68%- и 95%-ным стандартным отклонением ожидаемого предела. С 95% C.L. были исключены новые нейтральные калибровочные бозоны Z'_{SSM} с

массой менее $1940 \text{ GeV}/c^2$, а Z'_ψ — с массой менее $1620 \text{ GeV}/c^2$. Массовый предел G_{KK} составил от 1450 до $1780 \text{ GeV}/c^2$, в зависимости от величины константы связи модели k/M_{Pl} (0.05 – 0.1).

Ограничения на массу КК-гравитона в дилептонном канале находятся в хорошем согласии с ограничениями в канале с двумя фотонами, которые составляют 1.41 – $1.74 \text{ TeV}/c^2$ для величины константы связи модели $k/M_{Pl} = 0.05$ – 0.1 [12].

Двухструйные события

Данные по рождению пары струй с общей статистикой, соответствующей $L_{int} \approx 1 \text{ fb}^{-1}$, позволили получить верхний предел (95% C.L.) на сечение рождения двухструйных резонансов различных типов в диапазоне масс двухструйных событий до $4 \text{ TeV}/c^2$ [13] — см рис. 3, где представлены сечения для глюон-глюонных, кварк-глюонных и кварк-кварковых резонансов. Путем сравнения полученного предела с предсказаниями различных теорий за рамками СМ, с учетом вероятности распада B и зависимости от акцептанта A установки CMS, были найдены новые ограничения на массы новых физических объектов (предыдущие см. в [14]). Так, масса струнных резонансов [15] была ограничена $4.0 \text{ TeV}/c^2$, массовый предел для дикварковых состояний калибровочного сектора E_6 [5] составил $3.52 \text{ TeV}/c^2$, а возбужденные состояния кварков [16], аксиглюоны [17] и W' -бозоны [10] не могут быть легче 2.49 , 2.47 и $1.51 \text{ TeV}/c^2$ соответственно.

Помимо распада на два лептона, другим интересным для экспериментального поиска является распад нового нейтрального калибровочного бозона Z' , а также КК-возбужденного состояния глюонов g_{KK} на два t -кварка: $Z', g_{KK} \rightarrow t\bar{t}$. На основе анализа данных о рождении $t\bar{t}$ -пар ($L_{int} = 886 \text{ pb}^{-1}$) в эксперименте CMS было исключено существование КК-возбужденного состояния глюонов с массой менее 1.0 – $1.5 \text{ TeV}/c^2$ и установлен верхний предел на возможные сечения рождения Z' -бозона с массой более $1.1 \text{ TeV}/c^2$ [18].

Многочастичные резонансы

В некоторых типах расширенных калибровочных моделей, например в калибровочной модели с лево-правой симметрией фермионов [19], предсказывается существование нового калибровочного бозона W'_R и тяжелого нейтрино N_L . Новые частицы рождаются в процессах кварк-антикварковой аннигиляции через обмен заряженным током (рис. 4). Экспериментальный поиск таких явлений осуществляется в канале с двумя лептонами и

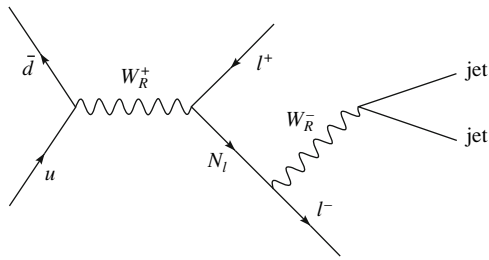


Рис. 4. Диаграмма рождения нового калибровочного бозона W'_R и тяжелого нейтрино N_l в процессе кварк-антикварковой аннигиляции.

двумя струями в конечном состоянии: $W'_R \rightarrow lN_l \rightarrow 2l2jet$. На рис. 5а показано распределение по инвариантной массе 4-частичных событий — экспериментальных событий (в мюонном канале) и вкладов от фоновых процессов, полученных с помощью моделирования [20]. Кроме того, приведено ожидаемое распределение для рождения W'_R . Пределы на массы тяжелого нейтрино и нового калибровочного бозона с 95% С.Л. для модели с точной лево-правой симметрией (одинаковыми константами связи в левом и правом секторах) в мюонном канале даны на рис. 5б. При $L_{int} = 240 \text{ пбн}^{-1}$ они достигают значения $1700 \text{ ГэВ}/c^2$ для W'_R и $1500 \text{ ГэВ}/c^2$ для N_l .

