

## ПОИСК ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2011 г. С. В. Шматов\*  
(от имени Коллаборации CMS)

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Поступила в редакцию 28.05.2010 г.; после доработки 04.10.2010 г.

Представлен анализ предсказаний моделей многомерных теорий и возможности регистрации сигналов от дополнительных пространственных измерений в эксперименте “Компактный мюонный соленоид” (CMS) на Большом адронном коллайдере.

### ВВЕДЕНИЕ

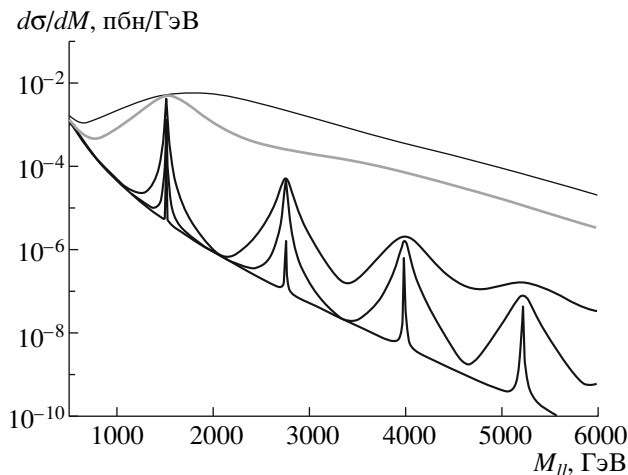
Несмотря на мощную предсказательную силу и тщательную экспериментальную проверку, стандартная модель взаимодействий элементарных частиц (СМ) обладает рядом недостатков и нерешенных проблем, что не позволяет считать ее окончательным вариантом теории. В частности, в СМ присутствуют очень большие (бесконечные, при отсутствии верхнего обрезания по энергиям, или масштаба применимости теории) поправки к массе хиггсовского бозона. Для сокращения этих поправок требуется произвести ручную процедуру определенной подстройки теории. Масса хиггсовского бозона задается масштабом нарушения электрослабой симметрии  $M_{ew} \sim 200$  ГэВ. Квантовые поправки к этому значению регулируются максимальным значением энергии, до которого применимо квантовополевоое описание, т.е. до масштаба, начиная с которого существенны эффекты квантовой гравитации:  $M_{Pl} \sim 10^{19}$  ТэВ. Поэтому проблеме подстройки теории называют также “проблемой иерархий” (т.е. проблемой существования двух энергетических масштабов, чрезвычайно различающихся по величине —  $M_{ew}$  и  $M_{Pl}$ ). А подстройку называют “тонкой”, потому что для отношения этих двух масштабов получается крайне малая величина:  $M_{Pl}/M_{ew} \sim 10^2/10^{19} \sim 10^{-17}$ . Существование самой иерархии, как и ее подстройки с подобной совершенно удивительной точностью, представляет собой серьезную проблему для СМ как теоретической конструкции. Элегантное решение этой проблемы предлагается в моделях с дополнительными пространственными измерениями (многомерных моделях) и заключается в том, чтобы понизить значение верхнего предела с планковских энергий

до гораздо меньшего энергетического масштаба и приблизить его к  $M_{ew}$ .

В современных многомерных сценариях рассматриваются дополнительные пространственные измерения достаточно большого размера (не планковские) и предсказываются новые физические эффекты, которые могут проявляться при масштабе энергий порядка ТэВ. Поэтому подобные эффекты могут изучаться на современных ускорителях, например, на Большом адронном коллайдере (ЛНС), сконструированном для работы на сталкивающихся пучках протонов с энергией до  $\sqrt{S} = 14$  ТэВ в с.ц.м.

С экспериментальной точки зрения объектом наблюдения могут быть бесконечные спектры специфических трехмерных состояний — калуцклейновские возбуждения (КК-моды) обычных частиц — их полные копии по квантовым числам (заряду, спину, лептонному или барионному числу и пр.), но отличающиеся возрастающими массами. В различных сценариях полное многомерное описание применимо к каким-то отдельным классам частиц СМ (или же ко всем, в самом общем случае). Например, в модели ТэВ<sup>-1</sup> [1] только калибровочные поля являются многомерными, так что существуют массивные КК-моды калибровочных бозонов. Аналогично, если рассмотреть модели, в которых только гравитация является многомерной, то получим набор КК-мод гравитона [2, 3]. Не во всех сценариях резонансные состояния являются узкими и тяжелыми и выглядят как новые индивидуальные частицы с характерными свойствами — массой, зарядом, спином, каналами распада и т.д. Возможны также варианты, в которых КК-моды в спектре настолько легкие и расстояния между ними настолько малые, что эти моды не различаются как индивидуальные резонансы, а формируют плавную огибающую [2]. В по-