WZ-резонансы

В большинстве моделей с новыми калибровочными бозонами распады типа $W' \rightarrow WZ$ сильно подавлены. Тем не менее некоторые модели, например модели, содержащие новые тяжелые фермионы, распад W' на которые менее вероятен по сравнению с распадом на фермионы СМ, предсказывают увеличение вероятности распада по данному каналу [21]. Кроме того, многие модели техницвета предсказывают связанные состояния относительно нового сильного взаимодействия, например ρ_T -мезон [22], который также имеет моду распада на два калибровочных бозона СМ: $\rho_T \rightarrow WZ$.

Пример экспериментального распределения по инвариантной массе WZ -пары приведен на рис. 6а [23]. В данном случае нейтральный калибровочный бозон регистрировался по распаду на два лептона, а заряженный — на лептон и нейтрино. Данные эксперимента CMS, соответствующие $L_{int} = 1.15 \text{ фбн}^{-1}$, позволили исключить с 95% С.Л. существование технимезонов в интервале значений масс ρ_T -мезона до $382 \text{ ГэВ}/c^2$ (рис. 6б). Также в данном канале был исключен W' -бозон с массами вплоть до $784 \text{ ГэВ}/c^2$.

НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СПЕКТРА СМ

Сценарий многомерной гравитации Arkani-Hamed—Dimopoulos—Dvali (ADD) [24] (как и его более сложные вариации) рассматривает плоский полный многомерный объем (без кривизны) с числом дополнительных пространственных измерений n от 1 до 7. В данном случае все поля СМ локализованы на одной из бран, вложенных в многомерное пространство. Как и в случаях, рассмотренных выше, в ADD-модели также предполагается, что фундаментальный масштаб гравитации порядка электрослабого масштаба, $M_D \approx 1 \text{ ТэВ}$. Размер дополнительных измерений зависит от числа этих измерений и от фундаментального масштаба и выводится как $R \approx M_D^{-1} \cdot (M_{Pl}/M_D)^{2/n} \approx 10^{(32/n)} \times 10^{-17} \text{ см}$. Характерной чертой ADD-модели является существование легких КК-гравитонов, которые дают вклад во все процессы взаимодействий СМ и могут быть наблюдаемы на коллайдерах либо в процессах непосредственного рождения КК-гравитонов, либо через контактные взаимодействия, обусловленные виртуальными обменами. Реальные КК-гравитоны уносят часть полной поперечной энергии, образуемой в жестком соударении, или, другими словами, приводят к утечке энергии из точки взаимодействия (см. подробнее ниже). Вклады от обменов виртуальными гравитонами интерферируют с процессами СМ, такими, как рождение пар лептонов или фотонов, и вызывают значительные модификации спектров их инвариантных масс. Таким образом, экспериментальным сигналом рождения КК-гравитонов является повышенный выход двухлептонных, двухфотонных или двухструйных событий. Эти сигналы достаточно чисты с точки зрения фоновых условий и весьма чувствительны к новой физике.

Размер области инвариантных масс пары лептонов M_{ll} или фотонов $M_{\gamma\gamma}$, которая искажается при наличии дополнительных измерений, напрямую зависит от параметров модели — фундаментального масштаба гравитации M_D и числа дополнительных измерений n . Рисунок 7 демонстрирует распределения по инвариантной массе событий с двумя мюонами (рис. 7а) [25] и двумя фотонами (рис. 7б) [26], измеренных в эксперименте CMS для статистики, соответствующей $L_{int} \sim 1.1 \text{ фбн}^{-1}$. Измеренные распределения находятся в хорошем согласии с предсказаниями СМ. Полученные данные ограничивают фундаментальный масштаб гравитации значениями $2.6\text{--}2.1 \text{ ТэВ}$ для числа дополнительных измерений $n = 2\text{--}7$ в канале с парой мюонов [25] и значениями $3.2\text{--}2.2 \text{ ТэВ}$ в канале с парой фотонов [26].