\*E-mail: shmatov@cern.ch



**Рис. 1.** Распределение по инвариантной массе пары лептонов в сценарии RS1 при различных значениях отношения кривизны пространства анти-де Ситтера  $k$  к четырехмерному планковскому масштабу  $M_{Pl}$ . Снизу вверх:  $k/M_{Pl} = 0.01, 0.05, 0.1, 0.5, 1.0$  [8].

добных моделях КК-моды дают вклады в процессы рождения частиц СМ, например, в рождение пары мюонов, электронов или фотонов, что приводит к значительному повышению вероятности этих процессов, т.е. к увеличению числа рождаемых пар в единицу времени. Таким образом, у нас получается избыток всех рождающихся частиц по сравнению с предсказаниями СМ (регулярный подъем над фоном СМ).

Другое свойство многомерных моделей — способность КК-мод физически перемещаться в дополнительных измерениях. Это означает, что они исчезают из нашего мира сразу же после рождения, что в эксперименте выглядит как события с дефицитом энергии [4]. Подобные сигналы с недостающей (потерянной) энергией также являются объектом экспериментального поиска.

Таким образом, экспериментальные сигналы от дополнительных измерений могут быть трех типов: 1) рождение новых тяжелых резонансных состояний, 2) нерезонансные отклонения от предсказаний СМ, 3) рождение частиц СМ (одной или нескольких) в событиях с недостающей энергией. Установка “Компактный мюонный соленоид” (CMS) [5], созданная для работы на пучках LHC, представляет собой многоцелевой экспериментальный комплекс, способный регистрировать все перечисленные выше типы экспериментальных сигналов в широком диапазоне энергий и масс рождаемых частиц (вплоть до нескольких ТэВ). В настоящей работе представлен обзор потенциала эксперимента CMS по обнаружению сигналов от дополнительных пространственных измерений при  $\sqrt{S} = 10$  и 14 ТэВ в с.ц.м. Анализ выполнен на

основании детального моделирования физических процессов и последующего прохождения элементарных частиц через вещество детекторных систем с использованием пакета моделирования GEANT4 [6], позволяющего учесть специфику конструкции детекторных систем CMS. Также учитывались возможные систематические эффекты, вызванные неопределенностью теоретических предсказаний и ошибками реконструкции физических сигналов.

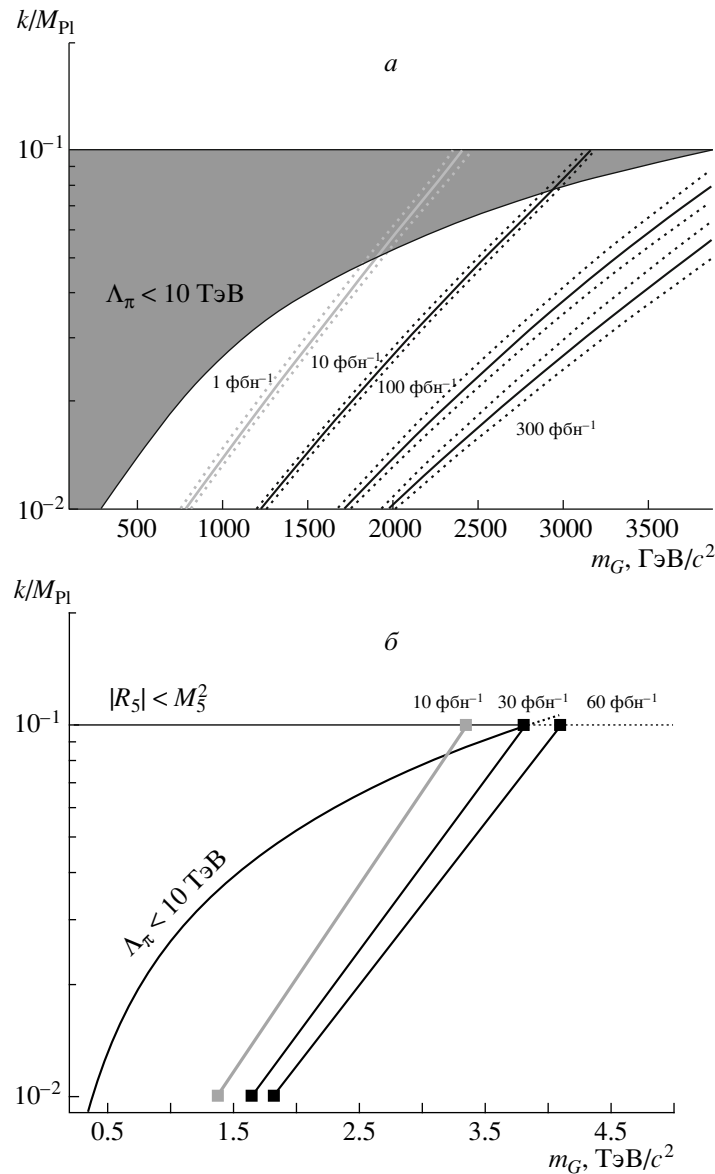
## НОВЫЕ ТЯЖЕЛЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Как уже отмечалось выше, существует целый набор физических сценариев за рамками СМ, предсказывающих существование новых резонансных состояний на масштабе масс порядка нескольких ТэВ. Подобные состояния могут появляться как в четырехмерных моделях с расширенным калибровочным сектором (новые калибровочные бозоны  $Z'$  и  $W'$ ) [7], так и в моделях многомерной квантовой теории поля и гравитации (модели RS1, ТэВ<sup>-1</sup> и более сложные варианты). Например, в модели Randall–Sundrum (RS1) [3] появляются возбужденные состояния гравитона (рис. 1) [8], а в ТэВ<sup>-1</sup> [1] — КК-моды стандартных калибровочных бозонов ( $Z_{KK}$  и  $W_{KK}$ ). Как показывают текущие экспериментальные данные с Тэватрона, масса новых резонансов должна быть не меньше 0.5–1 ТэВ/ $c^2$  (в зависимости от модели) [9].

Как и обычные резонансные состояния СМ, новые резонансы могут распадаться на частицы СМ (лептоны, кварки и калибровочные бозоны). Следовательно, эти состояния могут проявляться как индивидуальные пики над двухлептонным, двухфотонным или двухструйным континуумом СМ. 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.

### Модель Randall–Sundrum

В сценарии RS1 [3] рассматривается полное многомерное пространство-время анти-де Ситтера ( $AdS$ ) с ненулевой кривизной и одним дополнительным пространственным измерением, и наша Вселенная считается четырехмерным (три пространственные координаты и одна временная) срезом пятимерного пространства  $AdS_5$ . Отличительной чертой модели RS1 является наличие возбужденных массивных гравитационных состояний (RS1-гравитонов), которые могут давать значительный вклад в процессы СМ на энергетическом масштабе взаимодействий выше фундаментального масштаба теории (рис. 1). Рисунок 2 демонстрирует область параметров модели RS1, доступных



**Рис. 2.** Теоретические ограничения и ожидаемые пределы эксперимента CMS для параметров сценария RS1 в пространстве  $(k/M_{Pl})-(m_1 = m_G)$  для каналов распада на пару мюонов (а) и на пару электронов (б) [10].

для измерения на установке CMS, при распаде первого возбуждения из бесконечного спектра КК-мод на пару мюонов (рис. 2а) и электронов (рис. 2б). Параметр модели  $c$  определяется как отношение  $k/M_{Pl}$ , где  $k$  — кривизна пространства анти-де Ситтера, а  $M_{Pl}$  — четырехмерный планковский масштаб. Затемненная область на рис. 2а показывает набор параметров, разрешенных в этой модели из теоретических предположений, сплошные кривые ограничивают области параметров, доступных для экспериментального изучения (области слева от кривых). Точечными кривыми показаны диапазоны неопределенностей представленных оценок, вызванных ошибками эксперимен-

тальной аппаратуры, методикой измерения и оцененной неточностью теоретических расчетов. Из рис. 2 видно, что при набранной интегральной светимости  $L_{int} = 1 \text{ фбн}^{-1}$  первый гравитонный резонанс модели RS1 может быть открыт со статистической значимостью  $5\sigma$ , если его масса  $m_1$  не превышает  $0.8\text{--}2.3 \text{ ТэВ}/c^2$  при  $c = 0.01\text{--}0.1$  [10]. Для большей статистики,  $L_{int} = 10 \text{ фбн}^{-1}$ , доступный для экспериментального изучения диапазон масс расширяется до  $1.2\text{--}3.1$  и  $1.35\text{--}3.3 \text{ ТэВ}/c^2$  в мюонном и электронном каналах соответственно. В асимптотическом режиме работы LHC ( $L_{int} = 300 \text{ фбн}^{-1}$ ) можно обнаружить резонансы с массами до  $4.5 \text{ ТэВ}/c^2$  в мюонном канале.