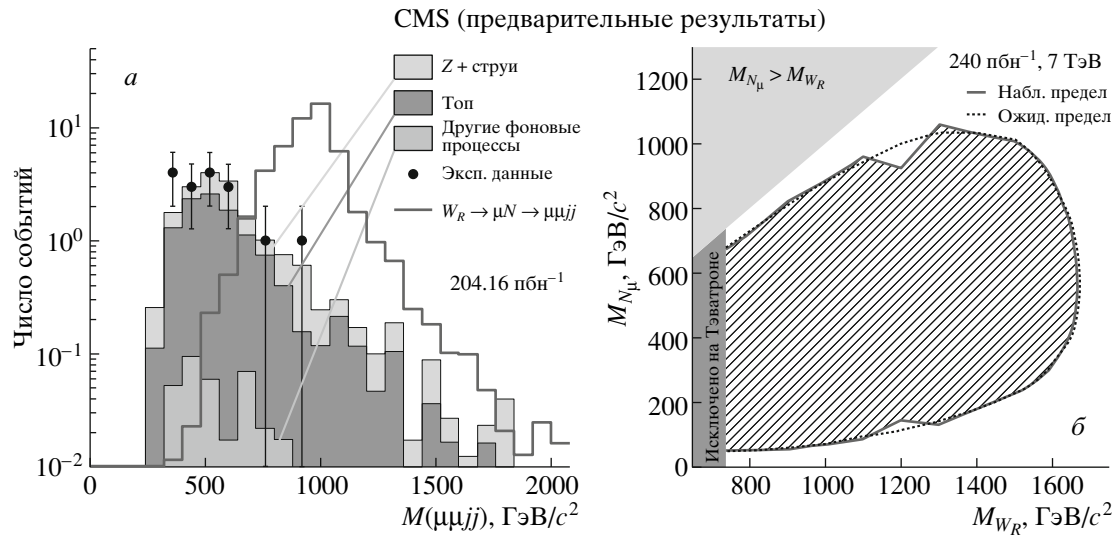


Рис. 5. *a* — Распределение 4-х-частичных событий по инвариантной массе в мюонном канале. Приведены данные CMS (точки с ошибками), а также результаты моделирования соответствующих вкладов от фоновых процессов (затемненные гистограммы) и ожидаемого процесса рождения W' -бозона (светлая гистограмма). *б* — Исключенная область масс тяжелого нейтрино и нового калибровочного бозона в мюонном канале (заштрихованная область, ограниченная сплошной линией) [20].

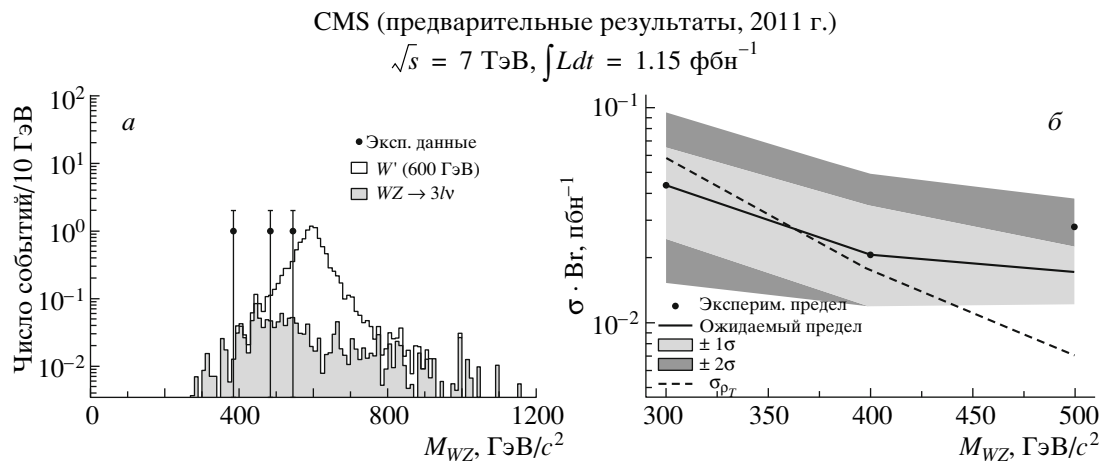


Рис. 6. *a* — Распределение WZ -пары по инвариантной массе. Приведены данные CMS (точки с ошибками), а также результаты моделирования основного фоновых процесса (затемненная гистограмма) и ожидаемого процесса рождения W' -бозона с массой 600 ГэВ (светлая гистограмма). *б* — Пределы на сечение (95% C.L.) рождения WZ -резонанса: предел, измеренный CMS (точки), и ожидаемое значение предела (сплошная линия) с 68%- и 95%-ным стандартным отклонением (затемненные области вокруг сплошной линии). Также приведено ожидаемое сечение рождения ρ_T -мезона (точечная линия) [23].

СИГНАЛЫ С НЕДОСТАЮЩЕЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИЕЙ

Как говорилось выше, в модели ADD КК-моды гравитона могут не только давать вклад в процессы обмена виртуальным переносчиком взаимодействий, но и рождаться непосредственно в процессах $q\bar{q} \rightarrow gG, \gamma G, gq \rightarrow qG, gg \rightarrow gG$. Реальный гравитон не регистрируется детекторными системами и уносит часть энергии из точки взаимодействия. Таким образом, сигналом прямого рождения

гравитона могут быть события с недостающей поперечной энергией в конечном состоянии, ассоциированные с рождением одиночной струи или фотона. Распределение событий рождения $jet + \cancel{E}_T$ в pp -соударениях дано на рис. 8а для измеренных событий и смоделированных процессов в рамках SM (фон) и ADD-модели (ожидаемый сигнал) [27].

Предельные значения сечений с 95% C.L. в данном канале, извлеченные из экспериментальных данных, приведены на рис. 8б. Здесь же да-

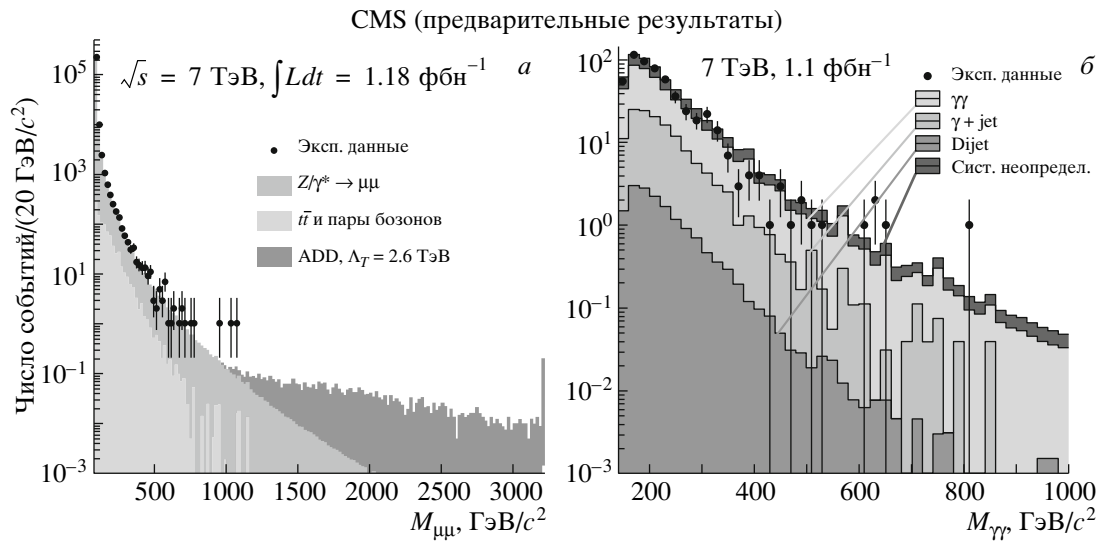


Рис. 7. Распределения по инвариантной массе событий рождения пары мюонов (а) [25] и пары фотонов (б) [26]. Приведены данные CMS (точки с ошибками), а также результаты моделирования основных процессов стандартной модели (затемненные гистограммы). На рис. а сверху вниз: процесс Дрелла–Яна, пары t -кварков и пары калибровочных бозонов; на рис. б сверху вниз: пары фотонов, процессов ассоциированного рождения фотонов и струй, пары струй. На рис. а также показано распределение пар мюонов в присутствии ожидаемого сигнала модели ADD.