В двухфотонном канале распада для интегральной светимости  $30 \text{ фбн}^{-1}$  предел достижимости по массе для нового резонанса равен  $1.61 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $c = 0.01$  и  $3.95 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $c = 0.1$  [10].

Для  $\sqrt{S} = 10 \text{ ТэВ}$  в с.ц.м. значение предельно достижимой для измерения массы гравитона равно  $1.21\text{--}1.49 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $c = 0.05\text{--}0.1$  ( $L_{\text{int}} = 0.1 \text{ фбн}^{-1}$ ) в канале распада на два электрона [11] и  $0.75\text{--}1.25 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $c = 0.03\text{--}0.1$  ( $L_{\text{int}} \sim 0.1 \text{ фбн}^{-1}$ ) в канале распада на два фотона [12]. Учитывая, что массовая щель между состояниями в КК-спектре того же порядка, что и сами значения масс, вероятность наблюдения на LHC следующих КК-мод (второй, третьей и т.д.) весьма мала.

### Модель $TeV^{-1}$

Как уже отмечалось выше, гравитоны — не единственные частицы, чувствительные к дополнительным измерениям. Например, в сценариях многомерной теории поля с дополнительными измерениями радиуса  $R \propto \text{ТэВ}^{-1}$  [1] калибровочные бозоны могут “чувствовать” дополнительные измерения, и феноменология таких моделей содержит “башню” КК-мод калибровочных бозонов. Как и в случае RS1-модели, можно ожидать события прямого рождения новых массивных состояний  $Z_{\text{КК}}$  (одного или двух низших, достижимых по энергии на LHC). Основной канал для наблюдения этих частиц — распад на пару мюонов или электронов — обеспечивает ясный чистый сигнал резонансной природы на фоне достаточно точных предсказаний для фона СМ (процесс Дрелла—Яна) [10, 13].

Для КК-мод  $Z$ -бозона, распадающихся на пару электрон—позитрон, предел наблюдаемости со статистической значимостью  $5\sigma$  достигается при значениях фундаментального многомерного масштаба  $M_D = 4.97 \text{ ТэВ}$  для интегральной светимости  $10 \text{ фбн}^{-1}$ ,  $M_D = 5.53 \text{ ТэВ}$  для  $30 \text{ фбн}^{-1}$  и  $M_D = 5.88 \text{ ТэВ}$  для  $60 \text{ фбн}^{-1}$  [10].

Отметим, что анализ каналов распада резонансов на два кварка (или глюоны), дающих в конечном состоянии две струи, обеспечивает несколько меньшее продвижения по массовой шкале по сравнению с лептонными и фотонными каналами. Это объясняется тем, что, несмотря на большую вероятность рождения двух струй, такой процесс имеет худшие фоновые условия, затрудняющие отбор событий и анализ полученных данных.

### Идентификация спина резонанса

Важной экспериментальной задачей является проблема идентификации резонансов. Предположим, что в эксперименте было обнаружено какое-то новое резонансное состояние с определенной массой. Однако, как уже упоминалось выше, подобные резонансы могут возникать в ряде различных физических моделей, и вопрос происхождения нового обнаруженного состояния остается открытым. Одно из основных отличий резонансов разного типа заключается в их спинах (RS1-гравитон имеет спин 2, а всевозможные “вариации” на тему калибровочных бозонов — спин 1). Вследствие этого будет наблюдаться различное поведение угловых зависимостей вторичных частиц — продуктов распада. Очевидно, что угловые распределения будут сильно искажены кинематическими обрезаниями, применяемыми для выделения сигнала (особенно в области малых углов), и ожидаемые теоретические распределения будут отличаться от наблюдаемых. Тем не менее при достаточной статистике различия между двумя кривыми (для резонансов со спинами 2 и 1) видны вполне отчетливо даже после всех кинематических обрезаний. Проведенный анализ показал, что для интегральной светимости  $L_{\text{int}} = 100 \text{ фбн}^{-1}$  угловые распределения мюонов в конечном состоянии позволяют разделить резонансные состояния со спином 1 и 2, по крайней мере, до масс порядка  $1.1 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $c = 0.01$  и  $2.5 \text{ ТэВ}/c^2$  для  $c = 0.1$  [10].