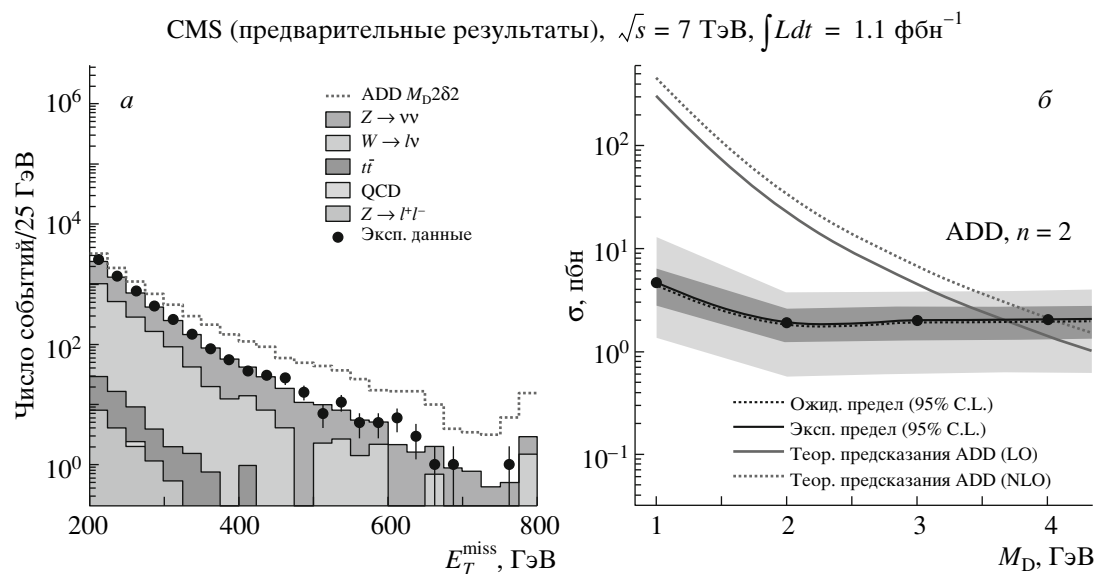


Рис. 8. а — Распределения событий по недостающей поперечной энергии в эксперименте CMS (точки с ошибками), а также соответствующие вклады от фоновых процессов (затемненные гистограммы) и ожидаемого сигнала в ADD-модели (светлая гистограмма). б — Предел на сечение рождения в канале $jet + \cancel{E}_T$, измеренный CMS (точки, соединенные сплошной линией), и ожидаемый по стандартной модели (точечная линия) с 68%- и 95%-ным стандартным отклонением (затемненные области вокруг точечной линии). Приведены также предсказываемые сечения в модели ADD для $n = 2$ в LO и NLO (сплошная и точечная кривые соответственно) [27].

ны значения сечений, предсказываемых в модели ADD. Пересечения эти кривых дают ограничения на возможные значения многомерного масштаба гравитации от 3.67 до 2.25 ТэВ для $n = 2-7$ в главном порядке теории возмущений. В канале $\gamma + \cancel{E}_T$ эти ограничения существенно меньше — от

1.25 до 1.31 ТэВ для $n = 2-7$ [28], что связано с более низкими сечениями данного канала.

Наиболее перспективным каналом для поиска нового заряженного калибровочного бозона W' является его распад на лептон и соответствующее нейтрино, $W' \rightarrow l\nu_l$. Основным фоном для этого

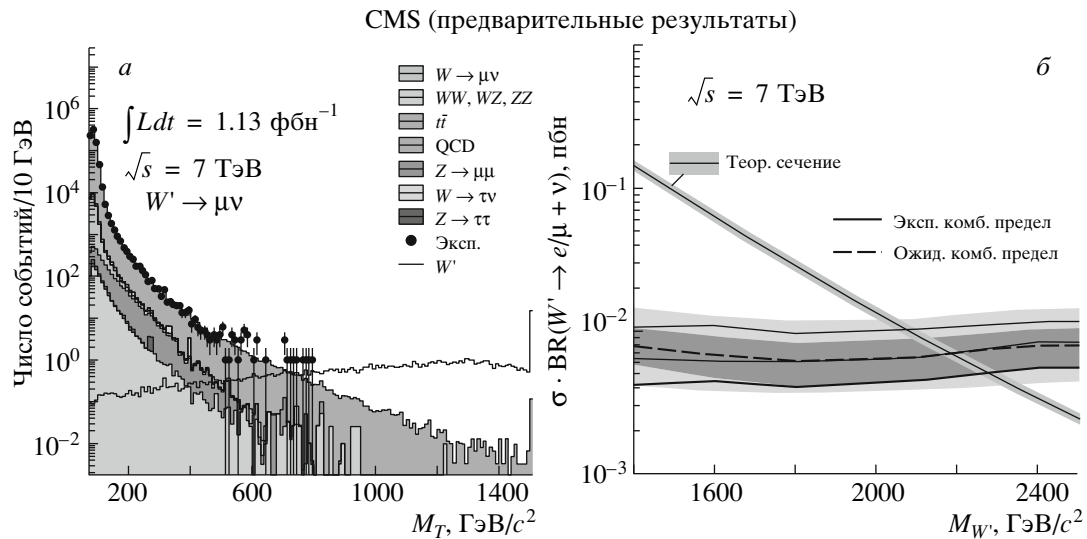


Рис. 9. *а* — Распределение по поперечной массе в событиях рождения $\mu\nu_\mu$ в эксперименте CMS (точки с ошибками), а также соответствующие вклады от фоновых процессов (затемненные гистограммы) и ожидаемого сигнала от распада $W' \rightarrow \mu\nu$ (светлая гистограмма). *б* — Предел на сечение рождения в канале $l\nu_l$, измеренный CMS (сплошная линия) и ожидаемый (штриховая линия) с 68%- и 95%-ным стандартным отклонением (затемненные области вокруг штриховой линии). Приведено предсказываемое сечение (теор. сечение) для $M_{W'} = 1.5 \text{ ТэВ}/c^2$ с теоретической неопределенностью [29].

распада является распад заряженного калибровочного бозона СМ по такому же каналу. Кроме того, существенный вклад дают процессы распада калибровочного бозона на другие лептоны, совместное рождение струй и t -кварка, парное рождение калибровочных бозонов (см. рис. 9а) [29]. Комбинированный анализ данных в электронном ($L_{\text{int}} = 1.03 \text{ фбн}^{-1}$) и мюонном ($L_{\text{int}} = 1.13 \text{ фбн}^{-1}$) каналах позволил наложить ограничения с 95% С.Л. на массу W' -бозона, которые составляют $2.27 \text{ ТэВ}/c^2$ (рис. 9б).

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ

Микроскопические черные дыры

Гипотеза дополнительных пространственных измерений, открывающихся при энергии порядка нескольких ТэВ, неизбежно требует и существования микроскопических черных дыр. Возможность и условия образования таких объектов на ЛНС детально обсуждались ранее [3]. Отличительной особенностью микроскопических черных дыр является их изотропный и равновероятный распад на все типы частиц, что приводит к появлению событий с большей, чем у процессов СМ, множественностью и сферичностью. Для анализа экспериментальных данных Коллаборация CMS использовала переменную S_T , определяемую как скалярная сумма поперечных энергий всех частиц

в событии с учетом недостающей поперечной энергии. Ожидаемым характерным сигналом образования черной дыры в данном случае является резкое увеличение значения и изменение формы спектра этой переменной по сравнению с предсказаниями СМ. На рис. 10а показано, как изменяется форма распределения S_T в присутствии черной дыры для событий со средним числом струй больше шести. Проанализированные данные не показывают значимого расхождения с предсказаниями СМ и налагают ограничения на минимальную массу черной дыры в 4–5 ТэВ в зависимости от значения фундаментального масштаба гравитации и числа дополнительных измерений n (рис. 10б) [30]. В данном случае рассмотрены два сценария — с вращающимися и не вращающимися черными дырами. Другие возможные сценарии образования черных дыр дают другие ограничения на параметры модели.

Четвертое поколение фермионов

Как известно, число поколений фермионов СМ не фиксировано и в общем случае может не быть равным трем. Расширение СМ за счет введения четвертого поколения [31] приводит ко многим важным феноменологическим следствиям, например позволяет изменить предсказания на массу бозона Хиггса, сделанные на основе прецизионных измерений масс W - и Z -бозонов [32], и решить проблему CP -нарушения. Данные экспериментов CDF и D0 ограничивали массы частиц четвертого