## НЕРЕЗОНАНСНЫЕ ОТКЛОНЕНИЯ ОТ СПЕКТРА СМ

### Модель ADD

В сценарии Arkani-Hamed—Dimopoulos—Dvali (ADD) [2] (как и в его более сложных вариациях) рассматривается многомерная гравитация в пространстве без кривизны — плоские браны вкладываются в плоский полный многомерный объем, и все поля СМ локализованы на одной из бран [3]. Дополнительные пространственные измерения (числом от 1 до 6 — в духе теории струн) считаются компактными, но достаточно большими. Как и в случаях, рассмотренных выше, в ADD-модели также предполагается, что фундаментальный масштаб гравитации порядка электрослабого масштаба,  $M_D \approx 1 \text{ ТэВ}$ . Вторым параметром модели является размер дополнительных измерений, который зависит от их числа  $n$  и фундаментального масштаба и определяется как  $R \approx M_D^{-1} \times (M_{\text{Pl}}/M_D)^{2/n} \approx 10^{(32/n)} \times 10^{-17} \text{ см}$ .

Интересным представляется случай двух дополнительных измерений, когда  $R \approx 1 \text{ мм}$  для  $M_D \approx 1 \text{ ТэВ}$ . Однако именно для таких значений случай

$n = 2$  исключен по астрофизическим и космологическим соображениям. В частности, для таких значений параметров мы получаем бесконечный набор очень легких КК-мод гравитона с массами  $m_{KK} \approx 10^{-(2 \div 3)}$  эВ. Но тогда в ранней Вселенной эти легкие КК-гравитоны могли бы рождаться в изобилии при достаточно высоких температурах, что привело бы к разрушению стандартной картины Большого взрыва и последующей эволюции Вселенной [2]. Кроме космологических, существуют и астрофизические аргументы неприемлемости значений  $M_D \approx 1$  ТэВ и  $n = 2$ , связанные с тем, что излучение таких легких частиц должно было бы доминировать над излучением прочих частиц, например нейтрино, что противоречит стандартной картине взрыва сверхновых и пр.

Конечно, можно обойти эти ограничения, если при сохранении значения  $M_D \approx 1$  ТэВ рассмотреть другие случаи с большим числом дополнительных измерений, например:  $n = 3$ , когда получается значение радиуса компактификации  $R \approx 10^{-6}$  см, или  $n = 6$  и  $R \approx 10^{-12}$  см. С другой стороны, можно рассмотреть большие значения масштаба компактификации, например,  $M_D \approx 30$  ТэВ, что будет более приемлемым с космологической точки зрения, но тогда возможные экспериментальные следствия, очевидно, останутся за рамками возможностей современных ускорителей.

При любом выборе параметров характерной основной чертой ADD-модели является существование легких КК-гравитонов, которые будут давать вклады во все процессы взаимодействий СМ и могут быть наблюдаемы на коллайдерах в процессах непосредственного рождения КК-гравитонов или 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. подробности 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 очень чисты с точки зрения фоновых условий и весьма чувствительны к новой физике.

Размер области инвариантных масс пары лептонов  $M_{ll}$ , которая искажается при наличии дополнительных измерений, напрямую зависит от параметров модели — фундаментального масштаба гравитации  $M_D$  и числа дополнительных измерений  $n$ . Рисунок 3 демонстрирует возможности

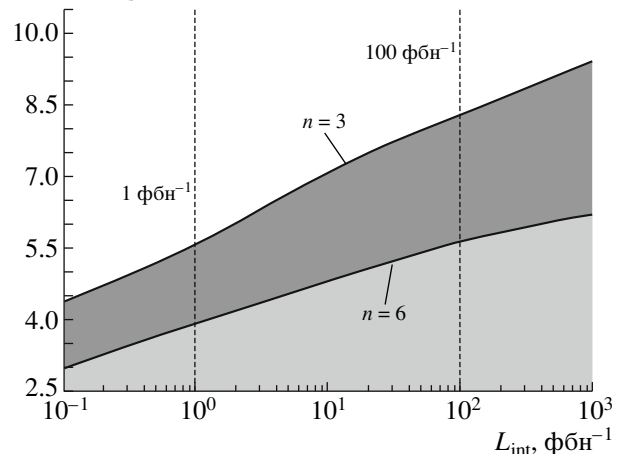
Предел  $M_s$ , ТэВ

Рис. 3. Верхний предел на величину  $M_D = M_s$  со статистической значимостью  $5\sigma$  наблюдения сигнала виртуального обмена гравитоном модели ADD в канале с двумя мюонами при  $\sqrt{S} = 14$  ТэВ [10].

CMS для проверки ADD-сценария [10]. Затемненная область между двумя кривыми ( $n = 3$  и  $n = 6$ ) отвечает верхнему пределу на величину  $M_D$  с необходимой статистической значимостью. Достижимые значения фундаментального масштаба  $M_D$  за время накопления интегральной светимости  $L_{int} = 1$  фбн $^{-1}$  лежат в диапазоне 3.9–5.5 ТэВ, в зависимости от числа дополнительных измерений. Увеличение накопленной интегральной светимости до  $L_{int} = 100$  фбн $^{-1}$  позволяет проверить предсказания этой модели низкоэнергетической гравитации вплоть до  $M_D = 5.8$ –8.3 ТэВ.

Анализ, базирующийся на информации в канале рождения двух фотонов при энергии столкновения  $\sqrt{S} = 10$  ТэВ с.ц.м., показывает, что чувствительная для CMS область  $M_D$  ограничена 2.5 ТэВ для  $n = 4$  за время набора данных  $\sim 0.1$  фбн $^{-1}$  [14].

Для полноты можно также отметить, что, помимо обсуждавшихся выше сценариев многомерной гравитации на масштабе ТэВ с нерезонансными отклонениями от предсказаний СМ, существуют другие теоретические модели, предсказывающие аналогичные сигналы. В качестве примера можно привести модель составных фермионов, в которых кварки и лептоны не являются истинно фундаментальными частицами, а имеют определенную структуру. В этом случае также следует ожидать увеличения выхода частиц в области больших инвариантных масс. Аналогичные нерезонансные отклонения также можно ожидать даже для случаев резонансных сигналов, как в моделях RS1, моделях с  $Z'$  и пр., упоминавшихся выше, но в ситуациях, когда значение фундаментального параметра оказывается слишком высоким и энергии

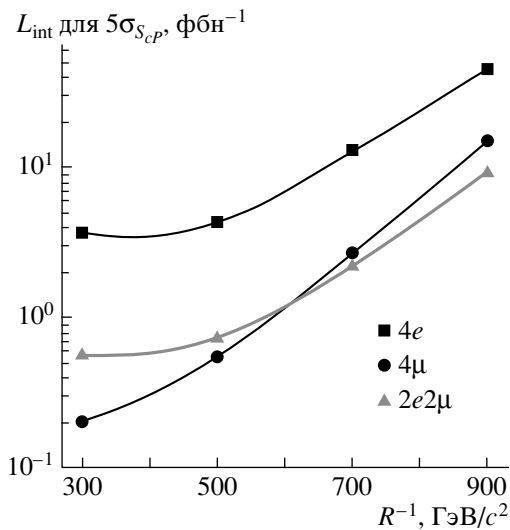


Рис. 4. Потенциал открытия сигналов UED в канале с четырьмя лептонами [18].

ускорителя не хватает для прямого наблюдения резонансной структуры. Фактически в таких случаях наблюдению будет доступен только левый “хвост” распределения, начало подъема. Анализ подобных ситуаций и отделение их от случая истинно нерезонансных структур сильно модельно зависим и должен проводиться аккуратно.

## СИГНАЛЫ С НЕДОСТАЮЩЕЙ ЭНЕРГИЕЙ

### Модель ADD

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  $q\bar{q} \rightarrow gG$ ,  $gq \rightarrow qG$ ,  $gg \rightarrow gG$ . Реальный гравитон не распадается на частицы СМ и уносит часть энергии из точки взаимодействия. Таким образом, сигналом прямого рождения гравитона могут быть события с недостающей энергией в конечном состоянии, ассоциированные с рождением одиночной струи или фотона. При энергии взаимодействия пучков LHC  $\sqrt{S} = 14$  ТэВ в с.ц.м. в канале  $jet + \cancel{E}_T$  открытие гравитона на уровне статистической значимости  $5\sigma$  может быть осуществлено на интегральной статистике  $0.1 \text{ фбн}^{-1}$ , если значение фундаментальной массы Планка,  $M_D$ , не превышает 3.58–2.62 ТэВ для  $n = 2-3$  [15]. Канал  $\gamma + \cancel{E}_T$  дает более пессимистические оценки значения  $M_D \sim 1$  ТэВ за время набора  $L_{int} = 0.1-0.2 \text{ фбн}^{-1}$  [16].