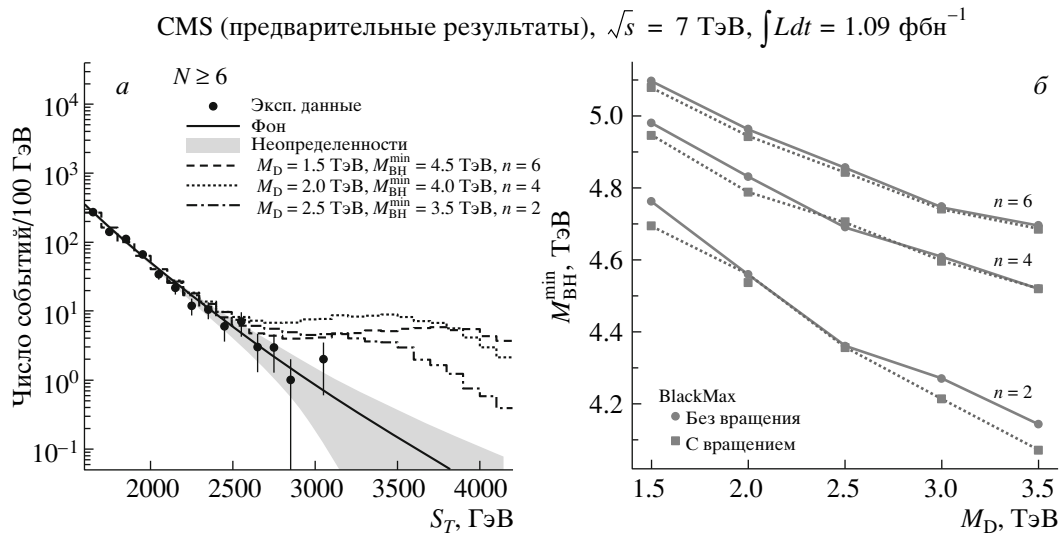


Рис. 10. *а* — Распределение событий с числом струй $N \geq 6$ по переменной S_T . Точки с ошибками — данные CMS, сплошная линия — фон, полученный в стандартной модели с неопределенностями (затемненная область). Приведены также распределения, соответствующие трем различным сценариям рождения черных дыр (штриховая, точечная и штрихпунктирная линии). *б* — Исключенная область минимально возможных масс черных дыр в зависимости от фундаментального многомерного масштаба гравитации (для черных дыр без вращения — точки \bullet , соединенные сплошными линиями, и с вращением — точки \blacksquare , соединенные точечными линиями) [30]. Рассмотрены сценарии с числом дополнительных измерений $n = 2, 4, 6$. Теоретические предсказания получены с помощью генератора событий BlackMax.

поколения величинами $m_{b'} > 385$ ГэВ/ c^2 и $m_{t'} > 358$ ГэВ/ c^2 [33].

Основными ожидаемыми распадами кварков четвертого поколения в эксперименте CMS являются: 1) $b'\bar{b}' \rightarrow tW^-\bar{t}W^+ \rightarrow bW^+W^-\bar{b}W^+W^-$, 2) $t'\bar{t}' \rightarrow tZ\bar{t}Z \rightarrow bW^+Z\bar{b}W^-ZZ$ и 3) $t'\bar{t}' \rightarrow bW^+\bar{b}W^-$. Искомые экспериментальные сигналы определяются дальнейшими возможными распадами калибровочных бозонов. Характерными сигналами первого процесса являются трехлептонные события и события с парой лептонов одного знака. Поиск сигнала b' -кварка в данном канале дает ограничение на его массу $m_{b'} > 495$ ГэВ/ c^2 [34]. Второй процесс также характеризуется трехлептонами событиями — два лептона из распада Z -бозона и один из распада W . Как следует из анализа этого канала, минимальное значение возможной массы t' -кварка составляет 417 ГэВ/ c^2 [35]. Для третьего процесса возможны чисто лептонные каналы $t'\bar{t}' \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow bl^+\nu\bar{b}l^-\bar{\nu}$ или смешанные лептон-адронные распады $t'\bar{t}' \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow bl^+\nu\bar{b}q\bar{q}$. Полученные в этих каналах ограничения на массу t' -кварка составляют 442 [36] и 450 ГэВ/ c^2 [37], соответственно.

Лептокварки

Некоторые теории за рамками СМ, включая ТВО, составные модели фермионов, расширенные

калибровочные модели и т.д., пытающиеся описать кварки и лептоны с единых позиций, предсказывают существование новых частиц, несущих квантовые числа кварков и лептонов и называемых лептокварками [38]. Лептокварки обладают цветом, имеют дробный электрический заряд, спин, равный 0 или 1, и могут распадаться на лептоны и кварки $qq, gg \rightarrow 2LQ \rightarrow 2l2q$. Таким образом, сигналом для таких частиц служит образование пары лептонов и пары струй. Лептокварки, как и фермионы СМ, образуют поколения; частицы первого поколения распадаются на электроны, второго — на мюоны, третьего — на τ -лептоны. Предыдущие исследования эксперимента D0 дали следующие ограничения на массы: $M_{LQ} > 299$ и > 316 ГэВ/ c^2 [39] для первого и второго поколений соответственно. Данные эксперимента CMS позволили установить новые ограничения на массы лептокварков: для первого поколения $M_{LQ} > 340$ ГэВ/ c^2 [40], для второго — $M_{LQ} > 632$ ГэВ/ c^2 [41] и для третьего — $M_{LQ} > 350$ ГэВ/ c^2 [42].