Для более низкой энергии пучков LHC,  $\sqrt{S} = 10$  ТэВ в с.ц.м., максимально достижимое в эксперименте значение  $M_D$  составляет 3.1–2.3 ТэВ

для  $n = 2-3$  в канале  $jet + \cancel{E}_T$  ( $L_{int} = 0.2 \text{ фбн}^{-1}$ ) [17] и  $\sim 1$  ТэВ для  $n = 2-3$  в канале  $\gamma + \cancel{E}_T$  ( $L_{int} = 1 \text{ фбн}^{-1}$ ).

### Универсальные дополнительные измерения

Модель универсальных дополнительных измерений (UED) [4] — “максимальный” сценарий многомерной теории поля, в котором все поля СМ (и фермионы, и бозоны) “чувствуют” дополнительные измерения и могут “путешествовать” по ним. Поэтому каждая частица СМ имеет свою бесконечную башню КК-мод. В частности, минимальная модель mUED предполагает, что существует только одно дополнительное пространственное измерение. В этом случае КК-моды должны рождаться попарно и распадаться каскадным образом до последней, стабильной, частицы (в полной аналогии с суперсимметричными распадами), а легчайшей стабильной КК-частицей (LKP) является фотон. Экспериментальным сигналом рождения КК-мод являются события с недостающей энергией, уносимой LKP, и ассоциированным рождением мягких лептонов, испускаемых на каждой стадии процесса каскадного распада КК-частиц. На рис. 4 показана интегральная светимость, необходимая для наблюдения процесса со статистической значимостью  $5\sigma$  (с учетом возможной систематики). Открытие mUED-сигналов возможно для  $R^{-1} = 300$  и  $500 \text{ ГэВ}/c^2$  при интегральной светимости меньше  $1 \text{ фбн}^{-1}$ , что грубо соответствует трем месяцам работы LHC в режиме низкой светимости  $L = 10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  [18].

В заключение выражаю благодарность А. Дерюку, Г. Ландсбергу, А. В. Ланёву, М. В. Савиной и другим участникам эксперимента CMS за полезные замечания и обсуждения при подготовке доклада и статьи.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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. Quiros, Phys. Lett. B **331**, 313 (1994).
2. 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).
3. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370, 4690 (1999).
4. T. Appelquist, H.-Ch. Cheng, and B. A. Dobrescu, Phys. Rev. D **64**, 035002 (2001).
5. S. Chatrchyan *et al.* (CMS Collab.), JINST **3**, S08004 (2008).
6. <http://www.geant4.com/hadronics/GHAD/Home-Page/geant4.7.0/calorimetry/index.html>

7. 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. Zwirner, 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).
8. H. Davoudiasl, J. L. Hewett, and T. G. Rizzo, Phys. Rev. D **63**, 075004 (2001), hep-ph/0006041.
9. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **102**, 091805 (2009).
10. CMS Collab., J. Phys. G **34**, 995 (2007).
11. CMS Collab., CMS PAS EXO-09-009.
12. CMS Collab., CMS PAS EXO-09-006.
13. A. Lanyov and S. Shmatov, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **177–178**, 302 (2008), arXiv:0707.4151 [hep-ex].
14. CMS Collab., CMS PAS EXO-09-004.
15. CMS Collab., CMS PAS EXO-08-011 (CERN, 2009).
16. J. Weng *et al.*, CMS NOTE 2006/129.
17. CMS Collab., CMS PAS EXO-08-013 (CERN, 2009).
18. M. Kazana, CMS CR 2006/062.

## THE SEARCH FOR EXTRA SPATIAL DIMENSIONS WITH THE CMS EXPERIMENTS AT THE LARGE HADRON COLLIDER

S. V. Shmatov  
(for the CMS Collaboration)

The possibility to observe TeV-scale gravity signals with the Compact Muon Solenoid experiment at the LHC is discussed. The analysis of the multidimensional theories' predictions is also presented.