Результаты эксперимента CMS, обсуждаемые в настоящей работе, совпадают с результатами другого многоцелевого эксперимента на Большом адронном коллайдере — ATLAS [43].

В заключение выражаю благодарность С. Ворму, А. В. Ланёву, М. В. Савиной и другим участникам эксперимента CMS за полезные замечания и обсуждения при подготовке этой работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. L. Bayatian *et al.* (CMS Collab.), J. Phys. G **34**, 995 (2007); И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина, С. В. Шматов, ЯФ **70**, 61 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 56 (2007)].
2. С. В. Шматов, ЯФ **74**, 511 (2011) [Phys. Atom. Nucl. **74**, 490 (2011)].
3. М. В. Савина, ЯФ **74**, 518 (2011) [Phys. Atom. Nucl. **74**, 496 (2011)].
4. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
5. J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. **183**, 193 (1989); K. Huitu *et al.*, Nucl. Phys. B **487**, 27 (1997); hep-ph/9606311; F. Feruglio, L. Maiani, and A. Masiero, Phys. Lett. B **233**, 512 (1989); D. del Aguila, M. Quiros, and F. Zwinger, Nucl. Phys. B **287**, 419 (1987); G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989); P. Langacker, R. W. Robinett, and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **30**, 1470 (1984).
6. I. Antoniadis, Phys. Lett. B **246**, 377 (1990); I. Antoniadis and K. Benakli, Phys. Lett. B **326**, 69 (1994); I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quirós, Phys. Lett. B **331**, 313 (1994).
7. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370, 4690 (1999).
8. H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D **63**, 075004 (2001); hep-ph/0006041.
9. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-019.
10. G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989).
11. M. Cvetič and P. Langacker, Phys. Rev. D **54**, 3570 (1996); Mod. Phys. Lett. A **11**, 1247 (1996).
12. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-038.
13. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **704**, 123 (2011); arXiv: 1107.4771 [hep-ex].
14. V. Khachatryan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **105**, 211801 (2010).
15. L. A. Anchordoqui *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 171603 (2008).
16. U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, Int. J. Mod. Phys. A **2**, 1285 (1987); U. Baur, M. Spira, and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **42**, 815 (1990).
17. P. H. Frampton and S. L. Glashow, Phys. Lett. B **190**, 157 (1987).
18. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-006.
19. J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974); R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 566 (1975); G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975).
20. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-002.
21. K. Nakamura *et al.* (PDG), J. Phys. G **37**, 075021 (2010).
22. S. Weinberg, Phys. Rev. D **19**, 1277 (1979); L. Susskind, Phys. Rev. D **20**, 2619 (1979).
23. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-041.
24. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998); Phys. Rev. D **59**, 086004 (1999); I. Antoniadis *et al.*, Phys. Lett. B **436**, 257 (1998).
25. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-039.
26. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-038.
27. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-059.
28. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-058.
29. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-024.
30. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-071.
31. D. Choudhury, T. M. P. Tait, and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **65**, 053002 (2002); M. Schmaltz, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **117**, 40 (2003).
32. М. И. Высоцкий, в сб.: Труды Объединенного семинара RDMS CMS “Физика на LHC”, вып. 2 (ОИЯИ, Дубна), с. 47.
33. CDF Collab., Conference Note, 10395 (2010); D0 Collab., arXiv: 1104.4522 [hep-ex].
34. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-036.
35. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-005.
36. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-050.
37. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-051.
38. J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. **183**, 193 (1989); J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974); B. Schrempp and F. Schrempp, Phys. Lett. B **153**, 101 (1985).
39. V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Lett. B **681**, 224 (2009).
40. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Lett. B **703**, 246 (2011); arXiv: 1105.5237 [hep-ex].
41. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-028.
42. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), CMS PAS EXO-11-030.
43. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic>

SEARCH FOR PHYSICS BEYOND THE STANDARD MODEL IN pp COLLISIONS AT $\sqrt{s} = 7$ TeV IN THE CMS EXPERIMENT AT THE LHC

S. V. Shmatov
(on behalf of the CMS Collaboration)

This paper summarizes the results of several searches for evidence of new physics phenomena beyond the Standard Model using proton–proton collisions at 7 TeV delivered by the Large Hadron Collider at CERN and recorded by the CMS detector in 2011.